

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ДЖИЛАВЯН Леонид Завернович

ФОТОЯДЕРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ
В ПРЯМЫХ И ОБРАТНЫХ РЕАКЦИЯХ

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2016

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
Глава 1. ПРЕЦИЗИОННЫЕ ПУЧКИ ЭЛЕКТРОНОВ	13
1.1. Особенности импульсных резонансных ускорителей электронов	13
1.2. Транспортировка, формирование и анализ пучков электронов и позитронов ...	20
1.3. Получение прецизионных пучков электронов	34
1.4. Экспериментальное исследование многократного рассеяния электронов	49
1.5. Выводы	51
Глава 2. ПРЕЦИЗИОННЫЕ ПУЧКИ ПОЗИТРОНОВ	52
2.1.1. Конверсия $e^- \rightarrow e^+$ в толстых конвертерах	52
2.1.1.1. Характеристики $e^- \rightarrow e^+$ конверсии в толстых конвертерах	53
2.1.1.2. Измерения для оптимальных по Z и T конвертеров при $25 \text{ МэВ} \leq E^- \leq 60 \text{ МэВ}$ дифференциального коэффициента $e^- \rightarrow e^+$ конверсии $K(E^+, E^-, \theta^- = \theta^+ = 0, T)$	57
2.2. Ускорение позитронов в ЛУЭ на бегущей волне	59
2.2.1. Характеристики ускорения позитронов в ЛУЭ на бегущей волне	59
2.2.2. Исследование динамики ускорения позитронов в ЛУЭ на бегущей волне	63
2.3. Получение прецизионных пучков позитронов	67
2.4. Калибровки детекторов частиц	85
2.4.1. Исследования рентгеновских эмульсий	85
2.4.2. Исследования черенковских и сцинтилляционных детекторов частиц	87
2.5. Выводы	89
Глава 3. ТОРМОЗНЫЕ И КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ АННИГИЛЯЦИОННЫЕ РЕАЛЬНЫЕ ФОТОНЫ. ВИРТУАЛЬНЫЕ ФОТОНЫ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ	91
3.1. Свойства тормозного излучения электронов и позитронов	91
3.1.1. Сечения образования тормозного излучения электронов и позитронов	91
3.1.2. Тормозное излучение электронов в толстых радиаторах	100
3.2. Свойства излучения от аннигиляции позитронов на лету	106
3.2.1. Сечения образования излучения от аннигиляции позитронов на лету	106
3.2.2. Коэффициенты конверсии позитронов в аннигиляционные фотоны	113
3.3. Получение прецизионных пучков тормозных и аннигиляционных фотонов ...	121
3.4. Возможности получения тормозных и аннигиляционных фотонов при соединении импульсных ЛУЭ с кольцевыми ускорителями-накопителями	132
3.5. Виртуальные фотоны в электрон- и позитрон- ядерных реакциях	140
3.6. Выводы	148

Глава 4. ИССЛЕДОВАНИЯ С АННИГИЛЯЦИОННЫМИ ФОТОНАМИ	150
4.1. Измерение сечения реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$	150
4.2. Измерение сечения реакции $^{238}\text{U}(\gamma, F)$	153
4.3. Выводы	157
Глава 5. ИССЛЕДОВАНИЯ С ТОРМОЗНЫМИ ФОТОНАМИ И ЭЛЕКТРОНАМИ	158
5.1. Исследования разделения изовекторных E2 и E1 гигантских резонансов	158
5.1.1. Связь заселения изомеров в фото- и электро- ядерных реакциях с актуальными задачами электромагнитных взаимодействий ядер	160
5.1.2. Измерение сечения реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$	163
5.1.3. Выделение вклада изовекторного E2 ГР в данных измерений изомерных отношений выходов реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196\text{m.g}}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}(e^-, (e^-)n)^{196\text{m.g}}\text{Au}$	166
5.1.4. Возможности выделения вкладов изовекторного E2 ГР для реакций (γ, n) на свинце при измерениях асимметрии вылета нейтронов	169
5.2. Исследования изменений выходов парциальных фотонуклонных реакций в зависимости от N на изотопах титана	174
5.3. Образование в фотоядерных реакциях радиоизотопов для ядерной медицины	178
5.3.1. Возможности фотоядерного образования медицинских радиоизотопов	178
5.3.2. Измерения выхода реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, \alpha n)^{18}\text{F}$	183
5.3.3. Измерения выхода реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$	187
5.4. Разработки фотоядерного (^{12}N ; ^{12}B)-детектирования азота и углерода	191
5.5. Выводы	203
Глава 6. ИССЛЕДОВАНИЯ С ФОТОНАМИ ОТ ОБРАТНЫХ РЕАКЦИЙ	206
6.1. NaI- и BGO- спектрометры для изучения реакций, обратных фотоядерным	206
6.2. Исследование $^2\text{H}(d, \gamma)^4\text{He}$ реакции при энергиях возбуждения до ~40 МэВ	208
6.3. Изучение формы ядер ^{59}Cu при умеренных возбуждениях и спинах на основе извлеченных из измеренных γ' -спектров от реакции синтеза ($^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$) параметров E1 ГР, построенных на возбужденных состояниях ^{59}Cu	209
6.4. Выводы	211
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	212
ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Методы «монохроматизации» фотонов	218
ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Принципы получения пучков ультрарелятивистских позитронов с малыми поперечным эмиттансом и разбросом по энергии	221
ЛИТЕРАТУРА	228

ВВЕДЕНИЕ

В ядерной физике малых и средних энергий когерентные коллективные движения составляющих ядра частиц – одна из основных проблем. Среди таких движений выделяются мультипольные гигантские резонансы (ГР), наблюдаемые в реакциях с разными пробными частицами во всех (кроме легчайших) ядрах и уже этой универсальностью вызывающие большой интерес. Этот интерес оправдан и тем, что согласно имеющимся представлениям ([1-12] и ссылки в них) ГР тесно связаны со свойствами ядерной материи и нуклон-нуклонных взаимодействий в ядерной среде. ГР (особенно низших мультипольностей) – одни из простейших типов движений в ядрах и должны рассматриваться как обязательный "испытательный полигон" для выработки представлений о физике ядра. Сюда входят вопросы возбуждения ГР и их релаксации, являющейся частным случаем для актуальной проблемы диссипации энергии и девозбуждения в атомных ядрах. Хотя последовательное описание релаксации ГР только намечается, относительная простота движений в ядрах при возбуждении ГР может позволить выделить сравнительно простые этапы, например, образование из состояний $1p1h$ (одна частица, одна дырка) состояний $2p2h$, задающее во многом энергетические зависимости силовых функций ГР [11].

Информация о ГР может собираться в экспериментах с различными пробниками [13-15], но её получение даже для ГР низших мультипольностей может встречать серьезные трудности при отделении вкладов различных ГР как друг от друга, так и от вкладов иных процессов.

Большая привлекательность для экспериментальных исследований ГР у пробных частиц, для которых взаимодействие с ядром можно рассматривать как чисто электромагнитное, так как это взаимодействие наиболее изучено и в то же время достаточно слабое, чтобы пренебрегать частью сопутствующих процессов, например, многократным рассеянием пробника внутри ядра (в отличие от адронных пробников, например, α -частиц, для которых такие эффекты существенно затрудняют интерпретацию результатов). Относительная слабость электромагнитного взаимодействия позволяет в теоретических рассуждениях использовать упрощающие методы (например, теорию возмущений), и для электромагнитных пробников в сравнении с иными характерна большая роль ГР по отношению к другим процессам.

Среди электромагнитных пробников реальные фотоны (или просто "фотоны") привлекают уникальной «выделенностью» вклада отдельного ГР низкой мультипольности – поперечного электрического изовекторного дипольного ($E1$) ГР в сечениях фотоядерных реакций, т.е. реакций под действием реальных фотонов (слово "реальные" вводится, чтобы отделить этот случай с фиксированным соотношением между переданными ядру энергией E и импульсом q от, например, случая электроядерных реакций под действием электронов (e^-) или позитронов (e^+), которые можно интерпретировать, как реакции под действием виртуальных фотонов с нефиксированным в общем случае соотношением между E и q). В то же время есть основания счи-

тать, что при специальных постановках экспериментов данные фотоядерных реакций либо сами, либо в совокупности с данными электроядерных реакций позволяют выделять вклады ГР, отличных от E1 ГР (в частности, трудно выделяемого в реакциях с иными пробниками поперечного электрического квадрупольного (E2) изовекторного ГР), что существенно расширяет возможности исследований ядра, поскольку каждый ГР (по крайней мере, низших мультипольностей) отражает свой аспект строения атомных ядер с присущей ему коллективной степенью свободы [9]. Благодаря этому, реальные фотоны позволили впервые экспериментально обнаружить ГР [16], а затем реальные фотоны длительное время являлись единственным инструментом для их изучения. Но и теперь, несмотря на развитие исследований ГР с иными пробниками, привлекательность исследований ГР с реальными фотонами остается весьма высокой.

Из имеющихся публикаций (их библиографию см. в [17-19], а основная часть их сведений есть в [20-22] и в банках данных (см., например, [23])) следует, что для исследований ГР в фотоядерных реакциях в общем случае нужны данные об отклике ядер на взаимодействие с фотонами, близкими к монохроматическим при плавном изменении энергии фотонов E_γ от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ при разрешении ($\Delta E_\gamma/E_\gamma$) до $\sim 1\%$ (и лучше).

Реальные фотоны с E_γ во всей области ГР могут быть получены на ускорителях электронов (e^-) различных типов с помощью ряда способов, но надо учесть, что для большей доступности исследований желательно, чтобы энергии E^- у e^- из ускорителя были, скажем, до ~ 100 МэВ.

У каждого типа ускорителей e^- есть присущий ему набор свойств, включающий особенности распределений ускоренных частиц по энергии, времени, координатам и углам и такие важные характеристики, как возможности оперативного и плавного изменения энергии ускоренных частиц, стоимость сооружения и эксплуатации ускорителя, доступность вывода ускоренных частиц из ускорителя и установки внутри ускорителя мишенных узлов со своими устройствами фокусировки и формирования ускоряемых пучков. Из сравнения этих свойств с требованиями экспериментов следует, что нет "идеального" типа ускорителей и при смене экспериментов достоинства одного типа ускорителей могут превратиться в недостатки. Поэтому для экспериментальных исследований ГР представляют интерес различные типы ускорителей e^- .

Различные типы ускорителей e^- (см., например, [24]) можно по временным характеристикам ускоряемых в них пучков разделить на ускорители непрерывного действия и импульсные. Среди импульсных ускорителей e^- по принципам действия выделяются импульсные резонансные, об экспериментах на которых идет речь в настоящей работе и в которые входят резонансные линейные ускорители (ЛУЭ), а также микротроны (и линотроны) и синхротроны.

Для ускорителей e^- наиболее простым и интенсивным источником реальных фотонов является тормозное излучение e^- [25-28] в мишенях-радиаторах (обычно из материалов с высоким атомным номером Z). При этом требуется, чтобы пучок e^- на радиаторе можно было оперативно и плавно перестраивать по энергии во всем интересующем диапазоне, а в случаях, когда используется "мгновенная" регистрация продуктов исследуемых фотоядерных реакций, для ослабления ограничений, связанных с наложениями в используемых детекторах частиц-продуктов, желателен растянутый во времени пучок e^- , падающих на радиатор. Кроме того, нужны прецизионные пучки e^- на радиаторе, имеющие, в частности, достаточное разрешение по энергии. Требование определенности по энергии и низкого фона в проводимых экспериментах с тормозными фотонами может приводить к необходимости использования тонких радиаторов, а для e^- , прошедших радиатор, – очищающих магнитов и ловушек пучка.

К сожалению, у тормозного излучения e^- далекий от монохроматического сложный сплошной и спадающий с ростом энергии фотонов спектр по энергии, для которого к тому же есть серьезные трудности в определении его поведения вблизи верхней границы, которое как раз и наиболее существенно при нахождении сечений исследуемых реакций. Извлечение из экспериментальных данных, полученных с фотонами полного спектра тормозного излучения, сведений, относящихся к фотонам, близким к монохроматическим, встречает серьезные трудности, чреватые большими ошибками конечных результатов. Тем не менее, из-за того, что генерация немеченых тормозных фотонов на ускорителях e^- наиболее доступна и эффективна для получения фотонов интересующих энергий, от их использования в фотоядерных исследованиях трудно отказаться. Особо привлекательны немеченые тормозные фотоны в исследованиях фотоядерных реакций с малыми сечениями, в которых иногда даже приходится работать с особо толстыми радиаторами и с мишенями, размещенными почти вплотную к радиаторам.

В значительной части случаев вышеуказанные трудности работы с тормозными фотонами можно попытаться избежать (или хотя бы значительно ослабить) с помощью замены и/или дополнения исследований с тормозными фотонами исследованиями с фотонами, полученными с применением различных методов "монохроматизации" фотонов (см. обзоры этих методов в [29,30] и в Приложении 1 к настоящей работе). На ускорителях e^- с энергиями до ~ 100 МэВ для получения фотонов, имеющих энергии, которые можно плавно и точно регулировать во всей области ГР, и имеющих спектры с характерными ширинами около требуемого разрешения по энергии фотонов, интересны только два метода "монохроматизации".

Один из этих двух методов "монохроматизации" – метод меченых тормозных фотонов [31-35], в котором продукты ядерной реакции, вызванной в исследуемой мишени тормозным фотоном, регистрируются "мгновенно" на совпадение с испустившим в тонком радиаторе этот

фотон e^- , вылетевшим из радиатора и отклоненным в магнитном поле с анализом по конечной энергии e^- (при известной его начальной энергии). Хотя и при работе с немеченым пучком тормозных фотонов часто желателен высокий рабочий цикл пучка e^- , при использовании меченых тормозных фотонов такое условие является особенно настоятельным (см. [36-41]). Интенсивность пучка меченых фотонов ограничивается, в частности, быстродействием детекторов продуктов исследуемых реакций и вторичных e^- . Именно работы с мечеными тормозными фотонами совместно с работами по неупругому рассеянию e^- на атомных ядрах и инклюзивному (e, e') , и особенно «совпадательному» эксклюзивному $(e, e'X)$ составляют главные и наиболее адекватные направления исследований на сравнительно дорогих ускорителях e^- непрерывного действия (см., например, наш проект программы исследований на разрезном микротроне непрерывного действия с энергией ускоренных e^- до ~ 175 МэВ [42]).

В другом методе "монохроматизации" [43] используется коллимированное излучение, возникающее в тонкой мишени из материала с низким Z при аннигиляции на лету позитронов (e^+) из их прецизионного пучка с малыми эмиттансом и разбросом по энергии (см. в Приложении 2 обзор принципов получения таких пучков e^+), для чего на ускорителе e^- получают e^+ с использованием мишеней-конвертеров из материалов с высоким Z без или с дополнительным ускорением e^+ , вышедших из конвертера, в двух различных вариантах этого метода (см. соответственно [44,45]). При этом для выделения пучка e^+ с требуемыми параметрами и для улучшения соотношения эффект/фон применяют протяженные магнитные системы транспортировки, формирования и анализа по энергии, а непроаннигилировавшие e^+ отклоняют от оси выделяемого фотонного пучка с помощью очищающих магнитов. К сожалению, при падении e^+ на аннигиляционную мишень, кроме аннигиляции (в основном двухфотонной) имеет место конкурирующий процесс испускания тормозных фотонов, являющийся в данном случае фоновым. Вклад этого фонового процесса можно попытаться учесть с помощью проведения дополнительных фотоядерных экспериментов с пучком e^- на аннигиляционной мишени (как предлагалось в [43] и было реализовано в [44,45]), или с пучком e^+ , но с аннигиляционной мишенью из вещества с более высоким, чем в основном случае, Z [46,47], либо же можно решать обратную задачу – задачу извлечения данных о сечении реакции из результатов для выхода этой реакции, полученных для полного спектра фотонов из аннигиляционной мишени подобно тому, как это делается в фотоядерных экспериментах с пучком тормозных фотонов полного спектра [48–53], но с существенным преимуществом значительного улучшения формы спектра в виде многократного увеличения относительного числа фотонов вблизи верхней границы со значительным преобладанием в этой области аннигиляционных фотонов, которые в отличие от тормозных легче поддаются точному учету. Можно также попытаться воспользоваться различия-

ми угловых распределений для аннигиляционных и тормозных фотонов [46, 54-57]. Так как при получении e^+ и самих аннигиляционных фотонов есть большие потери интенсивности, для осуществимости этого метода "монохроматизации" фотонов нужна высокая интенсивность первичного пучка e^- , который для достижения лучших характеристик пучка e^+ надо иметь возможность сосредоточить в пятне малого диаметра на конвертере (для чего нужен прецизионный первичный пучок e^- с малыми эмиттансом и энергетическим разбросом), и при этом нужна тщательная оптимизация всех аспектов методики. Важно, что в методе, использующем фотоны от аннигиляции e^+ на лету, есть истинное преобразование полного спектра фотонов к квазимонохроматической форме в отличие от метода меченых тормозных фотонов, в котором форма полного спектра не меняется, а есть только выборка из событий со всеми фотонами.

При использовании в проводимых экспериментах регистрации актов ядерных реакций, реагирующей на полный спектр падающих фотонов (например, при активационной или трековой регистрации), импульсные ускорители могут быть конкурентоспособными с ускорителями непрерывного действия (и даже выигрывать конкуренцию за счет своей относительной дешевизны). Для некоторых регистрационных методик импульсный характер пучков на ускорителе может оказаться существенным достоинством (например, при регистрации нейтронов, использующей либо их замедление [44-46], либо их время пролета [58]). Представляется, что эксперименты на импульсных резонансных ускорителях e^- с прецизионными пучками и тормозных фотонов полного спектра (особенно для ядерных реакций, имеющих малые сечения), и фотонов от аннигиляции e^+ на лету, но с вышеупомянутыми методиками регистрации актов ядерных реакций представляют большой интерес для современных фотоядерных исследований в области ГР. Возможности вывода прецизионных пучков e^- и e^+ открывают также перспективу проведения исследований ГР с использованием электроядерных реакций. Существенно еще и то, что аппаратура, применяемая для получения прецизионных пучков e^- , e^+ , тормозных и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов для исследований ГР, обладает большими возможностями получения и иных необходимых прецизионных пучков (в частности, для получения «игольчатых» пучков e^- , нужных для изучения многократного рассеяния, а также пучков e^- и e^+ с поперечными плотностями, близкими к однородным, или пучков «одиночных частиц», нужных для калибровок различных детекторов e^- , e^+ и γ -квантов).

Важно указать, что при работе и с тормозными фотонами полного спектра, и с квазимонохроматическими аннигиляционными фотонами по разным причинам есть свои серьезные трудности, поэтому весьма желательно результаты фотоядерных исследований сопоставлять и друг с другом, и с результатами исследований обратных реакций (последнее в качестве независимого теста и дополнения-расширения проводимых исследований). Конечно, обратные ре-

акции – только частичная альтернатива фотоядерным, так как далеко не во всех случаях есть соответствующие стабильные ядра-мишени и замена в полной мере возможна только для частного случая реакций, когда и в прямой, и в обратной реакциях ядра-продукты оказываются сразу в своих основных состояниях (как, например, для пары реакции (γ, n_0) и (n, γ_0)). При выполнении же этого условия результаты исследований прямых и обратных реакций можно и нужно сопоставлять, проводя взаимное тестирование. Кроме того, надо отметить, что исследования обратных реакций – существенное дополнение исследованиям фотоядерных реакций, поскольку они позволяют изучать ГР, построенные на возбужденных состояниях ядер, и являются естественным развитием исследований ГР в прямых фото- и электро- ядерных реакциях.

Настоящая работа посвящена разработке направления экспериментальных исследований фотоядерных реакций в области ГР на импульсных резонансных ускорителях e^- в условиях конкуренции, связанной с возможностью использования для исследований ускорителей e^- непрерывного действия, и рассмотрению для целей исследований прямых и обратных фотоядерных реакций в области E1 и E2 ГР обоснованного выбора как оптимальных пучковых и регистрационных методик, так и самих актуальных ядернофизических экспериментов, адекватных выделенным для этих целей типам ускорителей. Важный аспект при этом – рассмотрение вопросов получения и применения различных вариантов прецизионных пучков e^- , e^+ , тормозных (полного спектра) и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов на импульсных резонансных ускорителях e^- (прежде всего, ЛУЭ). Рассмотрены также прикладные применения самих получаемых пучков и вызываемых ими ядерных реакций, основанные на больших возможностях оборудования и методики работы с такого типа оборудованием, разработанным для получения пучков e^- , e^+ , и γ -квантов для основного направления настоящей работы - исследований изовекторных E1 и E2 ГР в атомных ядрах, а также на собранных при этом «сумме технологий и информации». Здесь слово «прикладные» используется в том смысле, что эти применения не посвящены прямо изучению собственно ГР, хотя и имеют с этим тесную связь.

Рассмотрение проводится на основе анализа опыта работы и полученных результатов исследований на импульсном ЛУЭ на бегущей волне с энергией e^- до ~ 100 МэВ Лаборатории фотоядерных реакций (ЛФЯР) Института ядерных исследований Российской академии наук (ЛУЭ-100 ИЯИ РАН (или просто ЛУЭ-100)), а также опыта, связанного с разработками и исследованиями на импульсных ЛУЭ на бегущей волне ЛУЭ-25 Государственного научного центра России Института биофизики (Москва) и ЛУ-50 Института ядерной и радиационной физики Российского федерального ядерного центра – Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики (Саров), на импульсных синхротронах С-3 ЛФЯР ИЯИ РАН и С-25Р с инжектором – неразрезным микротроном Физического института имени П.Н.Лебедева РАН (ФИАН, Москва), на импульсных микротронах неразрезном

Института электронной физики (Ужгород, Украина) и разрезном РМ-55 ФИАН и Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В.Скобельцына (Москва), на ускорителе-накопителе ADONE с импульсным ЛУЭ на бегущей волне в качестве инжектора e^- и e^+ (Frascati, Италия), на ускорителе-накопителе ВЭПП-3 Института ядерной физики имени Г.И.Будкера СО РАН с комплексом ускорителей для инъекции пучков e^- и e^+ , включающем импульсный ЛУЭ на стоячей волне и промежуточный ускоритель-накопитель, (Новосибирск) и на ускорителе-тандеме при изучении обратных реакций (Legnaro, Италия).

При проведении указанного рассмотрения, прежде всего, приводятся результаты собственной исследовательской работы как по получению пучков e^- , e^+ , и фотонов, так и по применению этих пучков для основных (по изучению ГР) и прикладных исследований, а также по проведению исследований обратных реакций. Такое предпочтение диктуется необходимостью полноты и достаточной детализации рассмотрения с учетом существенных аспектов имеющихся проблем, которые в этом случае автору хорошо известны, при этом весьма важно также то, что эти результаты в части получения пучков близки к оптимальным в своих условиях, а в части применения дают убедительные примеры для выбора перспективных направлений основных и прикладных использований получаемых на импульсных резонансных ускорителях e^- прецизионных пучков e^- , e^+ , тормозных и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов, а также направлений проведения исследований обратных реакций. В то же время эти собственные результаты составляют самостоятельную ценность в изучении физики получения только что упомянутых пучков, в прикладных работах с этими пучками и в исследованиях изовекторных E1 и E2 ГР как с этими пучками, так и при изучении обратных реакций, и эта часть собственных результатов выносится на защиту наряду с указанным рассмотрением.

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и приложения.

В первой главе рассматривается получение на импульсных резонансных ускорителях e^- (прежде всего, на ЛУЭ-100) прецизионных пучков e^- и для исследований электроядерных реакций с ними, и для целей получения прецизионных пучков тормозных и аннигиляционных фотонов для исследований ядер в области ГР, а также для некоторых дополнительных задач в исследованиях физики ядра и космических лучей. При этом рассматриваются характерные особенности импульсных резонансных ускорителей e^- с точки зрения требований задач получения таких пучков, а также вопросы транспортировки, формирования и анализа пучков e^- (и/или e^+). Приводятся результаты получения прецизионных пучков e^- на ЛУЭ-100. Описано проведенное на полученном пучке e^- , близком к «игольчатому», экспериментальное исследование фундаментального процесса взаимодействия e^- с веществом – многократного рассеяния e^- при их энергиях $E^- \cong 50$ МэВ.

Во второй главе дан анализ имеющихся данных о характеристиках $e^- \rightarrow e^+$ конверсии в толстых конвертерах. Даны результаты проведенных исследований дифференциального коэффициента конверсии $e^- \rightarrow e^+$ в оптимальных конвертерах и динамики ускорения e^+ в резонансных ЛУЭ. Сообщается о получении на ЛУЭ-100 пучков e^+ и для проведения исследований e^+ -ядерных реакций с ними, и для получения квазимонохроматических аннигиляционных фотонов. Приводятся результаты проведенных на различных прецизионных пучках e^+ (e^-) калибровок рентгеновских эмульсий, а также сцинтилляционных и черенковских детекторов.

В третьей главе рассмотрены свойства и оптимальные условия получения прецизионных пучков реальных фотонов от тормозного излучения e^- и e^+ и от аннигиляции e^+ на лету, а также виртуальных фотонов в e^- - и e^+ - ядерных реакциях. Дан анализ сечений получения тормозного излучения e^- и e^+ как с учетом требований, имеющих при проведении современных прецизионных исследований ГР с помощью тормозных фотонов полного спектра, так и для выяснения корректности упомянутых выше "разностных" методов (e^+ , e^-)- и (e^+ , e^+)- вычитаний измеренных выходов фотоядерных реакций под действием фотонов от аннигиляционной мишени (последнее с различными по Z мишенями) для учета фона из-за тормозных фотонов от e^+ . Приведен разработанный метод расчета потоков и спектров тормозных фотонов от e^- для радиаторов и мишеней различной толщины, включая толстые, нужные для исследования фотоядерных реакций с малыми сечениями. Дан анализ сечений образования фотонов от аннигиляции e^+ на лету с e^- мишени. Сообщается о разработанной методике расчета потоков и спектров квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету. Описано получение на ЛУЭ-100 прецизионных пучков тормозных и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов и дан анализ достижимых потоков и спектров таких фотонов (и возможности применения этих результатов для иных импульсных резонансных ускорителей e^-). Рассмотрены возможности получения тормозных и аннигиляционных фотонов при соединении ЛУЭ с ускорителями-накопителями (ADONE и ВЭПП-3). Рассмотрены спектры виртуальных фотонов при e^- - и e^+ - ядерных реакциях.

В четвертой главе сообщается о проведенных исследованиях изовекторных E1 ГР в ядрах в реакциях с квазимонохроматическими аннигиляционными реальными фотонами. При проведении этих исследований проведен тщательный выбор методик регистрации продуктов исследуемых реакций, адекватных как типам этих реакций, так и особенностям используемых импульсных резонансных ускорителей e^- (прежде всего, их временным характеристикам). Для квазимонохроматических аннигиляционных фотонов описаны проведенные на ЛУЭ-100 (но с помощью и синхротрона С-3) измерения сечений «эталонных» парциальных реакций $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ и $^{238}\text{U}(\gamma, F)$ с использованием низкофоновых методов регистрации продуктов этих реакций (со-

ответственно активационного с помощью двухкристального NaI(Tl) спектрометра и трекового детектора осколков на основе тонких поликарбонатных пленок).

В пятой главе сообщается о проведенных исследованиях изовекторного E1 ГР в ядрах, а также изовекторного E2 ГР в реакциях с тормозными (полного спектра) фотонами и с виртуальными фотонами в e^- -ядерных реакциях. На основе разработанной и многосторонне проверифицированной модели γ -каскадов в атомных ядрах дан анализ возможностей исследования ядер в реакциях с заселением изомерных состояний. Приведены проведенные с помощью Ge спектрометров на неразрезном микротроне в Ужгороде и на ЛУЭ-100 под действием реальных (тормозных полного спектра) и виртуальных (в e^- -ядерных реакциях) фотонов исследования заселения различных изомерных состояний для In и Au. Для ядер ^{115}In исследованы поведение низкоэнергетической части E1 ГР, а также вопрос о наличии большого пика в кривой сечения реакции $^{115}\text{In}(\gamma,\gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ при энергии фотонов около 27 МэВ. Для ядер ^{197}Au проведено выделение вклада изовекторного E2 ГР с помощью сопоставления выходов реакций $^{197}\text{Au}(\gamma,n)^{196\text{m,g}}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}((e^-),(e^-)n)^{196\text{m,g}}\text{Au}$. В дополнение рассмотрены (исходя из предварительных экспериментов на ЛУЭ-25) возможности продолжения исследований изовекторных E2 ГР на импульсных резонансных ускорителях e^- на основе измерений с помощью сцинтилляционных спектрометров нейтронов, а также пороговых детекторов нейтронов асимметрии испускания быстрых нейтронов от реакций (γ,n) . На основе измеренных на разрезном микротроне РМ-55 выходов рассмотрены особенности парциальных фотонуклонных реакций на изотопах титана, существенные для разработки моделей таких реакций. Рассмотрены возможности фотоядерной наработки радиоизотопов для ядерной медицины, а для ^{18}F , ^{47}Sc и ^{67}Cu на микротроне РМ-55 проведены измерения выходов. Рассмотрены (с использованием результатов экспериментов на синхротроне С-25Р и разрезном микротроне РМ-55 и на основе возможностей экспериментов на ЛУ-50) аспекты разработок детектирования скрытых концентраций углерода и азота на основе регистрации наводимой в фотоядерных реакциях активностей радиоизотопов ^{12}N и ^{12}B .

В шестой главе сообщается о проведенных на тандеме в Legnaro разработках и калибровках NaI(Tl)- и BGO- спектрометров, использованных далее в собственных исследованиях на этом ускорителе реакций, обратных фотоядерным. На основе анализа измеренных угловых распределений фотонов от реакции $^2\text{H}(d,\gamma)^4\text{He}$ получены указания на существенные особенности взаимодействий нуклонов в ^4He . На основе обработки измеренных спектров вторичных фотонов от реакций синтеза ускоренных ядер ^{32}S с ядрами мишени ^{27}Al проведено исследование ширины E1 ГР, построенных на возбужденных состояниях ^{59}Cu при умеренно больших значениях энергий возбуждения (до $E_x \approx 77$ МэВ) и спинов (до $J \approx 38 \hbar$).

В Заключении сформулированы основные результаты работы.

В Приложении 1 дан краткий обзор методов «монохроматизации» фотонов.

В Приложении 2 дан обзор принципов получения пучков ультрарелятивистских позитронов с малыми поперечным эмиттансом и разбросом по энергии.

1. ПРЕЦИЗИОННЫЕ ПУЧКИ ЭЛЕКТРОНОВ

1.1 Особенности импульсных резонансных ускорителей электронов

Для фотоядерных исследований в области ГР в настоящей работе рассматриваются импульсные резонансные ускорители e^- , в которых e^- (и/или e^+) ускоряются осевыми электрическими составляющими высокочастотных электромагнитных полей в открытых (для движущихся частиц) вакуумированных резонаторах. К таким ускорителям относятся линейные ускорители электронов (ЛУЭ) на бегущей или стоячей волнах, а также синхротроны и микротроны. Рассмотрим приоритетно импульсные ЛУЭ на бегущей волне – мощные и сравнительно недорогие источники e^- , но укажем, что методика, используемая при работе на таких ЛУЭ, пригодна в значительной степени и для иных импульсных резонансных ускорителей e^- .

В импульсном ЛУЭ на бегущей волне ускорение e^- (и/или e^+) осуществляется в выстроенных вдоль прямолинейной продольной оси (обозначаемой обычно как ось z) вакуумированных волноводных секциях (обычно медных), нагруженных диафрагмами (обычно также медными) с центральными отверстиями радиуса a , обеспечивающими согласование фазовой скорости бегущей СВЧ-волны v_ϕ со скоростями v ускоряемых e^- (e^+). При этом групповая скорость СВЧ-волны $v_{гр} \ll v_\phi$. В принципе конструкция ЛУЭ позволяет вводить и выводить пучки ускоряемых e^- или e^+ и размещать между секциями мишени с фокусирующими пучки магнитными устройствами, а также устанавливать фокусирующие магнитные устройства на самих секциях ЛУЭ. Длительность пучковых импульсов таких ЛУЭ обычно не превышает несколько микросекунд, однако при этом в этих импульсах могут ускоряться e^- с суммарным зарядом до нескольких десятых микрокулона. При этом максимальная частота повторения пучковых импульсов ν в разных случаях может простираться от 50–60 Гц до $\sim 10^3$ Гц. Таким образом, коэффициент заполнения и максимальный средний ток пучка могут составлять от $\sim 0.01\%$ до $\sim 1\%$ и от ~ 10 мкА до ~ 1 мА соответственно (заметим, что по числу ускоренных e^- как в одном пучковом импульсе, так и в секунду такие ЛУЭ могут на несколько порядков преобладать над синхротронами). Относительное разрешение по энергии пучка ускоренных e^- у этих ЛУЭ зависит от E^- – энергии e^- , а в области максимума $E1$ ГР может составлять несколько процентов (даже без специальных устройств по компрессии энергии). Возможность перенастройки энергии ускоренных частиц существует, но умеренно оперативная (уступая синхротронам, но преобладая над микротронами). При этом эмиттанс пучков ускоренных e^- также зависит от E^- , уменьшаясь с ростом E^- , и при $E^- \sim 100$ МэВ может быть ~ 1 мм·мрад. Хотя по полной стоимости сооружения и эксплуатации такие импульсные ЛУЭ значительно превышают синхротроны и микротроны, но они значительно выигрывают по сравнению с ускорителями непрерывного действия, а в расчете на один ускоренный e^- они выигрывают и у синхротронов.

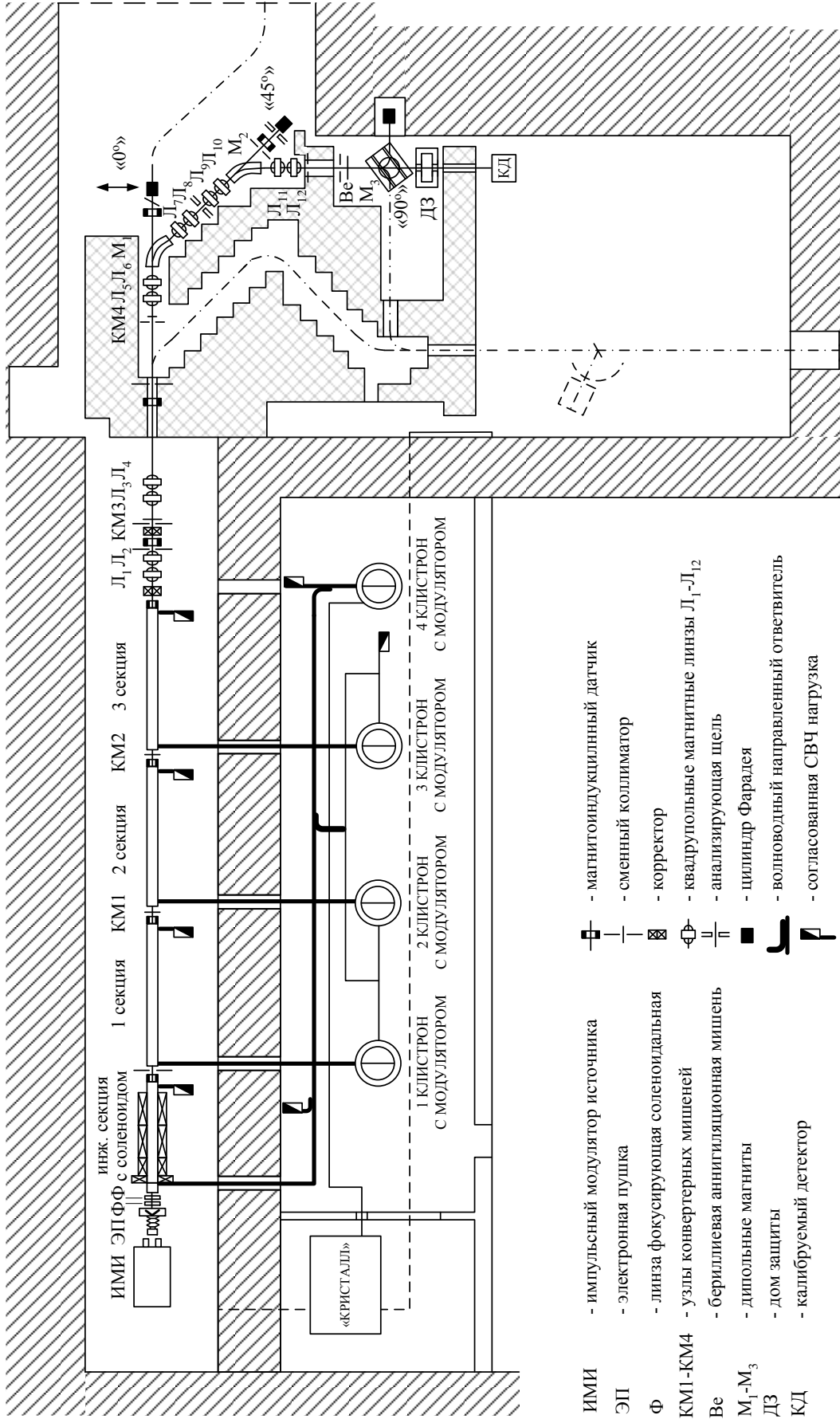


Рис. 1. Схема расположения оборудования ЛУЭ-100 и нашей СФЭ (отсутствующие пояснения см. в тексте).

Ниже рассмотрены основные черты таких ЛУЭ, а также вопросы оптимизации их оборудования для обеспечения качественных характеристик, надежности работы и удобства эксплуатации. Это рассмотрение проводится в основном, исходя из собственного сравнительно большого опыта работы на импульсном ЛУЭ на бегущей волне (см. рис. 1) Лаборатории фотоядерных реакций (ЛФЯР) Института ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН) на максимальную энергию ускоренных e^- до ~ 100 МэВ (ЛУЭ-100), который в проектном виде с энергией e^- до ~ 50 МэВ (ЛУЭ-50) был разработан в Научно-исследовательском институте электрофизической аппаратуры (НИИ ЭФА) им. Д.В.Ефремова [59–63]), однако после его установки в ЛФЯР на нем был проведен, благодаря ведущим усилиям группы отвечавших за эксплуатацию и использование этого ускорителя физиков и инженеров ЛФЯР (с участием автора диссертации), цикл работ по его исследованию, реконструкции и настройке.

ЛУЭ-50 состоит из инжекционной [61] и двух основных секций [62], его рабочая сверхвысокая частота (СВЧ) $f \cong 2797$ МГц (т.е. $\lambda \cong (c/f) \cong 10.7$ см, где c – скорость света в вакууме).

Инжекционная секция ЛУЭ-50 имеет переменную фазовую скорость v_ϕ , нарастающую по ее длине, составляющей ~ 3.0 м, до $v_\phi \cong c$. Эта секция погружена в ступенчатое спадающее по длине секции (по оси z) соленоидальное магнитное поле, ускоряет e^- из пушки с кинетической энергией $(E^-)_{\text{кин}} \sim 80$ кэВ до $(E^-)_{\text{кин}} \sim (3.0 \div 3.5)$ МэВ на выходе из секции и группирует непрерывный по фазам СВЧ-волны пучок e^- на входе секции в фазовые сгустки на выходе из нее, имеющие протяженность несколько десятков градусов. При этом в инжекционной секции расчетная энергия ускоренных e^- имеет распределение с шириной несколько сотен кэВ.

Основные ускоряющие секции ЛУЭ-50 с $v_\phi = c$ – секции с постоянной структурой, обладающие следующими параметрами: расстояние между центрами диафрагм $d \cong \lambda/4$; внутренний радиус стенки волновода секции $b \cong 43.1$ мм; радиус отверстий диафрагм $a \cong 15$ мм; толщина диафрагм $t \cong 4$ мм; длина секции $L \cong 4.5$ м; групповая скорость $v_{\text{гр}} \cong 0.04c$ (определяет времена заполнения секции СВЧ-мощностью $t_{\text{зап}} = L/v_{\text{гр}} \cong 0.375$ мкс и переходных процессов в секции, влияющих на энергетические спектры ускоренных e^-). На оси z основной секции амплитуда напряженности z -овой составляющей электрического поля ускоряющей гармоники бегущей СВЧ-волны $E_0\{z\} = E_0 \exp(-z/l_{\text{зат}})$, где $E_0 = E_0\{z=0\}$. Длина затухания в волноводе $l_{\text{зат}} \cong 15.7$ м. Основная секция ЛУЭ-50 должна работать с СВЧ-источником с импульсной мощностью $P_{\text{имп}} \sim 20$ МВт (был выбран клистрон КИУ-12А (или КИУ-12АМ), дающий такую $P_{\text{имп}}$ на указанной рабочей частоте при подаче на клистрон импульсов с амплитудой 300 кВ и длительностью ~ 2.0 мкс (при частоте повторения импульсов $\nu = 50$ Гц средняя выходная СВЧ-мощность клистрона $P \sim 2$ кВт)). Для основной секции $E_0 \sim 10.5$ МВ·м $^{-1}$ (прирост энергии до ~ 40 МэВ у ускоряемых в ней e^- при близком к 0 их токе). Внешний диаметр этой секции 105 мм.

Для регулирования и стабилизации температуры и теплосъема у каждой секции ЛУЭ-50 есть кожух водоохлаждения. К обоим концам каждой секций ЛУЭ-50 присоединены трансформаторы типа волны. Секции ЛУЭ-50 в своем рабочем состоянии находятся под откачкой, осуществляемой через узлы на концах секций и обеспечивающей вакуум до ~ 0.1 мПа.

Для СВЧ-питания секций ЛУЭ-50 устанавливаются 2 клистрона КИУ-12А (КИУ-12АМ): первый клистрон – для инжекционной и первой основной секций ЛУЭ-50; второй клистрон – только для второй основной секции. Клистроны и секции соединяются друг с другом фидерами из волноводов 90×45 мм², заполненных для увеличения электрической прочности газообразным азотом под давлением ~ 0.6 МПа и подсоединяемых к секциям и клистроном с помощью разделительных керамических окон. В линиях фидеров размещены узлы с термопреобразователями для измерения прямой и отраженной мощностей (для контроля их уровней при настройках и работе) и ферритовые вентили (для защиты клистронов от отраженных волн), а в линии первого клистрона размещены еще направленный ответвитель (для отвода части мощности к инжекционной секции (номинально $\leq \sim 10\%$, что можно контролировать с помощью своего термопреобразователя) и свой фазовращатель в линии этой ответвленной мощности (для взаимного сфазирования инжекционной и первой основной секций ЛУЭ-50). Амплитуду СВЧ-волн и форму СВЧ-импульсов, поступающих от клистронов в секции ЛУЭ-50, можно контролировать с помощью датчиков огибающих СВЧ-волн на выходах секций в их согласованных нагрузках, поглощающих добежавшие до конца секций «остатки» СВЧ-волн.

Линия возбуждения клистронов из волноводов 72×34 мм² с воздухом при атмосферном давлении запитывается задающим генератором "Кристалл" [63], выдающим СВЧ-импульсы до 8 мкс и имеющим импульсную выходную СВЧ-мощность до десятков кВт и стабильность частоты $(1 \div 2) \cdot 10^{-6}$. Перед каждым клистроном после разветвления линии возбуждения есть аттенюатор и фазовращатель, позволяющие соответственно настроить оптимальное возбуждение для каждого клистрона и сфазировать секции ЛУЭ со сгустками e^- , образованными в начальной части ЛУЭ, или e^+ , образованными между основными секциями. Во всех линиях от "Кристалла" есть узлы с термопреобразователями для контроля СВЧ мощности.

Источник e^- ЛУЭ-50 по проекту [60,63] – трехэлектродная пушка с катодом $\varnothing 14$ мм. Высокое напряжение (до ~ 80 кВ) поступает на катод пушки от модулятора, формирующего импульсы до ~ 1.4 мкс с частотой повторения до 50 Гц.

Пучок e^- из пушки ЛУЭ-50 до входа в инжекционную секцию фокусируется двумя короткими соленоидальными магнитными линзами. После каждой основной секции ЛУЭ-50 для фокусировки пучка устанавливаются короткие соленоидальные магнитные линзы. Система синхронизации позволяет правильно "вложить" друг в друга импульсы "Кристалла", модуляторов клистронов и e^- из пушки с учетом времени для заполнения секций СВЧ-мощностью.

По проекту ЛУЭ-50 должен при частоте повторения импульсов $\nu=50$ Гц и длительности этих импульсов $\tau \approx 1.4$ мкс выдавать пучок e^- с полной энергией в максимуме спектра $(E^-)_0 \approx 50$ МэВ при $(\Delta E^- / (E^-)_0) \approx \pm 2.5\%$ и среднем токе $I^- \approx 16$ мкА (т.е. импульсном токе $(I^-)_{\text{имп}} \approx 0.23$ А). Но испытания ЛУЭ-50 в ЛФЯР показали, что, если при указанных значениях τ и ν кратковременные сразу после настроек значения величин $(E^-)_0$ и $(\Delta E^- / (E^-)_0)$ примерно совпадают с проектными (но вовсе не с желательными, в особенности, $(\Delta E^- / (E^-)_0)$ и $(E^-)_0$ (последнее при получении e^+)), то даже кратковременные значения величин I^- и $(I^-)_{\text{имп}}$ в $\sim(2 \div 3)$ раза меньше проектных, а геометрические и фоновые характеристики пучков e^- значительно хуже ожидаемых.

Эксплуатация ЛУЭ-50 в ЛФЯР выявила и другие существенные недостатки, которые можно собрать в две большие группы: 1) возникающие по разным причинам относительно долговременные нестабильности параметров $(I^-; (I^-)_{\text{имп}}; (E^-)_0; (\Delta E^- / (E^-)_0)$, а также геометрических и фоновых характеристик пучка e^- из ЛУЭ; 2) ограничения длительности непрерывной работы ЛУЭ, связанные с малыми временами "наработки на отказ" различных систем ускорителя. Для борьбы с этими недостатками в ЛФЯР была принята программа реконструкции систем ЛУЭ-50, улучшения работы и удобства настройки и эксплуатации этих систем и ускорителя в целом (на основе: исследований работы и параметров отдельных систем; их влияния на работу и характеристики всего ЛУЭ; проведения, исходя из таких исследований, адекватных переделок старых и разработок новых узлов; юстировок и выбора оптимальных режимов работы этих отдельных частей ЛУЭ), к чему в ответ на насущные потребности задач изучения электромагнитных взаимодействий атомных ядер и, в частности, с применением e^+ и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов была добавлена программа соответствующего развития ускорителя (превращения его в ЛУЭ-100, т.е. с $(E^-)_0$ до ~ 100 МэВ). Здесь кратко упоминается часть программы, касающаяся собственно реконструкции и развития систем ЛУЭ, а некоторые аспекты исследований и улучшения характеристик ЛУЭ даны также в разделе 1.3.

На основе этой программы были выполнены работы по реконструкции и развитию, включающие в себя следующие системы ЛУЭ: 1) дополнительная основная секция, разработанная в НИИ ЭФА в качестве модификации старых основных секций ЛУЭ-50 для достижения больших токов ускоряемых e^- пучков и имеющая диафрагмы с разрезами, была заказана и установлена на месте первой основной секции, которая в свою очередь была установлена и задействована как третья основная секция ЛУЭ-100, дающая соответствующее увеличение энергии ускоряемых в ЛУЭ e^- [64–66]; 2) новые системы термостатирования секций ЛУЭ, обеспечивающие температурную стабильность $\pm 0.1^\circ \text{C}$, были разработаны, изготовлены и установлены на инжекторную и три основные секции ЛУЭ-100 [64,65]; 3) новая вакуумная система ЛУЭ для приближения к безмасленной откачке и отказу от применения резины, пластмасс и другой "ор-

ганики" и при этом: А) использовались: механический насос с охлаждаемой жидким азотом ловушкой и цеолитовые насосы в форвакуумной линии; вакуумные клапаны и проходные вакуумные шиберы; турбомолекулярные насосы ТМН-200 и магнитные электроразрядные сорбционные титановые насосы НОРД-100 для высоковакуумной откачки; Б) применялись: металлические (In, Pb, Al, Cu) уплотнения; стеклянно-коваровые смотровые окна; металло-керамические электрические вводы; узлы с аргонно-дуговыми сварными соединениями (в том числе и с сильфонами из нержавеющей стали); коллиматоры и мишени с водяным охлаждением; Al и Ti выходные фольги; В) проводились: тщательная обработка поверхностей вакуумируемых деталей и узлов (включая обработку режущим инструментом при их изготовлении, электротравление, электрополировку); вакуумная тренировка (в том числе с поданной СВЧ-мощностью, а затем и с пучком e^-); 4) третий и позже четвертый клистроны КИУ-12АМ были установлены соответственно для СВЧ-питания третьей основной секции ЛУЭ-100 и для независимого СВЧ-питания инжекторной секции, а также возбуждения 1÷3 клистронов [64,65]; 5) переделки и добавления фидерных линий, соответствующие предыдущему пункту, были проведены для всех клистронов ЛУЭ-100, кроме того, при тщательной настройке всех фидерных линий была проведена замена старых поворотных элементов этих линий на специально разработанные более качественные [64,65]; 6) новая схема возбуждения 1÷3 клистронов (с необходимыми при этом волноводными линиями и их элементами) были установлена и исследована [64,65], в которой "Кристалл" возбуждает четвертый клистрон, малая часть выходной мощности которого используется для возбуждения 1÷3 клистронов (важно отметить, что в выбранной схеме возбуждения высокостабильный по своей частоте задающий генератор "Кристалл" работает устойчиво и надежно, так как его импульсная выходная мощность при этом не превышает 10÷15 кВт); 7) тиристорные стабилизированные по току с точностью ~0.05% источники питания фокусирующих катушек клистронов были разработаны, изготовлены и установлены на все четыре клистрона ЛУЭ-100 [64,65]; 8) новые модуляторы для 4 клистронов ЛУЭ-100 были разработаны и изготовлены из гирлянд из двух или трех тиратронов типа ТГИ1-2000/35, охлаждаемых дистиллированной водой, с применением мер по уменьшению разброса времен срабатывания тиратронов в гирлянде, по стабилизации вершины импульса модулятора и приближению ее формы к "плоской" [64,65]; 9) новая e^- пушка на основе металлосплавного иридиево-цериевого катода $\varnothing 2.5$ мм, обеспечивающая на входе ЛУЭ пучок e^- с уменьшенным в несколько раз эмиттансом по сравнению с характерным для "штатной" пушки ЛУЭ-50 и имеющая большой срок службы [64,65]; 10) корректирующие магниты (совместно с их стабилизированными по току источниками питания) были разработаны, изготовлены и установлены в переходных узлах ЛУЭ-100 и на его выходе для обеспечения лучшей проводки пучка e^- вдоль продольной для ЛУЭ оси z [67]; 11) тиристорный возбудитель с автоматическим регулирова-

нием выходного напряжения синхронного генератора в системе стабильного питания ЛУЭ переменным напряжением на основе пары синхронный двигатель – синхронный генератор был разработан, изготовлен и установлен на ЛУЭ-100, что позволило в несколько раз улучшить стабильность выходного напряжения и практически исключить отказы в этой системе [64,65];

12) комплексы оборудования для мониторинга и формирования ускоряемых пучков e^- (см. [65,66], а также подраздел 1.3) были разработаны, изготовлены и размещены в переходных узлах ЛУЭ-100 и на его выходе на основе: магнитно-индукционных ударного возбуждения мониторов заряда в импульсе пучка e^- [67], а также дистанционно перемещаемых в вакууме различных устройств: цилиндров Фарадея с определяемой "нуль-методом" эффективностью [65,66]; различных коллиматоров; фольг (с люминофором и без), просматриваемых через специальные смотровые окна телевизионными камерами, что позволяло, используя люминесцентное и переходное излучения, мониторировать форму и положение пучка e^- [68,69].

В результате работ по реконструкции и развитию, проведенных в ЛФЯР ИЯИ РАН, ЛУЭ-50 был преобразован в ускоритель ЛУЭ-100, возможности которого оказались значительно больше соответствующими нуждам ядернофизических исследований, чем у ЛУЭ-50 в его начальном (проектном) составе, отражение чего можно найти в [64-67].

Ключевые параметры ЛУЭ-100: максимальная энергия e^- на выходе ЛУЭ (при токе пучка, близком к нулевому) ~ 100 МэВ; при такой же СВЧ-мощности в секциях ЛУЭ для частоты повторения импульсов пучка $\nu=50$ Гц и длительности этих импульсов $\tau \approx 1,2$ мкс максимальный средний ток e^- на выходе ЛУЭ ~ 17 мкА (т.е. импульсный ток в этом случае ~ 0.3 А); в этих последних условиях энергия e^- на выходе ЛУЭ ~ 85 МэВ, а полная ширина на полувысоте энергетических спектров $\leq \sim 1\%$; при этих же условиях улучшилось прохождение ускоряемого пучка электронов по ЛУЭ и уменьшился фон, образуемый в самом ускорителе; значительно уменьшился эмиттанс пучка; при изменении же СВЧ-мощности в секциях ЛУЭ (и изменении импульсных токов ускоряемых пучков), диапазон достижимых на ЛУЭ-100 энергий ускоренных e^- при импульсных выходных токах пучка ≥ 0.1 А — от $\sim (8 \div 10)$ МэВ до $\geq \sim 90$ МэВ, а при токах, меньших на порядок только что указанных, и от ~ 6 МэВ до ~ 98 МэВ; уровень надежности работы ЛУЭ-100 – возможны сеансы непрерывной работы с прецизионными пучками e^- и e^+ в сотни часов, а полная пучковая наработка на потребителей в год до нескольких тысяч часов.

На лучших импульсных ЛУЭ на бегущей волне с энергиями e^- до ~ 100 МэВ удавалось получать ν в несколько сотен Гц при τ в несколько мкс (так что, коэффициент заполнения пучка был $\geq \sim 0.1\%$), при среднем токе пучка в несколько сотен мкА и относительном энергетическом разбросе (без системы "компрессии по энергии") до $\sim 1\%$. Отсюда понятно, что в настоящее время у технологии создания импульсных ЛУЭ на бегущей волне имеется большой резерв в

получении высококачественных пучков по сравнению с такого типа ЛУЭ первого поколения, в которые входят и ЛУЭ-50, и, несмотря на значительные улучшения, ЛУЭ-100. Однако, с одной стороны, весьма трудно "переваривать" в реальных экспериментах достижимые в настоящее время большие токи импульсных ЛУЭ на бегущей волне с другой стороны, как показано ниже, даже сравнительно маломощный ЛУЭ-100 уже обладает значительными возможностями для исследований ГР в атомных ядрах.

Представляемые в настоящей диссертации результаты пригодны в значительной степени при использовании и иных типов импульсных резонансных ускорителей e^- : синхротронов, микротронов и линотронов. В синхротронах энергию e^- можно плавно менять в широком диапазоне (и в частности, в области ГР, см., об этом, например, в [70,71]). Это помогло синхротронам внести свой важный вклад в славное прошлое исследований ГР, но, к сожалению, они значительно уступают по интенсивности e^- другим импульсным резонансным ускорителям. Поэтому, а также из-за трудностей ввода и вывода e^- и e^+ возможности использования для них результатов данной работы более ограничены. Микротроны, обладая и высоким разрешением по энергии, и большей интенсивностью ускоренных e^- , больше годны для применения результатов данной работы (хотя определенные сложности вывода пучков у них имеются). Применение импульсных микротронов (особенно разрезных, а также линотронов) для исследований ГР пока значительно менее освоено, в сравнении с синхротронами, для которых это направление можно признать весьма «пропаханным», тогда как привлекательность прикладных применений синхротронов уступает импульсным микротронам. Примеры применений синхротронов и микротронов в настоящей работе приводятся в главах 4 и 5.

1.2. Транспортировка, формирование и анализ пучков электронов и позитронов

Для полученных на ускорителе пучков e^- и e^+ могут возникать следующие задачи:

1. Выходящие e^- или e^+ могут сопровождаться большими фонами γ -квантов и нейтронов, генерируемых при попадании части пучков на элементы и ускорителя, и пучкопровода после него. Особенно остра проблема фона при $e^- \rightarrow e^+$ конверсии из-за больших потерь интенсивности, и при этом важный источник фона – сам конвертер, а также надо отделять e^+ от примеси e^- .
2. Пучки e^- и e^+ из ускорителей обычно состоят из частей: основной, со значительной долей пучка, и периферийной, которая может существенно влиять на чистоту и точность проводимых экспериментов. В общем виде: площадь (объем) поперечного эмиттанса пучка может превышать площадь (объем) аксептанса. При получении фотонов от аннигиляции e^+ на лету в очень тонкой мишени есть значительная потеря интенсивности (по сравнению с ею у e^+), поэтому попадание даже малой доли e^+ на стенки пучкопровода около аннигиляционной мишени

с излучением тормозных фотонов может значительно усложнять или даже делать невозможным применение получаемых фотонов, и поэтому надо заранее «урезать» эмиттанс.

3. Пучки e^- (e^+) могут приобретать большие поперечные размеры, так что область эмиттанса пучка может не согласоваться с аксептансом пучкового канала, даже когда площадь (объем) у последнего больше, чем у эмиттанса. Нужна фокусировка (точнее согласование формы и ориентации эмиттансов пучков в фазовом (точнее траекторном) пространстве с аксептансами).

4. В распределениях пучков e^- (e^+) по энергии, даже когда основная их часть сосредоточена в достаточно узком по энергии интервале, могут быть длинные "хвосты", что может сильно мешать чистоте экспериментов, поэтому надо заранее вырезать узкие по энергии части пучка.

5. Оборудование, в экспериментах с пучками e^- (e^+), может быть громоздким и требующим сложные и трудоемкие юстировки, настройки на месте и калибровки, так что нужны большие время и усилия для ремонта такого оборудования при смене экспериментов, что может значительно препятствовать эффективному использованию ЛУЭ. Поэтому нужна разводка пучков e^- и e^+ по разным каналам к оборудованию регулярных экспериментов.

Возможности решения указанных задач при типичных для исследований ГР e^- (e^+) энергиях $\sim(10\div 100)$ МэВ и разрешении по энергии до $10^{-3}\div 10^{-2}$ рассматриваются в этом разделе.

Пучки e^- и e^+ с малыми областями их поперечного эмиттанса (скажем, $\leq 10^{-4}$ м·рад) и относительно большими разбросами по энергии ($\sim 10^{-2}$), требуемыми обычно для таких исследований, можно средствами электронной оптики практически без потерь или ухудшений параметров транспортировать в вакуумированных пучкопроводах на многие десятки метров (если нужно, то и по узким каналам внутри стен радиационной защиты и/или с большими изменениями направления движения), обеспечивая значительные (при необходимости на много порядков) ослабления фонов γ -квантов и нейтронов и отделение от пучка e^+ примеси e^- .

Изменения направления движения e^- и e^+ обычно выполняются с помощью дипольных электромагнитов с плоскопараллельными полюсами с учетом их фокусирующих способностей и, в частности, при введении скосов полюсов таких магнитов, а также с учетом фокусировки, обеспечиваемой добавляемыми квадрупольными магнитными линзами).

Выделение только "ядра" пучка (удаление "шубы" ("гало") пучка) или в общем случае выделение части пучка в некоторой ограниченной области эмиттанса возможно с помощью подходяще расположенных коллиматоров и энергетических щелей.

Разводку пучков по каналам для различных потребителей можно вести, вводя повороты пучка с помощью отдельных поворотно-анализирующих систем (ПАС).

При проектировании полных систем транспортировки, формирования и анализа пучков (СТФА) движение e^- и e^+ в дипольных и квадрупольных магнитах рассматривается в рамках

электроннооптической теории [72–75], и здесь весьма удобен матричный подход [72,76,77]. Задачу удовлетворения различных условий, накладываемых на СТФА, решают, выбирая конкретные дипольные и квадрупольные магнитные элементы и подбирая их расположение и магнитные поля в них. При этом применяют различные компьютерные программы, из которых у нас использовались, прежде всего, универсальные "Фокус" [73] и "Transport" [78].

Для контроля проводки пучков по СТФА нужны различные мониторы тока, заряда, положения и формы пучков e^- и e^+ . В то же время поворотные магниты СТФА предоставляют важные возможности для мониторинга энергии и ее распределений у проводимых по СТФА пучков, т.е. для спектрометрии пучков e^- и e^+ и, в частности, для сравнительно сложного случая спектрометрии e^+ при исследованиях дифференциального коэффициента конверсии $e^- \rightarrow e^+$.

Далее перейдем к рассмотрению СТФА, созданной нами на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) для пучков e^- и e^+ , получаемых для исследований ядер в области ГР. Эта система описана в [66,79,80], схематически изображена на правой части рис. 1 и имеет длину десятки метров, проходя (хотя бы частично) через все три зала пучковых помещений ЛУЭ-100: через окончание ускорительного зала (в котором размещен сам ЛУЭ-100), через часть отделенного от ускорительного зала разборной стеной из бетонных блоков первого физического зала (в котором, кроме нашей СТФА размещены и более поздние СТФА, показанные штрихпунктирными линиями на рис. 1) и через часть второго физического зала, отделенного от первого второй разборной стеной.

Наша СТФА состоит из трёх крупных функциональных частей: 1) прямолинейная часть вдоль оси z ЛУЭ-100 (участок СТФА « 0° »), она включает три дублета квадрупольных линз (L_1 с L_2 , L_3 с L_4 и L_5 с L_6), позволяющих как фокусировать первичный пучок e^- ЛУЭ-100 на внешние по отношению к ЛУЭ конвертерные мишени (КМ3 или КМ4) или на коллиматоры вместо этих конвертеров, или же на выход этого участка СТФА « 0° », так и согласовывать эмиттансы либо первичного пучка e^- , либо вторичных пучков e^- или e^+ с аксептансами остальных частей СТФА; 2) двухмагнитная симметричная ПАС с полным поворотом пучка на 90° , имеющая два дипольных электромагнита M_1 и M_2 и четыре линзы $L_7 \div L_{10}$ (на участке СТФА « 45° »); 3) конечная часть от выхода магнита M_2 с включением еще одного дублета линз L_{11} с L_{12} , а также поворотно-очищающего дипольного электромагнита M_3 , в различных режимах дублет линз L_{11} с L_{12} позволяет либо иметь сфокусированные пучки e^- или e^+ на аннигиляционной мишени АМ (или на коллиматоре вместо АМ), либо же как на прямом выходе магнита M_3 (выход участка СТФА « 90° »), так и на поворотные выходы магнита M_3 (с поворотом пучка еще на $+90^\circ$ или на -90° (соответственно участки СТФА « $90^\circ+90^\circ$ » и « $90^\circ-90^\circ$ »)).

По всей СТФА использовались однотипные магнитные элементы со своими: источниками питания; частями пучкопровода, входящими в эти элементы или связанными с ними; регули-

руемыми подставками под магнитные элементы и пучкопровод. Выбор самих магнитных элементов для СТФА был осуществлен на основе имевшихся разработок НИИ ЭФА им. Д.В.Ефремова и при этом в нашей СТФА были использованы: двенадцать квадрупольных электромагнитов–линз L_1 – L_{12} типа МЛ-26 (диаметр вписанной в апертуру окружности 70 мм; активная длина полюсного наконечника (по "железу") $l_{\text{ж}} \cong 200$ мм; номинальный градиент магнитной индукции $G \cong 220$ Гс/см); два дипольных секторных электромагнита M_1 и M_2 типа СП-63А (по «железу» радиус центральной дуги плоско-параллельных полюсов $\rho_{\text{ж}} \cong 1000$ мм; ширина дорожки полюсов $2A_x \cong 160$ мм; угол поворота $\alpha \cong 45^\circ$; углы скоса краев полюсов $\beta_1 = \beta_2 \cong 0^\circ$; высота зазора между полюсами $2A_y \cong 50$ мм); один дипольный электромагнит M_3 типа СП-11 с плоско-параллельными круглыми полюсами (диаметр полюсов 450 мм; номинальная высота зазора между полюсами 100 мм). Кроме того, в нашу СТФА (как и в сам ЛУЭ-100) вошли небольшие изготовленные нами электромагниты для коррекции малых отклонений пучков.

Для магнитов M_1 – M_3 и линз L_1 – L_{12} их поля (включая важные краевые области) измерялись с помощью магнитометров, использующих эффект Холла, а для секторных магнитов СП-63А в центральных областях их дорожек (где поля близки к однородным) – и магнитометров, использующих ядерный магнитный резонанс. Данные этих измерений использовались для электроннооптических расчетов, а также при изготовлении, монтаже и эксплуатации нашей СТФА.

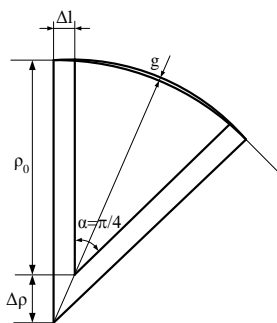


Рис. 2. Схематическое представление поворотного магнита при учете рассеянного поля.

Учет “выпираания” рассеянных полей вдоль дорожки магнитов СП-63А на их входах и выходах проводился путем введения смещений Δl для эффективной границы поля с каждой стороны от границы полюса. Величина Δl была найдена как с помощью расчета, основанного на эмпирических зависимостях, взятых из [81], так и из обработки измерений поля, сделанных в ЛФЯР, и это смещение есть $\Delta l \cong 0.68 \times 2A_y$, где $2A_y$ – вышеуказанная величина зазора между полюсами магнита. При этом было выбрано такое представление магнитов СП-63А (а позже и их расположение при установке в нашу ПАС), в котором угол поворота реперной частицы в магните оставался равным $\alpha = 45^\circ$, для чего (см. рис. 2) выбирался радиус центральной траектории $\rho = \rho_{\text{ж}} + (\Delta l / \text{tg}(\pi/8))$, и в этом случае максимальное смещение траектории реперной частицы от центра дорожки магнита есть $g = \Delta l / \sin(\pi/8) \cong 0.68 \times 2A_y / \sin(\pi/8) \cong 6.75$ мм, сместив же магнит на

$g/2$, можно эту величину уменьшить вдвое. С другой стороны, согласно нашим измерениям эффективная длина квадрупольных линз МЛ-26 из-за “выпираания” поля линзы в обе стороны по оси z за пределы полюсов линзы составляет $l \cong 240$ мм.

Стабилизированные по току источники питания для электромагнита СП-11, для всего комплекта линз МЛ-26, и корректоров пучка были разработаны и изготовлены у нас, а для двух электромагнитов СП-63А – в Радиотехническом институте АН СССР. У нас же были разработаны и изготовлены все регулируемые с необходимой точностью подставки под все магнитные элементы СТФА и под отдельные части пучкопровода. Сами элементы пучкопровода также были разработаны и изготовлены у нас из “немагнитной” нержавеющей стали 1Х18Н9Т и включали в себя: вакуумные камеры магнитных элементов; узлы вакуумных откачки и измерений; узлы дистанционно перемещаемых в вакууме пучкопровода мишеней и коллиматоров с мониторами пучка; дополнительные узлы мониторинга пучка; узел дистанционно изменяемых в вакууме пучкопровода щелей, определяющих разброс по энергии пучков, пропускаемых СТФА; узлы для выпуска пучков e^- или e^+ в атмосферу через тонкие (толщиной $\sim 10^{-3}$ радиационной длины X_0) фольги из Al или Ti; свободные отрезки пучкопровода; сильфонные переходы, позволяющие выбирать некоторые возможные неточности изготовления отдельных узлов пучкопровода и проводить небольшие дополнительные юстировки элементов СТФА даже тогда, когда уже собран ее пучкопровод, а также подвергать разборке некоторые части пучкопровода, не трогая все остальные; переходные узлы, позволяющие соединять друг с другом элементы пучкопровода, имеющие фланцы, использующих металлические уплотнения из In, Pb или Al. Отметим, что в ряде мест, где выделяется большая мощность пучка e^- , вышеуказанные металлические уплотнения соединительных фланцев защищались массивными коллиматорами, а в наиболее напряженных случаях – и коллиматорами, имеющими водяное охлаждение. Надо указать, что в этих же местах может создаваться существенная наведенная активность, с которой приходится считаться.

Учитывая сравнительно низкий уровень энергий e^- и e^+ при изучении ядер в области ГР, в общем случае нужна единая вакуумная система ЛУЭ и СТФА, что и на СТФА налагает практически те же высокие требования ко всей вакуумной технологии, как и для ЛУЭ-100.

Для юстировки элементов ЛУЭ и СТФА специально разработанная геодезическая система осей и реперов была установлена в пучковых залах на капитальных стенах, связанных с фундаментом здания. Эта система позволяет вести юстировку с необходимой для представляющих интерес задач точностью (до ~ 0.1 мм) как “на просвет” с помощью внутренних апертурных прицелов, так и в ряде случаев в собранном виде с помощью внешних прицелов. Кроме того, была освоена юстировка с помощью лазера с соответствующими коллиматорами и прицелами.

При осуществлении транспортировки, формирования и анализа пучков e^- и e^+ требуется целая система различных мониторов этих пучков, такие мониторы желательно устанавливать чуть ли не после каждого элемента, воздействующего на пучки. Почти в полном согласии с этим и были установлены различные мониторы пучков на нашей СТФА.

Для уменьшения фонов γ -квантов и нейтронов, образуемых, прежде всего, первичным пучком e^- ЛУЭ, а также для уменьшения влияния образуемой наведенной активности как на физическую аппаратуру при проведении самих экспериментов с пучками ЛУЭ, так и на персонал, обслуживающий СТФА между самими пучковыми экспериментами, на нашей СТФА был осуществлен комплекс мер пассивной защиты. В этот комплекс входят разборные бетонные стены и туннели (вокруг отрезков СТФА, в которых возможны большие потери пучка и испускание фонового излучения). Эти стены и туннели были собраны из изготовленных по нашим заказам бетонных блоков (имеющих размеры $0,5 \times 0,5 \times 0,5$ м³ или $0,5 \times 0,5 \times 1,0$ м³ и обрамленных стальными сварными уголками) и плит (имеющих размеры $2,0 \times 2,0 \times 0,2$ м³ и обрамленных стальными сварными швеллерами и листами). Изготовление таких блоков и плит велось в стальных разборных опалубках с довольно высокой для железобетонных изделий точностью до $\sim 1\%$. Кроме того, для усиления защиты использовались коммерчески доступные или изготовленные у нас (или по нашим заказам): блоки из парафина; листы полиэтилена; листы Cd; “кирпичи” из Pb, из стали ст3, из “немагнитной” нержавеющей стали; блоки Al; мешочки со стальной или Pb дробью. Такое усиление защиты велось как вокруг коллиматоров, энергетической щели, конвертеров, так и на установках проводимых экспериментов.

Работы по созданию и развитию нашей СТФА шли параллельно и были тесно связаны с работами по сооружению и развитию ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50), влияя друг на друга. Уже говорилось о необходимости учета для нашей СТФА роста мощности первичного пучка e^- ЛУЭ. Вместе с тем пучок e^- ЛУЭ предоставляет важные возможности по проверке свойств и юстировке магнитных элементов и самого ЛУЭ и СТФА [82-84]. В свою очередь наша СТФА предоставила существенные возможности для измерения и настройки параметров пучков ЛУЭ: энергии и её спектра; токов (полного и в различные коллиматоры); поперечных размеров; угловой расходимости; фазовой протяженности сгустков; стабильности этих параметров во времени. Благодаря таким возможностям нашей СТФА, были проведены (с участием автора) исследования и настройки как целиком ЛУЭ, так и отдельных его систем, и такое параллельное развитие ЛУЭ и СТФА способствовало получению прецизионных пучков e^- и e^+ .

С помощью нашей СТФА первичный пучок e^- ЛУЭ-50 был впервые выведен в физический зал ЛУЭ (за бетонную стену), чем была значительно облегчена задача получения пучка с подавлением фона, создаваемого в большой степени выпавшими из процесса ускорения e^- . Пря-

молинейная длинная первая часть нашей СТФА совместно с её анализирующим участком «45°» позволили с относительно качественными низкофоновыми и настроенными по энергии пучками e^- сразу начать физические эксперименты как с участием автора (см., например, [67,85-87]), так и силами сотрудников других групп (см., например, [88-90]).

Продолжение нашей СТФА, включая ее магнит M_3 , позволило группе рассеяния электронов ЛФЯР, добавив еще один 90°-ный магнит СП-63 и несколько квадрупольных линз МЛ-26, оперативно осуществить предварительный вариант проводки пучка e^- к камере рассеяния их магнитного спектрометра и провести первые пучковые испытания своей аппаратуры. Как при сооружении этого предварительного варианта СТФА для группы рассеяния e^- ЛФЯР, так и при создании окончательного трехмагнитного варианта их СТФА со всеми самостоятельными магнитами (два магнита СП-63А и один магнит СП-63 [91]), а также при создании двухмагнитной СТФА с параллельным переносом пучка, сооруженной также на ЛУЭ-100 для группы ЛФЯР, занимающейся исследованиями деления атомных ядер, были использованы полученные при создании нашей СТФА понимание теории электроннооптических систем, освоение методов их расчетов, а также конструкторские, технологические, и методические “наработки” [92]. Полученный при создании нашей СТФА опыт нашел применение и при разработке проекта двухмагнитной СТФА [93] для экспериментов по рассеянию e^- атомными ядрами для разрезного микротрона непрерывного действия на максимальную энергию 175 МэВ [42].

Наиболее ответственная часть СТФА – поворотной-анализирующая система (ПАС). С одной стороны, для ослабления фонов γ -квантов и нейтронов, возникающих как при ускорении и формировании первичных пучков e^- ЛУЭ, так и при генерации этими пучками пучков e^+ , существенную роль может играть изменение направления движения этих пучков с использованием также транспортировки пучков через узкие каналы в стенах радиационной защиты. С другой стороны, для проведения анализа таких пучков по энергии необходимо создать в месте расположения анализирующей щели нужную линейную дисперсию (с учетом желательного разрешения по энергии, имеющегося эмиттанса анализируемого пучка, aberrаций магнитооптических элементов и особенностей взаимодействия e^- и e^+ с веществом щели), а для лучшего разрешения по энергии необходимо, чтобы там же пучок был сфокусирован или щель должна быть близко к месту фокусировки. Обе эти задачи можно решить с помощью дипольного(х) электромагнита(ов) с квадрупольными линзами. При этом сама анализирующая щель – источник фона, но его можно снизить путем добавочного поворота пучка. Кроме того, как правило, в месте потребления пучка необходимо линейную дисперсию убрать, поскольку из-за нее размеры пучка возрастают, что может вести к ухудшению возможностей проводимых экспериментов, а так как дисперсные пучки сложнее транспортировать и формировать, то для универсального использования пучков надо убрать на выходе из ПАС и линейную, и угловую дис-

персии, т.е. сделать ПАС полностью ахроматической. Обе последние задачи можно решить, используя еще дипольный(ые) электромагнит(ы) с квадрупольными линзами, обеспечивая подходящее согласование элементов обеих частей ПАС. Для удобства проводки пучков можно также потребовать, чтобы ПАС так или иначе фокусировала входные пучки на свой выход.

Понятно желание оптимизировать выбор требуемой ПАС и минимизировать число её магнитных элементов. Из различных ПАС выделяются симметричные, так как для них при выдвигаемых требованиях к ПАС возможно уменьшение количества элементов, и условия для апертур и магнитных полей этих элементов, похоже, более выгодные, а желательная унификация оборудования доступнее. “Геометрия” пучковых залов и иные обстоятельства могут влиять на выбор ПАС, приводя, в частности, к нужному полному углу поворота пучка в ПАС $\alpha_{\text{п}} \neq 90^\circ$. Не отвергая напрочь такие ПАС, надо, однако, указать, что наиболее интересны симметричные ПАС с $\alpha_{\text{п}} = 90^\circ$, которые и были рассмотрены в настоящей работе.

В сгустке пучка e^- (e^+) резонансного ускорителя отдельную частицу можно (для каждого положения некоторой реперной частицы, движущейся по траектории, считающейся центральной) охарактеризовать с помощью точки в шестимерном фазовом пространстве $\{x, y, (z - z_0), p_x, p_y, p_z\}$ (здесь используется криволинейная ортогональная система координат, в которой ось z направлена вдоль траектории реперной частицы, принимающей на оси z различные положения z_0 , оси x и y перпендикулярны оси z и друг другу, а p_x, p_y, p_z – проекции импульса характеризующей частицы на соответствующие оси. Чаще же для такого описания используют не фазовое пространство, а так называемое траекторное и координаты в нем $\{x, y, \Delta\varphi, x', y', \Delta p/p_0\}$ (где $x' = dx/dz \approx \theta_x$, $y' = dy/dz \approx \theta_y$ (θ_x и θ_y – углы между осью z и проекциями импульса характеризующей частицы на плоскости xz и yz соответственно в месте нахождения реперной частицы), вместо величины $(z - z_0)$ часто используют фазовое смещение $\Delta\varphi = 2\pi(z - z_0)f/c$, вместо p_z обычно используют величину $(\Delta p/p_0) = (p_z - p_0)/p_0$ (где p_0 – модуль импульса реперной частицы)). В линейном приближении эти шестимерные координаты характеризующей частицы в траекторном пространстве в начале и в конце некоего участка перемещения реперной частицы связываются друг с другом с помощью матрицы этого участка. Набор типовых элементов ПАС и вообще СТФА и описывающих их матриц [78] ограничен. Для обсуждаемых здесь СТФА, содержащих только дипольные и квадрупольные электромагниты и свободные промежутки между ними, можно считать: 1) вдоль СТФА энергии частиц практически не меняются; 2) магнитные поля всех дипольных электромагнитов, входящих в СТФА, параллельны друг другу и направлению этих полей (обычно вертикальному) можно сделать параллельной одну из осей выбранной системы координат (обычно ось “ y ”), при этом движение по этой оси не зависит от разброса импульсов частиц, и такая зависимость остается только для движения по оси “ x ”; 3) движение по осям “ x ” и “ y ” можно считать независимым; 4) при рассмотрении СТФА не существенен раз-

брос фаз из-за разностей хода частиц. При этом можно, по крайней мере, первоначально использовать линейное приближение и считать, что конечные (x_k, x'_k, y_k, y'_k) и начальные (x_n, x'_n, y_n, y'_n) величины имеют следующую матричную связь:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} x_k \\ x'_k \\ \Delta p/p_0 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} M_{11x} & M_{12x} & M_{13x} \\ M_{21x} & M_{22x} & M_{23x} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_n \\ x'_n \\ \Delta p/p_0 \end{bmatrix}; \\ \begin{bmatrix} y_k \\ y'_k \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} M_{11y} & M_{12y} \\ M_{21y} & M_{22y} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_n \\ y'_n \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Свойства симметричных ПАС в общем виде для симметрий разного типа были рассмотрены в [77], и при этом свойства систем в их полном составе, описываемые матрицами с коэффициентами M_{ijl} , были сопоставлены со свойствами, описываемыми матрицами с коэффициентами M_{ijc} , для этих же систем, но только до их центров симметрии.

Из различных ПАС с $\alpha_n=90^\circ$ выделяется простая обладающая зеркальной симметрией система, предложенная согласно [76] K.L.Brown'ом (но необходимо указать, что близкая к ней система была независимо и, может быть, даже ранее предложена в [94]), содержащая два дипольных секторных электромагнита (которые обладают близкими к однородным полями, раздвинуты вдоль центральной траектории на расстояние $2L$, поворачивают пучок на угол $\alpha=45^\circ$ каждый и имеют по отношению ко всей ПАС внутренние углы скоса полюсов $\beta>0$ (что эквивалентно тонким квадрупольным линзам, фокусирующим пучок по оси y), а внешние – равные нулю) и в своем центре одну (полевую) квадрупольную линзу, фокусирующую пучок по оси “ x ”. Свойства этой системы рассмотрены в [76], где показано, что при соблюдении ряда условий ($L=2\rho$, где ρ – радиус кривизны центральной траектории в дипольных электромагнитах этой ПАС; $\text{tg}\beta=0,5$; $f=(2\rho\sqrt{2})/(1+\sqrt{2})$, где f – фокусное расстояние полевой линзы (полагая ее тонкой)) такая ПАС: 1) дает двойную фокусировку параллельного монохроматического пучка на своем входе в точку в центральном сечении своей полевой линзы, т.е. $M_{11xc}=M_{11yc}=0$; 2) “зануляет” там же угловую дисперсию, т.е. $M_{23xc}=0$; 3) преобразует параллельный пучок на входе в параллельный же на выходе, т.е. $M_{21xc}=M_{21yc}=0$; 4) является полностью ахроматической, поскольку “зануляются” на выходе из ПАС и линейная, и угловая дисперсии, т.е. $M_{13xc}=0$ и $M_{23xc}=0$; 5) обладает сравнительно большой линейной дисперсией в своем центре ($M_{13xc}=2\rho$); 6) обладает высоким энергетическим разрешением, которое (при выполнении $M_{11xc}=0$) имеет связь с максимальным угловым разбросом пучка на входе в систему $(\theta_{xn})_{\max}$, а именно: $(\Delta p/p)_{\min}=(M_{12xc}/M_{13xc})(\theta_{xn})_{\max}=(\sqrt{2})(\theta_{xn})_{\max}$ (в реальности же для достижимого $(\Delta p/p)_{\min}$ большую роль могут также играть aberrации в магнитооптических элементах до центра ПАС и длины, характеризующие взаимодействие электронов (позитронов) с веществом стенок энер-

гетической щели [95]); 7) для оси “у” положение аналогично изложенному для оси “х”. Отметим, что пункты “1)” и “2)” из настоящего перечня обуславливают, как это и следует из общих свойств зеркально симметричных систем [77], справедливость пунктов “3)”, “4)” и “7)”. Указанные свойства этой ПАС адекватны и параметрам пучков ЛУЭ, и требованиям задач, ставящимся при этом перед ПАС и всей СТФА. В частности, это относится к свойствам “1)” и “3)”, учитывая относительно малую расходимость пучков ЛУЭ, да и вообще близости этих пучков к параксиальным. Так как параксиальность может давать большие преимущества для расчетов и работы всей СТФА, а также для физических экспериментов, то хотелось бы сохранять и максимально использовать ее при прецизионных исследованиях на ЛУЭ.

Наряду с достоинствами ПАС [76] у неё, к сожалению, есть сложности для реализации, и настройки. С одной стороны, использование при фокусировке по оси “у” сколов полюсов поворотных электромагнитов вносит трудности для корректного учета полей рассеяния и настройки системы. Возможный путь борьбы с ними, который хотелось бы рассмотреть, – замена сколов полюсов поворотных электромагнитов отдельными фокусирующими по оси “у” квадрупольными линзами (тогда для настройки ПАС нужны изменения токов питания линз, что обеспечить проще, чем изменения углов скола полюсов электромагнитов с помощью сложных точных механических устройств). С другой стороны, в центре ПАС [76], где фокусируется параллельный монохроматический пучок, помещается полевая линза, затрудняя или делая невозможным размещение там щели по энергии. Требуется решение этой проблемы, пригодное и для пучков e^+ , обладающих большими расходимостью и эмиттансом, и заключающееся в разделении полевой линзы на две разнесенные симметрично относительно центра ПАС и одинаково “запитанные” идентичные друг другу линзы. В дополнение, рассматривая оба указанные направления модификации этой ПАС, есть смысл также сопоставить разные варианты такой модификации между собой, включив в рассмотрение и применение для фокусировки пучка по оси “у” элементов, внешних по отношению к используемой паре поворотных электромагнитов (либо внешних сколов полюсов этих же электромагнитов, либо отдельных квадрупольных линз), и, кроме того, исследовать основные свойства ПАС в зависимости от положения линз, заменяющих внутренние сколы полюсов магнитов. Варианты модификации ПАС [76] (см. рис. 3) были исследованы нами в [96-98], но укажем, что в итоге были проведены выбор и детальные расчеты конкретной ПАС, входящей в состав нашей СТФА на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50), поэтому учитывались требования к этой ПАС (разрешение $(\Delta E^-(E^-)_0)$ до $\sim 0,1\%$, протяженность до ~ 10 м, возможность пропускать пучки e^- и e^+ с разбросом $(\Delta E/(E)_0)$ до нескольких % и/или эмиттансом до $(10^{-4} \div 10^{-3})$ м·рад). В [96-98] эти вопросы были рассмотрены. В [97] – в линейном приближении с «тонкими линзами» и с произвольными ρ . В [96,98] – для магнитов СП-63А и линз МЛ-26 с поправками на измеренные нами «выпирающие» магнитных

полей и с учетом хроматических aberrаций линз по программе “Фокус” [73]), а для выбранного варианта нашей ПАС с учетом и иных поправок 2-го порядка по программе “Transport” [78].

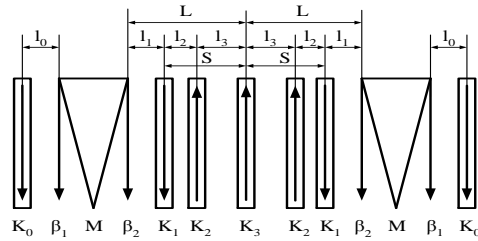


Рис. 3. Схема состава и расположения элементов в рассмотренных вариантах ПАС. М – дипольные поворотные магниты с углами поворота $\alpha=45^\circ$ и углами скосов плоскопараллельных полюсов β_1 и β_2 ; K_i – квадрупольные магнитные линзы с $K \equiv (eG/p_0)^{0.5}$, где G – градиент магнитной индукции в линзе, p_0 – модуль импульса реперной частицы, e – заряд электрона.

Матричное представление также удобно для нахождения многоугольников акцептанса магнитооптических систем, образуемых от приведения к их входу ограничений, накладываемых различными коллиматорами [73]. Так, для коллиматора, находящегося в некоем сечении магнитооптической системы и имеющего размеры для пропускания частиц по оси x от $(-a_x)$ до $(+a_x)$, можно показать, что частицы, пропускаемые им, находятся в плоскости $x_n x_n'$ на входе в систему (с учётом дисперсии) внутри полосы между двумя параллельными прямыми:

$$M_{11x} \cdot (x_n) + M_{12x} \cdot (x_n') = -M_{13x} \cdot (\Delta p/p_0) - a_x ;$$

$$M_{11x} \cdot (x_n) + M_{12x} \cdot (x_n') = -M_{13x} \cdot (\Delta p/p_0) + a_x .$$

Общая внутренняя часть таких полос для всех апертурных коллиматоров системы образует многоугольник акцептанса системы, форма и площадь которого зависят от величины $(\Delta p/p_0)$, причем, для некоторого $(\Delta p/p_0)$ площади таких многоугольников обозначим $V_x\{\Delta p/p_0\}$ и $V_x=V_x\{(\Delta p/p_0)=0\}$. Для плоскости $y_n y_n'$ – аналогично, но без зависимости от $(\Delta p/p_0)$.

В наших расчетах акцептансов при поисках оптимального варианта ПАС, выбранного в качестве рабочего, использовались для магнитов СП-63А апертуры $2a_x=80$ мм (для центральной более узкой по ширине области дорожки полюса магнита с более однородным полем) и $2a_y=50$ мм, а для квадрупольных линз МЛ-26 – апертуры $2a_x=2a_y=50$ мм.

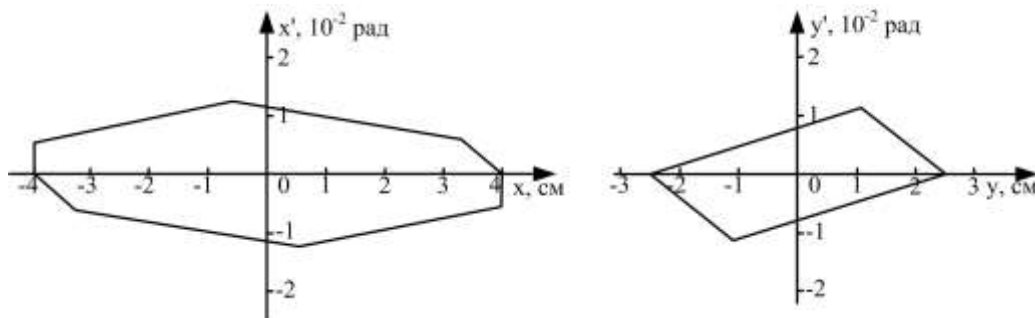


Рис. 4. Многоугольники акцептансов нашей ПАС в плоскостях $x x'$ и $y y'$.

На основе расчетов, проведенных в [96-98], был выбран оптимальный вариант симметричной ахроматической 90° -ной двухмагнитной ПАС для нашей СТФА, для которого (см. рис. 3):

$K_0=K_3=0$; $l_0=0$; $\beta_1=\beta_2=0$; $l_1=0.450$ м; $K_1\cong 2.465$ м⁻¹; $l_2=0.400$ м; $K_2\cong 2.393$ м⁻¹; $l_3\cong 0.625$ м (то есть $L\cong 1.475$ м); $M_{13\text{хц}}\cong 1.268$ м; $(M_{12\text{хц}}/M_{13\text{хц}})\cong 1.414$; $-M_{12\text{хп}}\cong 0.828$ м; $M_{12\text{уп}}\cong 1.895$ м; $V_x\cong 1.596\times 10^{-3}$ м·рад; $V_y\cong 0.574\times 10^{-3}$ м·рад; $V_x V_y\cong 0.916\times 10^{-6}$ м²·рад². Рассчитанные многоугольники аксептансов этой ПАС в плоскостях xx' и yy' приведены на рис. 4.

Из расчетов с учетом поправок второго порядка по программе “Transport” [78] для нашей ПАС, в частности, следует возможности достижения с ее помощью энергетического разрешения до $\approx 0,1\%$. Экспериментальным доказательством справедливости этого вывода, а также адекватности закладываемых в расчеты свойств магнитных элементов, пригодности применяемой методики юстировки этих элементов и корректности используемых в расчетах приближений можно считать достижение энергетического разрешения лучше $0,1\%$ на ПАС [91], построенной также на ЛУЭ-100 вслед за нашей ПАС силами группы, исследующей рассеяние e^- на атомных ядрах, и имеющей свою начальную задающую разрешение по энергии часть, практически повторяющую аналогичную часть нашей ПАС. В их случае определить экспериментально достигаемое разрешение по энергии удалось при измерениях ширины пика упругого рассеяния электронов на ядрах ^{12}C с помощью магнитного спектрометра высокого разрешения. Однако основное назначение нашей ПАС – работа с пучками e^- и e^+ , когда нужно умеренное разрешение по энергии ($\approx 1\%$), но для e^+ нужны и сравнительно большой аксептанс и отсутствие тормозного фона от пучка e^+ в стенках пучкопровода на участке «90°» нашей СТФА.

Магнит M_1 нашей ПАС позволяет измерять распределения по энергии e^- и e^+ при измерения токов их пучков, проходящих в установленную в конце участка «45°» энергетическую щель, и настраивать системы ЛУЭ для улучшения этих распределений. При этом линейная дисперсия на щелях (без включения линз L_7 - L_{10}) ≈ 3 см/%.

К задачам измерения спектров пучков e^- и e^+ тесно примыкает задача (см. главу 2) исследования одной из основных величин, характеризующих генерацию e^+ при бомбардировке толстых мишеней пучком e^- , – дифференциального коэффициента конверсии $e^- \rightarrow e^+$ $K = I^+ / (I^- \cdot \Delta E^+ \cdot \Delta \Omega^+)$, где I^+ – средний ток e^+ из конвертера, имеющих энергию E^+ с абсолютным разбросом ΔE^+ и выходящих внутри телесного угла $\Delta \Omega^+$ (обычно имеется в виду, что вокруг направления вперед), I^- – средний ток e^- , бомбардирующих конвертер (обычно имеется в виду, что нормально падающих на конвертер). Для решения этой задачи требуется специальный прибор, который наряду с выделением e^+ интересующих энергий (с возможностью их плавного изменения) позволяет в широких распределениях этих e^+ по энергиям и углам испускания выделять части со строго заданными значениями ΔE^+ и $\Delta \Omega^+$. В этом смысле задача близка к задачам, стоящим в ряде спектрометрических исследований ядерной физики и физики высоких энергий, и, в частности, к задачам, стоящим при исследованиях рассеяния e^- на атомных яд-

рах, где для этого создаются специальные магнитные спектрометры высокого разрешения. Отсюда понятно, почему, по крайней мере, единожды в качестве требуемого прибора для исследований поведения К был использован магнитный спектрометр, первоначально работавший для исследования рассеяния e^- на ядрах [99]. Однако не всегда такая подмена доступна, кроме того, к спектрометру, предназначенному для исследования К, вообще-то предъявляются требования, существенно отличающиеся от требований при рассеянии e^- на ядрах.

Спектрометр для измерений К должен «стягивать» сравнительно большие $\Delta E^+ \cdot \Delta \Omega^+$ при большой длине спектрометра, чтобы надежно измерять слабые токи e^+ на выходе спектрометра при приемлемом соотношении эффект/фон. У него должен быть динамический диапазон, близкий к 100% (от E^+ , максимально доступных для энергий падающих e^- , до E^+ , скажем, ~ нескольких МэВ). Зато из-за плавного характера $K\{E^+\}$ не нужно высокое разрешение спектрометра, что позволяет использовать для него сравнительно простые магнитные элементы и ограничиваться при рассмотрении свойств линейным приближением.

Для проведения описываемых в подразделе 2.1.2 исследований К в зависимости от энергий падающих $e^- E^-$ и испускаемых $e^+ E^+$ (а также от толщины Т и атомного номера Z конвертера) нам потребовалось с учетом вышеизложенного разработать и создать на основе оборудования нашей СТФА специальный спектрометр [100,101]. Схема спектрометра приведена на рис. 5. В спектрометре были использованы первый поворотный дипольный магнит M_1 (СП-63А) и квадрупольная линза L_8 (МЛ-26). Кроме того, в спектрометр входят: мишенный узел МУ (на основе узла КМ4); прямоугольные входной (апертурный) коллиматор КП1 ($2a_{x \text{ вх}}=15,5$ мм; $2a_{y \text{ вх}}=40$ мм) на входе магнита M_1 и выходной (щелевой) коллиматор КП2 ($2a_{x \text{ вых}}=2a_{y \text{ вых}}=36$ мм); мониторы слабых токов пучков МП (см. о последних в подразделе 2.4). При этом узлы МУ и МП окружаются защитой из нержавеющей стали и Рb толщиной по 10 см, а вокруг МУ устанавливается еще бетонная защита толщиной 0.5 м. Эта защита и большая длина спектрометра (~4 м) выбраны для снижения фона в МП.

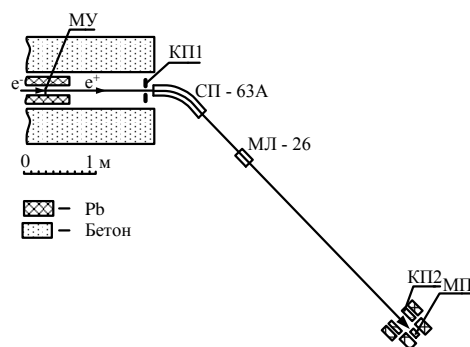


Рис. 5. Схема разработанного спектрометра e^+ .

Расчеты спектрометра для измерений величины К велись в линейном приближении с учетом рассеянных магнитных полей и с использованием матричного метода с использованием

многоугольников аксептанса. Так как все существенные коллиматоры в спектрометре – прямоугольные, переменные разделяются, а $\Delta\theta_x$ и $\Delta\theta_y$ не зависят друг от друга. Спектрометр рассчитан так, что в плоскости поворота пучка есть фокусировка “точка – в точку” (конвертер в МУ – выход коллиматора КП2), т.е. $M_{12x}M_{23x} - M_{22x}M_{13x} = 0$. Можно показать, что, если в месте МУ в плоскости yy' при $(\Delta p/p_0) \neq 0$ прямые, отражающие действие всех коллиматоров спектрометра, остаются неизменными, то в плоскости xx' при $(\Delta p/p_0) \neq 0$ аналогичные прямые для коллиматоров до магнита СП-63А также не перемещаются, а для коллиматоров после магнита СП-63А такие прямые перемещаются одинаково: для некоего $(\Delta p/p_0) \neq 0$ смещение каждой точки на этих прямых от их положения при $(\Delta p/p_0) = 0$ есть вектор с компонентами:

$$\Delta x = (M_{12x}M_{23x} - M_{22x}M_{13x})(\Delta p/p_0),$$

$$\Delta x' = (M_{21x}M_{13x} - M_{11x}M_{23x})(\Delta p/p_0),$$

где M_{jkk} – коэффициенты матрицы от конвертерной мишени до выхода магнита.

На рис. 6а и 6б показаны многоугольники аксептанса спектрометра в плоскостях xx' и yy' соответственно. Видно, что $\Delta\theta_x$, $\Delta\theta_y$ и $(\Delta p/p_0)$ постоянны и не зависят друг от друга, когда для координат e^+ на конвертере выполняется: $-8 \text{ мм} \leq x \leq +8 \text{ мм}$; $-10 \text{ мм} \leq y \leq +10 \text{ мм}$, что легко выполнить, так как пучок e^- можно сфокусировать в центре конвертера в пятно малого размера, а собственное поперечное размытие пучка позитронов при его генерации в конвертере достаточно мало, чтобы не нарушать эти условия. Фокусировку, положение и форму пучка e^- на конвертере можно проверять с помощью специальных коллиматоров, которых можно устанавливать в МУ, а также по люминесцентному и переходному излучениям. Интенсивность пучка e^- контролируется по току с конвертера или с помощью индукционного датчика перед МУ.

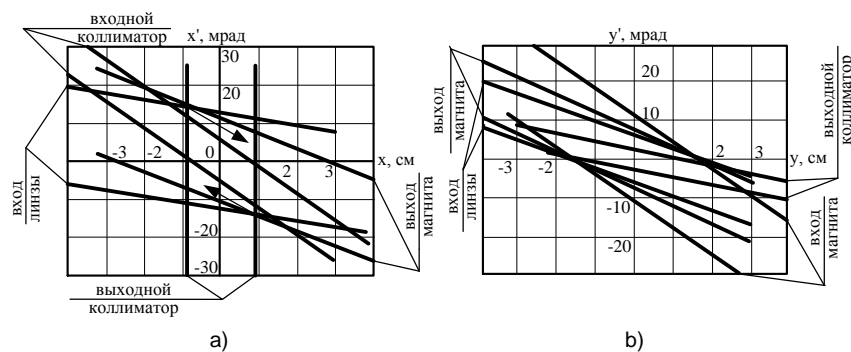


Рис. 6. Многоугольники аксептанса разработанного спектрометра e^+ : в плоскостях: а) xx' ; б) yy' .

Полученные характеристики спектрометра: захватываемые углы в плоскостях горизонтальной $\Delta\theta_x = 1,09 \cdot 10^{-2}$ рад и вертикальной $\Delta\theta_y = 0,46 \cdot 10^{-2}$ рад (т.е. $\Delta\Omega^+ \cong 0,5 \cdot 10^{-4}$ ср) для захватываемых импульсов $(\Delta p/p_0) = 1,3\%$. Эти характеристики позволяют проводить измерения К для различных энергий e^- и e^+ , толщин и материалов конвертера. Относительная простота спектрометра позволяет сравнительно легко и недорого сооружать такие спектрометры на разных ЛУЭ, что может представлять интерес при расширении экспериментальных исследований К на

еще более широкие диапазоны значений E^- , E^+ , T и Z , чем те, которые рассмотрены в наших работах [102,103]. В то же время, хотя описанный спектрометр разработан для исследований генерации e^+ , но он же может использоваться для измерений e^- , выходящих из тех же толстых мишеней, сопровождая e^+ . Информация о таких e^- интересна, так как именно они могут использоваться в разностных экспериментах для разделения вкладов от аннигиляционных и тормозных фотонов (см. подраздел 3.1.1, при этом полагают, что достигаемая здесь близость фоновых условий и загрузок существенна для уменьшения ошибок проводимых экспериментов, однако только количественные оценки с использованием данных о выходах из конвертера и e^+ , и e^- позволят оптимизировать в этом смысле условия экспериментов). Кроме того, заметим, что предпочтительность экспериментальных исследований K по сравнению с расчетами связана с большими сложностями, с которыми встречаются расчеты электронно-фотонно-позитронных каскадов. По мере развития ЭВМ и соответствующих программ удалось значительно продвинуться в реалистичности таких расчетов (например, в широко распространенной в настоящее время программе “GEANT” [104]), что вызвало у пользователей таких программ некую эйфорию, однако реальные границы применимости таких программ при малых энергиях частиц, участвующих в рассматриваемых процессах требуют уточнения, которое может быть достигнуто, в частности, в экспериментальных исследованиях выходов e^- и e^+ из толстых мишеней в том числе с помощью спектрометров описанного типа.

1.3. Получение прецизионных пучков электронов

Во многих случаях требуются прецизионные пучки e^- импульсных ЛУЭ на бегущей волне, т.е. пучки, обладающие достаточной определенностью параметров и отвечающие различным и довольно высоким требованиям экспериментов. При этом чаще всего нужны пучки с большой интенсивностью и с малыми поперечными эмиттансами, разбросами по энергии и фонами γ -квантов и нейтронов, но возможны и иные требования (равномерная плотность тока по сечению выходного пучка и/или фиксированный задаваемый суммарный заряд и др.).

С одной стороны, для получения прецизионных пучков e^- на таких ускорителях необходимо иметь комплекс мониторов и набор освоенных методик для нахождения разнообразных параметров пучка: А) тока и заряда в импульсе; В) среднего тока и заряда за серии импульсов; С) распределения тока в поперечном сечении, а также положениями центра тяжести пучка; D) распределения пучка по углам с касательной к центральной траектории; Е) распределения пучка в плоскостях $x x'$ и $u u'$; F) распределения пучка по его энергиям и фазам.

С другой стороны, требуются исследования свойств и следующие из них оптимальные настройки как отдельных систем ЛУЭ, так и ЛУЭ в целом, а также СТФА. Последнее связано

с тем, что, так как обычно не удается получать прямо из ЛУЭ пучки достаточно высокого качества, необходимы “вырезания” требуемого пучка с помощью коллиматоров и энергетических щелей при соответствующих настройках СТФА. Но пучки e^- сами могут предоставлять существенные здесь возможности: для юстировки отдельных составляющих ЛУЭ и СТФА (e^- пушки, инжекторной и основных ускоряющих секций ЛУЭ, различных магнитных элементов на ЛУЭ и на СТФА); для проверки свойств этих магнитных элементов.

Остановимся на более полном и подробном освещении мониторов пучков e^- (тех, которые нашли применение в реальной практике работы на ЛУЭ, и особенно тех, для которых есть собственный опыт использования). Но перед рассмотрением отдельных мониторов e^- сначала укажем для них некоторые общие положения. Все мониторы e^- можно разделить по степени их прозрачности. Для интересующих нас здесь энергий e^- ($\sim(10\div 100)$ МэВ) прозрачными для полной протяженности ЛУЭ и СТФА могут быть признаны только мониторы, в которых e^- не пересекают какие-либо специально введенные в вакуумированный пучкопровод слои вещества (не считая остаточный газ в пучкопроводе). Ограниченно прозрачными (“полупрозрачными”) могут быть признаны некоторые мониторы, расположенные вблизи от места потребления пучка e^- и имеющие малую толщину, так что потерями энергии e^- и изменениями размеров пучка из-за дополнительного рассеяния e^- в таких мониторах можно пренебречь (подобно тому, как это имеет место для объектов, расположенных близко к выходным фольгам при выпуске через последние пучков e^- из пучкопровода). На противоположном конце шкалы прозрачности находятся мониторы полного поглощения (особенно, когда речь идет о полном поглощении заряда пучка). Как правило, мониторы последнего типа должны весьма близко приближаться к абсолютными мониторами. В общем же случае мониторы e^- являются относительными и могут требовать своей абсолютной калибровки. Кроме того, все мониторы можно разделить по их точности (и по обычно возрастающему, к сожалению, вместе с ростом точности уровню их сложности). Обычно менее точные мониторы используются как настроечные и в ЛУЭ, и в промежуточных местах СТФА. Для окончательного же мониторинга пучков e^- при проведении с ними различных ядернофизических и иных экспериментов, как правило, требуются мониторы сравнительно высокой точности. Другие требования к этим мониторам: стабильность; надежность; компактность; широкий динамический диапазон; способность работать при большом радиационном фоне; способность не создавать большой фон в самом мониторе; малая чувствительность к электромагнитным наводкам от мощных импульсных устройств ЛУЭ; способность передавать информацию без искажений на большие расстояния (~ 100 м).

Для измерения токов и зарядов пучка e^- импульсного ЛУЭ на бегущей волне как в импульсе (скажем, в импульсе токов $(2 \cdot 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-1})$ А и зарядов $(10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-7})$ К), так и за серии импульсов (при средних токах, скажем, $(10^{-8} \div 10^{-4})$ А) пригодны различные мониторы.

Из популярных мониторов тока и заряда укажем, прежде всего, на цилиндры Фарадея (ЦФ), которые с помощью ряда мер можно сделать для наших энергий e^- абсолютными с эффективность, отличной от 100% только на $\sim(0,1 \div 1)\%$ [65,105]. В эти меры входят: а) большие (десятки X_0) длина по пучку и радиус блока из проводящих материалов, составляющего “тело” ЦФ (для большей полноты поглощения заряда падающего на ЦФ пучка); б) слоистое строение (внутри материалы с высоким атомным номером Z , на периферии – с низким Z) всего ЦФ (для уменьшения эмиссии e^- наружу из “тела” ЦФ, а также испускания фото- и комптоновских e^- от возможного фона γ -квантов из кожуха ЦФ с их последующим попаданием на “тело” ЦФ); в) узкая горловина на входе “тела” ЦФ и постоянный магнит на ней (для подавления отражения первичных и эмиссии вторичных e^- назад по отношению к падающему пучку); г) «высокоомные» опоры-изоляторы (для “тела” ЦФ), электрические разъемы, кабели, электронные схемы и вода в контуре водоохлаждения “тела” ЦФ (если оно требуется); д) вакуумированный объем, в который помещено “тело” ЦФ (для уменьшения ошибок собираемого заряда из-за токов утечки и ионизационных токов); е) постоянный магнит сразу после входного окна с разделительной фольгой (при её наличии для снижения влияния вторичной эмиссии e^-).

ЦФ позволяют получать с высокой точностью абсолютные значения тока и заряда пучка в каждом отдельном импульсе, хотя здесь могут возникать определенные (но, как правило, преодолимые) трудности из-за электромагнитных наводок, а также среднего тока и полного заряда пучка в неких сериях его импульсов. Благодаря достоинствам ЦФ, они были сооружены практически во всех ядернофизических лабораториях, использующих ЛУЭ, включая ЛФЯР (с эффективностью, близкой к 100% при энергиях e^- до ~ 100 МэВ [65]). Однако с позиций задач значительной части экспериментов у таких ЦФ имеются существенные недостатки, связанные с самим принципом их действия. Так как работа ЦФ основана на сборе заряда ЦФ падающего на него пучка, он может использоваться только либо для калибровки других прозрачных или “полупрозрачных” мониторов, либо для экспериментов, использующих такие очень тонкие мишени, что из них выходит почти весь падающий пучок, да еще при условии, что обеспечивается практически полный сбор этого вышедшего пучка внутрь ЦФ. Однако даже в этих случаях важно то, что ЦФ под действием пучка e^- может превратиться в источник относительно большого фона γ -квантов (а выше порогов (γ, n) реакций и фона нейтронов). Дополнительные неудобства могут возникать и из-за сложности конструкции, громоздкости и веса ЦФ с эффективностями $\approx 100\%$.

Другой тип распространенных на импульсных ЛУЭ мониторов тока и заряда пучка e^- – тороидальный магнитно-индукционный датчик (ИД), окольцовывающий пучок в некоем месте его траектории и имеющий обмотку, симметрично намотанную на ферритовый сердечник с внутренним диаметром, достаточным для беспрепятственного прохождения пучка. ИД является, в сущности, импульсным трансформатором, в котором роль первичной обмотки играет сам измеряемый пучок частиц. Для защиты ИД от электромагнитных наводок их помещают в специальные экраны, которые по идее должны допускать поступление на ИД только сигнала от пролетающего через внутреннее отверстие ИД пучка (если не считать сигналы, которые могут поступать на ИД от неких добавочных витков). Хотя ИД можно размещать снаружи e^- -провода, надевая их на непроводящие (обычно керамические) вставки в разрывах e^- -провода, но для эффективного экранирования от упомянутых электромагнитных наводок, видимо, предпочтительнее ИД помещать непосредственно внутри вакуумированного металлического пучкопровода. Поглощающие пучок коллиматоры обычно устанавливаются для предотвращения попадания на сердечник ИД пучка, вызывающего при этом неприятности: радиационные повреждения; искажения величины и формы сигналов, образуемых пучком в ИД; нагрев ферритового сердечника с изменениями его магнитной проницаемости и чувствительности ИД.

Для уменьшения изменений чувствительности ИД, вызванных изменениями температуры ферритового сердечника, в ИД стараются использовать малочувствительные к таким изменениям марки ферритов. При уже выбранном для ИД ферритовом сердечнике выбор соотношений между параметрами ИД (число витков обмотки и индуктивность ИД, нагружающие обмотку активное сопротивление и емкость) может задавать один из крайних режимов работы ИД: либо апериодический режим, позволяющий измерять амплитуду и форму импульсного тока пучка, либо режим контура ударного возбуждения, позволяющий измерять только заряд в импульсе тока пучка. Оказывается, что в режиме контура ударного возбуждения легче уменьшить влияние электромагнитных наводок и поэтому, когда несущественна форма импульса тока пучка, обычно используется этот режим, позволяющий охватить весь интересующий диапазон зарядов в импульсе пучка e^- . Для наших целей ИД можно считать прозрачным. Поэтому фактически ИД можно размещать в любом количестве и в любом сколько-либо значимом месте ЛУЭ или СТФА, обеспечивая контроль токопрохождения по всему пути пучка (в том числе непосредственно перед используемыми в эксперименте мишенями) и практически не влияя на пучок. Отсюда понятно, почему ИД на ЛУЭ получили широкое распространение (в основном в виде систем ИД). Такая система создана и на ЛУЭ-100 [65, 106] (см., рис. 1).

Надо напомнить, что ИД – относительные приборы и нуждаются в калибровке, которую можно, в частности, проводить с помощью специальных калибровочных витков, запитывае-

мых от генераторов точной амплитуды [106]. Для ИД и ЦФ весьма интересен элегантный способ их взаимной калибровки, когда пучок e^- последовательно поступает сначала на ИД, а затем на следующий за ним ЦФ и при этом на калибровочный виток ИД может посылаться в обратном направлении сигнал от ЦФ. В ЛФЯР этот способ после его освоения [107] использовался при изучении собственно самого ЛУЭ и при физических экспериментах на нем (см., например, [67]). При этом было подтверждено, что этот способ, кроме калибровки ИД, позволяет с весьма высокой точностью экспериментально находить абсолютную эффективность ЦФ, когда она близка к 100%, что трудно сделать иным способом. В то же время такой способ позволяет проводить калибровки и ЦФ, имеющих эффективность, значительно отличающуюся от 100%. Так, в [66] сообщается о калибровках установленной на выходе участка «45°» нашей СТФА пары ИД и сравнительно простого дистанционно перемещаемого в вакууме пучкопровода ЦФ. Оказалось, что для e^- при сравнительно низких полных энергиях E^- даже при использовании в качестве тела ЦФ изготовленного из нержавеющей стали куба со стороной 70 мм эффективность этого ЦФ, близкая при малых E^- к 100%, медленно снижается с ростом E^- только до 96% при $E^-=30$ МэВ и 93% при $E^-=50$ МэВ. Кроме того, этот способ калибровки позволил нам найти эффективности рассматриваемых, как ЦФ, и установленных на ЛУЭ и участке «0°» нашей СТФА (см. рис. 1) изолированных Та конвертеров КМ1÷КМ4 толщиной 6 мм (дистанционно перемещаемых в вакууме переходных межсекционных узлов ЛУЭ и пучкопровода СТФА), что дало нам возможности простого добавочного мониторинга тока падающего на эти мишени пучка e^- (даже для энергий e^- (80÷90) МэВ эффективность таких мишеней, как ЦФ, остается довольно высокой, не спускаясь ниже нескольких десятков %).

Наряду с ИД и ЦФ – основными у нас мониторами токов и зарядов пучков e^- на ЛУЭ-100, укажем и другие использовавшиеся или опробованные мониторы для этих целей.

Эффект эмиссии вторичных e^- является для ЦФ вредным и требует определенных мер для борьбы с ним, но он же может быть использован [65] для создания самостоятельных “полупрозрачных” мониторов токов и зарядов пучка e^- на основе тонких изолированных металлических фольг, пересекающих пучок, выдающих сигналы противоположного знака по сравнению с сигналами ЦФ и обладающих эффективностью в расчете на одну фольгу около нескольких % (в зависимости от материала и состояния поверхности фольги). Таким мониторам нужна абсолютная калибровка. Хотя они и были вытеснены ИД по мере успешного развития последних, однако эффект испускания вторичных e^- и сравнительно низких энергий, и так называемых δ -электронов активно использовался нами для дополнительного контроля за токами и зарядами пучков e^- , падавших на изолированные металлические тонкие радиаторы тормозных фотонов или физические мишени в активационных экспериментах (см., например, [67]).

В качестве прозрачных мониторов тока и заряда пучка e^- ЛУЭ на бегущей волне возможно использование настроенных на рабочую частоту ЛУЭ СВЧ-резонаторов (см. о них например, в [108]). Хотя такие мониторы показали свою пригодность, но из-за несколько большей сложности им трудно конкурировать с ИД.

Есть несколько эффектов, связанных с пучком e^- , приводящих к испусканию света с интенсивностью, пропорциональной току пучка, и пригодных для мониторингования токов и зарядов пучков e^- ЛУЭ при сборе и регистрации испускаемого света. К таким эффектам относятся: а) черенковское излучение, образуемое e^- достаточно больших энергий в газовых полостях, размещаемых по ходу пучка и имеющих тонкие входные и выходные стенки, (примеры такого мониторингования токов пучков e^- на ЛУЭ дан в [109], хотя, строго говоря, в регистрируемом свете есть вклад и от излучения, возникающего при рекомбинации и девозбуждении атомов газа, и от переходного излучения, возникающего у стенок полости); б) люминесцентное излучение, испускаемое из тонких пересекающих электронный пучок флажков со слоями линейных (при используемых токах пучка) люминофоров (на основе ZnS при сравнительно малых токах [68,69] или BeO при больших токах [110]); в) переходное излучение, возникающее при пересечении e^- достаточно больших энергий границы двух сред [111], такое излучение впервые независимо наблюдалось нами при проводке пучка e^- по нашей СТФА на ЛУЭ-100 [69] и группой S.Roland'a при аналогичных работах в Saclay [112], на ЛУЭ-100 был освоен монитор токов пучка e^- [65], использующий переходное излучение. По-видимому, определенные сложности оборудования мониторов, использующих световое излучение, делают их применение оправданным для измерения токов пучков e^- только вместе с определением с их помощью формы и положения пучков e^- .

Импульсный пучок e^- в некоем слое вещества может создавать акустические волны, амплитуда которых пропорциональна заряду в импульсе пучка [113,114]. Эти волны можно детектировать специальными датчиками, что и было опробовано, в частности, нами совместно с В.Д.Воловиком на ЛУЭ-100 в широком диапазоне токов пучков e^- для Be пластин толщиной 1 мм. Надо, отметить, что при сопоставлении получаемых акустических сигналов с наводками от срабатывания мощных импульсных устройств ЛУЭ оказалось, что для наличных в этом случае акустических датчиков получается соотношение сигнал/шум в ~ 10 раз хуже, чем для этих же пластин, рассматриваемых, как мониторы вторичной эмиссии.

В принципе рассмотренные выше типы мониторов токов и зарядов пучков e^- на импульсных ЛУЭ могут быть интересны и для мониторингования поперечных характеристик пучков.

Положение центра заряда импульсного пучка e^- ЛУЭ можно определять с помощью индукционного датчика при сопоставлении сигналов с его секционированных обмоток [115].

Положение, размеры и форму пучка e^- , выпущенного через тонкие выходные фольги в атмосферу, можно находить, получая изображения сразу на выходе с помощью вводимых в пучок либо различных фотоматериалов [83,116], либо специально разработанных для дозиметрии пучков электронов тонких пленок, используя изменения их окраски под пучком [117], либо же покровных стекол, используя их потемнение под пучком [84,85,118]. При этом каждый раз используются однократные облучения с подобранной экспозицией.

Дистанционно перемещаемые в вакууме межсекционных узлов ЛУЭ и пучкопровода СТФА имеющие прицельные масштабные метки люминесцентные экраны совместно с просмотровыми окнами и телекамерами устанавливались повсеместно на ЛУЭ для контроля формы, размеров и положения пучков e^- . И на ЛУЭ-100 такие экраны как с линейными (от токов пучков e^-) люминофорами на основе ZnS, так и с нелинейными люминофорами, позволяющими точнее зафиксировать положение центра пучка [68], были установлены в узлах КМ1÷КМ4 и на выходе участка «0°» нашей СТФА перед выходной фольгой, а также при необходимости устанавливались на выходе участков нашей СТФА «0°», «90°», «90°+90°» и «90°–90°» после выходных фольг. Указанный комплекс люминесцентных экранов помогал нам осуществлять оперативный контроль проводки пучков e^- (включая контроль фокусировки и юстировки пучков) по всему тракту до тормозных или физических мишеней. При энергиях e^- , скажем, $> \sim 50$ МэВ переходное излучение позволяло нам наблюдать форму и положение пучка e^- на конвертерах в узлах КМ2÷КМ4, а также на радиаторах и различных мишенях на выходах нашей СТФА, не считаясь с имеющимися перегревами и радиационными повреждениями в той степени, как это приходится делать в случае использования для этого люминесцентных экранов. На рис. 7 приведены полученные нами [69] изображения e^- пучка, прошедшего последовательно (на рисунке справа налево) через три Al фольги: 1 – с покрытием нелинейным люминофором [68]; 2 – с покрытием ZnS; 3 – без покрытия люминофором (т.е. когда есть только переходное излучение, причем только третья Al фольга соответствующим образом сориентирована, чтобы переходное излучение было направлено на регистрирующую телекамеру).



Рис. 7. Полученные изображения сечения пучка e^- при $E \approx 50$ МэВ с использованием люминесцентного и переходного излучений (см. пояснения в тексте).

Эффект возбуждения импульсным пучком e^- в пересекающем его слое вещества акустических волн можно использовать для монитора плотности e^- пучка по его поперечному сечению (см. работу [119], согласно которой для этого надо использовать тонкие стержни из магнетострикционных материалов). Однако из-за относительной сложности этого монитора ему, видимо, трудно конкурировать с другими мониторами того же назначения.

Простой, но эффективный контроль юстировки пучка e^- и его размеров можно вести с помощью дистанционно перемещаемых в вакууме межсекционных узлов ЛУЭ и различных мест пучкопровода СТФА коллиматоров (с отверстиями различного диаметра) и размещенных после этих коллиматоров мониторов тока пучка. Предполагается, что указанные мониторы регистрируют ток части пучка, попавшей в отверстие коллиматора и дошедшей без потерь для измерения в мониторе, и практически не регистрируют ток той части пучка, которая попала в стенки коллиматора. Последнее означает, что или стенки коллиматоров практически полностью поглощают пучок (коллиматор поглощения), или при недостаточной для поглощения толщине его стенок (коллиматор рассеяния), что вышедшие из стенок коллиматора e^- настолько рассеяны, что при выбранном расстоянии до монитора тока пучка такие e^- практически не доходят до монитора. Сопоставление полного тока (без коллиматора) и тока в коллиматор (или же (при наличии такой возможности, как это было сделано, например, нами в узлах КМ1-КМ4 на ЛУЭ-100) в коллиматоры, устанавливаемые поочередно в одном месте и имеющие разные диаметры отверстий) позволяет судить о поперечном распределении пучка. Для формирования этих суждений помогают сигналы, получаемые при установке коллиматоров на изоляторы и токосъеме с этих коллиматоров (как это сделано у нас в узлах КМ1-КМ4).

Распределение пучка e^- по каждой поперечной координате (x или y) вне зависимости от другой координаты из указанной пары может определяться с помощью измерений тока вторичной эмиссии (и тока δ -электронов) для каждой из двух соответствующим образом сориентированных тонких вращающихся внутри пучкопровода (сканируя сечение пучка) проволочек [120]. Другой способ решения той же задачи – попеременное использование двух взаимно перпендикулярных перемещающихся по сечению пучка узких щелей с измерением тока прошедшей через щель части пучка с помощью следующего за щелями монитора тока пучка.

Разнесенная по течению пучка e^- пара узких щелей, параллельных друг другу, а также поперечной координате y и способных к раздельному дистанционно управляемому перемещению по оси x внутри пучкопровода, сканируя сечение e^- пучка, позволяет измерять с помощью следующего за этой парой щелей монитора тока e^- пучка распределение пучка в плоскости (xx') и, следовательно, находить проекции характеристического эмиттанса на эту плоскость. Аналогичная и соответствующим образом сориентированная другая пара щелей позволяет

продельывать то же самое в плоскости (yy'). Этот метод был реализован в [115]. В то же время два разнесенных по течению пучка набора сменных коллиматоров разного диаметра, которые можно поочередно вводить в пучок, и следующий за ними монитор тока пучка позволяют оценивать параметры характеристических поперечных эмиттансов пучка e^- , как это делалось нами с коллиматорами в узлах КМ3 и КМ4 или же на выходе участка «0°» нашей СТФА.

Об измерениях энергетических распределений пучков e^- уже говорилось в подразделе 1.2. Здесь укажем только, что после анализирующей щели в качестве монитора тока пучка обычно используется цилиндр Фарадея как в режиме измерения среднего тока или заряда в импульсе пучка, так и в режиме измерения импульсного тока пучка, и в этом последнем случае возможно также проведение исследований временных распределений ускоренных в ЛУЭ e^- при разных энергиях внутри их спектра.

Измерения распределения пучка e^- по фазам можно проводить с помощью выбранного для этих целей настроенного на рабочую частоту ЛУЭ специального открытого СВЧ-резонатора. Но на ЛУЭ, имеющих несколько ускоряющих секций, в качестве такого СВЧ-резонатора можно использовать последнюю (по пучку) ускоряющую секцию ЛУЭ (учитывая, что фазовое движение в ЛУЭ практически заканчивается уже после инжекционной секции, когда энергии e^- становятся больше (3÷3,5) МэВ). В этом случае на основании простой, но приемлемой модели фазовое распределение пучка e^- получается, например, из пересчета измеряемых e^- распределений $(\Gamma)_{\text{щ}}\{E^-\}$, где $(\Gamma)_{\text{щ}}$ средний ток пучка e^- в анализирующую щель на участке «45°» нашей СТФА (см. рис. 8), для таких случаев: 1) включены и хорошо сфазированы все секции ЛУЭ, кроме последней выключенной, (при этом измеряется $(E^-)_{01}$ – энергия e^- в максимуме их спектра); 2) включены и хорошо сфазированы все без исключения секции ЛУЭ (при этом измеряется $(E^-)_{02}$ – соответствующая энергия e^- в максимуме их спектра); 3) включены и хорошо сфазированы все без последней секции ЛУЭ, а последняя секция ЛУЭ включена, но специально несфазирована (при этом находится гистограмма значений средних токов $(\Gamma)_i$, каждое для своего диапазона e^- энергий E^- , удовлетворяющего условию $((E^-)_{i-\varepsilon}) \leq E^- < ((E^-)_{i+\varepsilon})$, причем фаза последней секции ЛУЭ выбирается так, чтобы для всех значений $(E^-)_i$ внутри получаемого спектра e^- выполнялось ограничение $(E^-)_{01} < (E^-)_i < (E^-)_{02}$). И при этом, если какая-либо секция включена, то запитывающая ее СВЧ-мощность для всех случаев одинаковая. В модели считаем, что $(\Delta(\Gamma)_i/\Delta\varphi_i)$ от φ_i можно рассчитать из гистограммы $(\Gamma)_i$ от $(E^-)_i$, полагая, что $\varphi_i = \arccos \cos [((E^-)_i - (E^-)_{01}) / ((E^-)_{02} - (E^-)_{01})]$ и что $(\Delta(\Gamma)_i/\Delta\varphi_i) = (\Gamma)_i / \{ [\arccos (((E^-)_i - (E^-)_{01} - \varepsilon) / ((E^-)_{02} - (E^-)_{01}))] - [\arccos (((E^-)_i - (E^-)_{01} + \varepsilon) / ((E^-)_{02} - (E^-)_{01}))] \}$. Измеренные таким способом фазовые протяженности были получены нами на ЛУЭ-50 (см. рис. 9) [121].

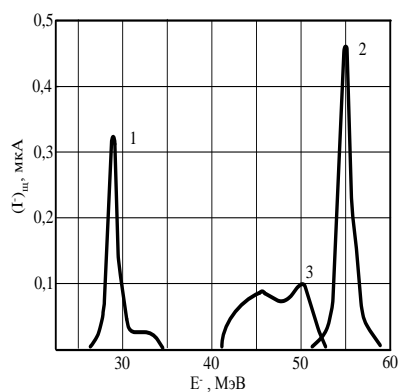


Рис. 8. Спектры e^- по энергии при измерении распределения по фазам.

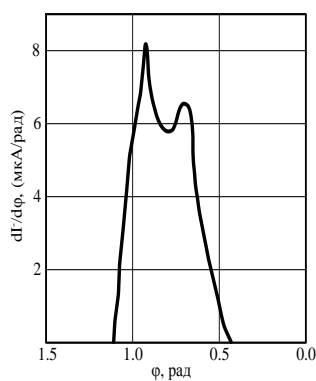


Рис. 9. Измеренное распределение пучка e^- по фазам.

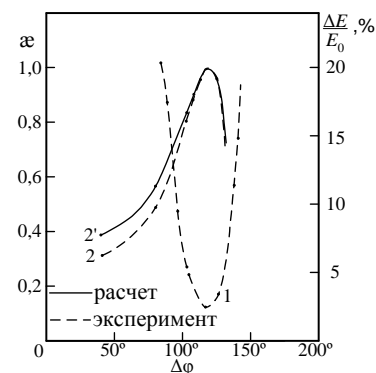


Рис. 10. Настройка по фазам. $f\{\varphi\}$: 1— $(\Delta E/E_0)$; (2 и 2')— ε (в относительных единицах).

Для решения задач получения прецизионных пучков e^- на ЛУЭ необходимо иметь на конкретном ускорителе из только что рассмотренных типов мониторов и методов мониторинга пучков e^- такой их набор, который позволяет точно и оперативно определять все существенные параметры этих пучков. На ЛУЭ-100 ИЯИ РАН, как можно понять из изложенного, удалось получить и освоить такого типа набор достаточно полным и удовлетворительным по своим качествам. Благодаря этому, на ЛУЭ-100 стало возможным провести как обширные исследования свойств и отдельных систем ЛУЭ, и ЛУЭ в целом в смысле их влияния на характеристики ускоренных пучков e^- , так и цикл работ по необходимым модернизациям и настройкам с соответствующими экспериментальными проверками достигаемых при этом параметров пучков e^- . При этом особенно важную роль сыграла доступность на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) оперативных и сравнительно точных измерений энергетических распределений этих пучков на участке “45°” нашей СТФА. Такие исследования, модернизации и настройки проводились на ЛУЭ-100 как на основе теоретических представлений, так и с использованием моделей (последнее из-за довольно сложного характера изучаемых зависимостей и связей). Работы по формированию и использованию таких моделей на основе теории планирования экспериментов [122] составили на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) целое направление исследований (см. об этом в [65]). В качестве примеров исследований на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50), использующих методы теории планирования экспериментов, укажем работы, проведенные с участием автора настоящей диссертации [82-84], которые во всем только что указанном направлении исследований на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) по существу оказались начальными работами, имеющими конкретные экспериментальные результаты. Наряду с собственно составлением модели работы важного начального пучкового узла ЛУЭ – e^- пушки [82] в этих работах впервые, насколько известно, предложена и успешно осуществлена методика юстировки различных магнитных устройств ЛУЭ и СТФА (в нашем случае это: фокусирующие катушки – части соленоида на инжекторной секции ЛУЭ [82,83]; квадрупольные линзы МЛ-26, входящие в состав нашей СТФА [84]; брони-

рованные соленоидальные штатные для ЛУЭ-50 межсекционные линзы МЛ-6Ф). Эта методика использует предварительно сформированные и съюстированные входные пучки e^- (с измерениями возможных отклонений этих пучков в рассматриваемых магнитных устройствах) и теорию планирования экспериментов (а именно метод крутого восхождения, т.е. метод, в котором, в частности, минимум функции многих переменных, описывающей смещение пучка, определяется путем движения по направлению, противоположному направлению градиента этой функции). Такая методика юстировки является важным дополнением к упомянутой в разделе 1.2 оптической юстировке, поскольку магнитные оси таких магнитных устройств могут существенно отличаться от их оптических осей. Улучшение же юстировки магнитных элементов ЛУЭ и СТФА приводит к уменьшению “изломанности” траектории пучка e^- внутри ЛУЭ и СТФА (с результирующим уменьшением нежелательного возбуждения пучком в секциях-волноводах ЛУЭ СВЧ-волн, ведущих к разрушению пучка), к уменьшению потребных токов корректоров, а также к снижению требований на стабильность токов питания как рассматриваемых магнитных устройств, так и корректоров, работающих “в связке” с первыми (с результирующим увеличением стабильности параметров получаемых пучков e^-). Уместно также указать, что возможности, предоставляемые настроенными и сформированными пучками e^- для решения задач, связанных с различными магнитными устройствами, еще более широкие: мы, в частности, вводя в пучок e^- рассеивающие фольги и фокусируя затем этот пучок квадрупольными линзами МЛ-26, находящимися ниже по пучку на нашей СТФА, определяли оптические свойства этих линз, что явилось существенным добавлением и независимым подтверждением для результатов, полученных нами ранее из магнитных измерений этих линз.

Возвращаясь к задачам настройки ЛУЭ и его систем, надо отметить, что часть этих задач перманентно возникает, так как всякий раз при изменении энергии e^- , ускоренных в ЛУЭ, требуется оптимальная перестройка запитки клистронов ускорителя (уровня высокого напряжения на клистроне; тока фокусирующей катушки клистрона; мощности и фазы СВЧ-волны возбуждения), а также запитки устройств, входящих в инжекторную часть ЛУЭ (уровни токов фокусирующих и корректирующих катушек пушки и инжекторной секции ЛУЭ; мощности и фазы СВЧ-волны в инжекторной секции по отношению к первой основной ускоряющей секции ЛУЭ; накала и высокого напряжения на пушке). Как показали опыт работы на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) и анализ построенных моделей и отдельных систем, и ЛУЭ целиком, настройку ЛУЭ можно оперативно вести, используя некоторые представляющие интерес приемы, из которых, прежде всего, укажем настройку ЛУЭ для получения пучков e^- с малыми поперечным эмиттансом и энергетическим разбросом по максимуму тока пучка в удаленный узкий коллиматор на прямом участке e^- -провода нашей СТФА (участок « 0° ») с периодической проверкой (и при необходимости с фазовой подстройкой) достижения минимума ширины спектра этого пучка

по энергии (в нашей СТФА измеряемого на участке «45°»). Такая возможность основана на том, что многопараметрические зависимости тока в такой коллиматор и ширины спектра по энергии пучка e^- имеют в этом смысле удачный характер, при котором отсутствуют локальные труднопреодолимые экстремумы, препятствующие проведению такой настройки. В качестве возможного развития такой методики настройки ЛУЭ (прежде всего, настройки секций ЛУЭ по фазам) мы предложили в [123] способ, в котором не требуются в процессе настройки ЛУЭ периодические включения анализирующего магнита, а все измерения ведутся только на участке «0°». После вышеупомянутого удаленного узкого коллиматора на пути пучка e^- помещают ИД, а после него ЦФ, работающие в режиме регистрации полных зарядов от импульсов пучка. После серии импульсов пучка имеющаяся «электроника» [107] автоматически измеряет величину α – отношение полного заряда, зарегистрированного электронной схемой в цепи ИД, к полному заряду, собранному в этом же случае ЦФ (выбираемому как постоянная величина). Электронный тракт ИД является линейным, но в него специально вводится некоторый порог (желательно в несколько десятков % от максимального (при наилучшем сфазировании) тока пучка в этих условиях). ЦФ специально изготавливается такой толщины, чтобы его эффективность была, скажем, ~30% (как в случае на рис. 10) для максимальных энергий e^- в этих условиях и при этом в фазовых зависимостях $\alpha\{\varphi\}$ наблюдаются довольно узкие максимумы (см. рис. 10), совпадающие по своему положению с положением минимумов для e^- относительной ширины спектров по энергии $\Delta E^-/(E^-)_0$, измеренных с помощью магнитного анализатора. Такое поведение α от фазы φ СВЧ-волны, запитывающей ускоряющую секцию ЛУЭ, весьма удовлетворительно количественно объясняется тем, что, с одной стороны, измеряемый ток пучка при наличии коррекции и коллимирования уменьшается при расфазировании секций из-за смещения и уширения спектра по энергии пучка, а порог в тракте ИД “подчеркивает” эти изменения тока, поскольку усилительный тракт ИД работает при этом, как усилитель-экспандер, а с другой стороны, уменьшение средней энергии e^- при расфазировании приводит к увеличению эффективности ЦФ и отсюда к добавочному уменьшению измеряемой α .

Режимы работы импульсных ЛУЭ на бегущей волне, обеспечивающие при выбранных (в согласии с требованиями проводимых экспериментов) ограничениях на эмиттанс и разброс по энергии пучка e^- максимально возможную на данном ускорителе интенсивность этого пучка, обычно являются основным типом работы таких ускорителей. Это справедливо и для ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50). Часть сведений о таких режимах работы ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) и параметрах пучка электронов при этом уже была приведена в разделе 1.1, но, так как этот тип работы ЛУЭ весьма важен и так как у него имеются отдельные существенные модификации, приведем здесь некоторую добавочную информацию по этому вопросу. Возможности ЛУЭ по получению

пучков e^- с малыми эмиттансом и разбросом по энергии можно показать, приводя оптимальные параметры пучков e^- для вариантов включения ускорителя с различными значениями энергий e^- в максимуме их спектра. В качестве оптимальных параметров в согласии с выше описанными методами настройки указанных пучков уместно выбрать величины максимального тока пучка e^- в удаленный узкий коллиматор и получаемой в таких случаях наименьшей ширины ΔE^- на половине высоты спектра e^- по энергии, отнесенной к e^- энергии $(E^-)_0$, соответствующей максимуму этого спектра. На ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) мы обычно выбирали для этих целей коллиматор $\varnothing 10$ мм в узле конвертера КМЗ (измеряемый при этом средний ток пучка e^- $(I^-)_{\varnothing 10}$). Сведения о таких оптимальных параметрах неоднократно приводились по мере развития нашего ЛУЭ [64-67,121,124,125]. В качестве характерных вариантов включения многосекционных ЛУЭ есть смысл выбрать такие, в которых отдельные основные ускоряющие волноводные секции ЛУЭ либо совсем выключены, либо включены с запиткой СВЧ-мощностью при ее уровне настолько близком к максимально возможному для используемого источника этой мощности, насколько позволяет электрическая прочность самой секции и тракта ее СВЧ-запитки. Для таких характерных вариантов включения ЛУЭ-100 оптимальные параметры пучков e^- , полученные в проведенном комплексе работ по исследованию, модернизации, развитию и настройке всего ускорителя и отдельных его систем, приведены в табл. 1. Спектры e^- по энергии имели при этом типичную форму, образцы которой даны на рис. 8 (в спектрах 1) и 2) этого рисунка), и, кроме того, для всех случаев можно считать, что фазовое распределение e^- имело вид, близкий к полученному нами в работе [121] и приведенному на рис. 9. Для фазового распределения на рис. 9 его полная ширина на уровне $0.5 \cdot ((\Delta I_i)/(\Delta \varphi_i))_{\max}$ есть $\sim 24^\circ$, а на уровне $0.1 \cdot ((\Delta I_i)/(\Delta \varphi_i))_{\max}$ есть $\sim 37^\circ$, что хорошо согласуется с расчетным фазовым распределением на выходе используемой в ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) инжекторной секции [61]. Форма спектров ускоренных e^- по энергии на рис. 8 связана с различными факторами: фазовое распределение e^- на выходе из инжектора; разброс e^- по энергии при фиксированной фазе на выходе из инжектора; нестабильности за время импульса пучка; нестабильности от импульса к импульсу пучка; разброс, возникающий из-за переходного процесса в начале импульса пучка, связанного с подгрузкой пучком СВЧ-волн в секциях ЛУЭ. Последний из указанных разбросов в основном объясняет высокоэнергетическое “плечо” в спектрах укоренных e^- (см. рис. 8), а также распределения во времени отдельных по энергии частей пучка e^- , повернутого магнитом M_1 на участок « 45° » нашей СТФА: указанное высокоэнергетическое “плечо” относится к начальной части импульса пучка, а часть пучка около максимума его спектра по энергии связана с уже установившимся режимом в последующей части импульса пучка до его окончания, так что длительность пучка вблизи максимума его спектра составляет окончательную часть его импульса

длительностью ~ 1 мкс из полной длительности импульса пучка ~ 1.4 мкс в примерном согласии с характерным временем переходных процессов в основных ускоряющих секциях ЛУЭ (см. выше раздел 1.1).

Таблица 1. Оптимальные параметры пучков e^- ЛУЭ-100 при характерных вариантах включения ускорителя для частоты повторения импульсов пучка $\nu=50$ Гц

№ варианта	Включенные основные секции ЛУЭ-100	$(E^-)_0$, МэВ	$(\Delta E^-/(E^-)_0)$, %	$(I^-)_{\varnothing 10}$, мкА
1	1 ^{ая}	2 5-30	$\pm(1.0 \div 1.2)$	~ 7
2	1 ^{ая} +2 ^{ая}	5 5-60	$\pm(0.5 \div 0.7)$	~ 10
3	1 ^{ая} +2 ^{ая} +3 ^{ья}	8 5-90	$<(\pm 0.5)$	~ 15

Уменьшение с ростом $(E^-)_0$ значений $(\Delta E^-/(E^-)_0)$ в табл. 1, объясняется, прежде всего, уменьшением при этом доли вклада разброса энергий e^- на выходе из инжекторной секции ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50), имеющегося при любой фиксированной фазе этих e^- .

О поперечных параметрах e^- пучков для характерных вариантов включения ЛУЭ-100, приведенных в табл. 1, отметим следующее. Средние токи пучка e^- для вариантов № 2 и № 3, но в коллиматор $\varnothing 3$ мм в узле КМЗ $(I^-)_{\varnothing 3}$ составляли ~ 2.5 мкА и ~ 3 мкА соответственно. Полные же средние токи пучка $e^- I^-$ (без коллиматоров в узле КМЗ) составляли в этих случаях соответственно ~ 12 мкА и ~ 17 мкА, т.е. размеры пучка таковы, что только (10-20)% I^- не проходит через коллиматор $\varnothing 10$ мм в узле КМЗ. И оказывается, что из-за действия аксиально-несимметричных сил (прежде всего, в трансформаторах типа СВЧ-волны на краях волноводных секций ЛУЭ-100) по горизонтальной оси поперечные размеры (x), угловые расходимости (x') и проекции поперечного эмиттанса на плоскость (xx') значительно превышают аналогичные величины для вертикальной оси (оси y). Так, из наших измерений по флажкам с люминофором, без коллиматоров при энергии $e^- \sim 55$ МэВ в узле КМЗ “пятно” пучка e^- по форме близко к эллипсу с полуосями ~ 6 мм и ~ 4 мм соответственно по осям x и y , а на выходе участка «0°» нашей СТФА этот пучок имеет “пятно”, близкое к эллипсу с полуосями ~ 11 мм и ~ 7 мм соответственно по осям x и y . Из последних измерений следует, что в этом случае пучок имел расходимости до $x' \approx \pm 3.3 \cdot 10^{-4}$ рад и $y' \approx \pm 2 \cdot 10^{-4}$ рад, а проекции поперечного эмиттанса имели в качестве верхних пределов $\sim \pi \cdot 20 \cdot 10^{-7}$ м·рад и $\sim \pi \cdot 8 \cdot 10^{-7}$ м·рад в плоскостях (xx') и (yy') соответственно. Важно отметить, что при указанной энергии e^- (~ 55 МэВ) удается проводить на участок “90°” нашей СТФА при “штатном” включении только магнитных элементов ее ПАС около 60% полного тока пучка e^- на участке «0°», что является существенной совместной ха-

рактикой и свойств пучка e^- из ЛУЭ-100, и возможностей нашей СТФА. Надо напомнить, что из-за роста в процессе ускорения e^- продольных составляющих их импульсов, угловые расходимости пучка e^- тем меньше, чем больше энергии e^- . В то же время возможности нашей СТФА, с одной стороны, позволяют при необходимости дополнительно фокусировать пучки e^- с помощью имеющихся в ней квадрупольных линз. Так, в работе [67] при $E^- \approx 59$ МэВ пучок e^- из ЛУЭ фокусировался квадрупольными линзами на физическую мишень в конце участка «0°» нашей СТФА в пятно диаметром ~ 4 мм, в котором был сосредоточен средний ток пучка ~ 12 мкА (при $\nu = 50$ Гц). С другой стороны, коллиматоры на разных участках нашей СТФА и/или энергетическая щель на участке «45°» позволяют из полных пучков e^- на выходе ЛУЭ выделять пучки с уменьшенными эмиттансами и/или разбросами по энергии, как это, например, было при наших исследованиях многократного рассеяния e^- [85,118] (см. раздел 1.4). Кроме того, как отмечалось, проводка пучка e^- на участок «90°» нашей СТФА позволяет значительно уменьшать фоны γ -квантов и нейтронов, которые могут сопровождать пучок e^- .

Для полноты картины можно привести некоторые иные менее используемые в обычной практике типы прецизионных пучков e^- , которые мы получали на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50).

Для изучения свойств рентгеновских пленок, используемых для исследований космических лучей (см. подраздел 2.4.1) необходимы были пучки ультрарелятивистских e^- (или e^+), имеющие при фиксированных размерах своего пятна (обычно около нескольких сантиметров), а также правильной и по возможности простой форме этого пятна плотность по площади пятна, близкую к однородной. Мы создавали такие пучки e^- , в частности, из первичных e^- пучков ЛУЭ-100, используя проведение их через узкий коллиматор в сочетании с рассеянием в специальной фольге. Требуемый пучок затем выделялся вторым коллиматором, удаленным и от рассеивающей фольги, и от исследуемых пленок (последнее для уменьшения влияния γ -фона).

Еще один освоенный у нас тип прецизионных пучков e^- – одиночные импульсы пучка электронов, имеющие требуемые настроенные и точно известные геометрические, энергетические и зарядовые параметры и использованные при исследованиях образуемых пучком акустических эффектов в твердых телах и жидкостях. К сожалению, имеющаяся на ЛУЭ-50 штатная система однократного запуска не позволяла, настроив пучок при частоте повторения его импульсов, скажем, 50 Гц, сохранять его параметры при переходе на однократный режим запуска. Причиной этого было существенное изменение подгруздки высоковольтных модуляторов пушки и клистронов. Задача была решена при сохранении режима запуска всех используемых высоковольтных модуляторов на фиксированной частоте повторения (например, на 50 Гц), но с изменением задержки импульса модулятора пушки, а именно с помещением этого

импульса вне импульса СВЧ-мощности, поступающей в секции ЛУЭ, с последующим возвращением указанной задержки в рабочее положение.

Наконец, последний по перечислению (но не по значимости!) освоенный нами на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) тип прецизионных пучков e^- , используемых при получении тормозных фотонов для активационных исследований. В этом типе проводилась точная регистрация заряда в каждом импульсе пучка e^- с введением в режиме “on line” поправок на распад. В этих случаях при облучении активируемых мишеней на конце участка «0°» нашей СТФА заряд каждого импульса пучка e^- регистрировался с помощью ИД, формировался с использованием специальных дифференциальных и интегральных цепей для подавления наводок и поступал на амплитудно-цифровой преобразователь и далее на ЭВМ, в которой проводилась регистрация накопленного заряда с текущими поправками на распад для всех образуемых исследуемых радиоизотопов. При этом (как и для иных вышеупомянутых мониторов пучков e^-) использовалась электроника, как промышленная, включающая спектрометрический тракт “Лангур” и ряд блоков в стандарте Самас, так и специально разработанная в ЛФЯР [106].

Описанные для импульсных ЛУЭ на бегущей волне (прежде всего, для ЛУЭ-100) многие составляющие методики получения прецизионных пучков e^- , включая разработанные мониторы, применимы и на иных импульсных резонансных ускорителях e^- , особенно на импульсных ЛУЭ на стоячей волне и импульсных микротронах (для последних можно ожидать и облегчений для решения близких задач, благодаря малому разбросу по энергии e^- на их выходе).

1.4 Экспериментальное исследование многократного рассеяния электронов

Основным типом прецизионных пучков e^- , как уже указывалось выше, являются пучки e^- с большой интенсивностью и с малыми поперечными эмиттантами, разбросами по энергии и фонами γ -квантов и нейтронов, используемые при изучении именно ГР как непосредственно для исследований электрон-ядерных реакций (см. подраздел 5.1.3), так и для получения прецизионных пучков тормозных фотонов (см. раздел 3.1 и главу 5), а также для генерации e^+ (см. главу 2) для исследований позитрон-ядерных реакций и для генерации квазимонохроматических аннигиляционных фотонов (см. разделы 3.2 и 3.3 и главу 4).

Однако имеются возможности иных важных исследований, не связанных прямо с изучением ГР. В качестве характерного примера таких исследований в этом разделе приводится эксперимент на прецизионном «игольчатом пучке» e^- , полученном нами в ЛФЯР на ЛУЭ-50, по изучению одного из основных процессов взаимодействия излучения с веществом – многократного рассеяния e^- (см., в частности, об учёте этого процесса ниже в подразделе 3.1.2).

Набор экспериментов по проверке теории многократного рассеяния релятивистских заряженных частиц весьма ограничен (были известны только три экспериментальные работы на пучках e^- , и в одной из них [126] при e^- энергии $E^- \approx 15$ МэВ полученные результаты сопоставлялись с теорией многократного рассеяния G.Moliere [127-129], согласно которой для «игольчатого» нормально падающего пучка e^- после прохождения тонкой фольги распределение по полному углу θ можно при малых θ ($< 2\theta_{1/e}$) представить примерно гауссоидой с $\theta_{1/e} \cong \chi_c (B-X)^{0.5}$ (см. подраздел 3.1.2). Для интересующих нас условий (см. [127-129] и подраздел 3.1.2)

$$(\chi_c)^2 \cong [4\pi N_A \rho t (r_0)^2 Z(Z+1)] / [A\gamma^2],$$

где $r_0 \cong 2.818 \cdot 10^{-13}$ см – «классический радиус» e^- ; $N_A \cong 6.022 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$ – число Авогадро; t – толщина мишени (в см); Z , A , ρ – соответственно атомный номер, атомный вес (в г·моль $^{-1}$), плотность (в г·см $^{-3}$) мишени; γ – полная энергия (в единицах μ – энергия покоя e^-) падающего e^- ; B – имеем из трансцендентного уравнения:

$$B - \ln B = b,$$

где для интересующих нас условий

$$b \cong \ln \{ [6680 \rho t (Z+1) Z^{1/3}] / [A(1+1.78 \cdot 10^{-4} Z^2)] \}.$$

Из измерений в [126] было получено: $X \approx 1.2$. В наших работах на ЛУЭ-50 [85,118] было решено проверить величину X при $E^- \cong 50$ МэВ для Ве ($Z=4$), Nb ($Z=41$), Та ($Z=73$) фольг при их толщинах $\sim (0.3 \div 2) \times 10^{-3}$ радиационных единиц длины.

На ЛУЭ-50 пучок e^- , сформированный так, чтобы он был близок к «игольчатому» (см. выше в разделе 1.3) направлялся через коллиматор из сплава Pb и Bi с отверстием $\varnothing 2$ мм на ось специального пролётного участка электропровода, в начале которого сразу за коллиматором располагался барабан, позволяющий на пути коллимированного пучка устанавливать грань с соответствующей фольгой либо с отверстием без фольги. На расстоянии 116.5 см от рассеивателя сразу после выходной для пучка e^- фольги (так, что рассеянием в ней из-за малого пролётного расстояния можно было пренебречь) размещалась стеклянная пластинка, являющаяся детектором поперечного распределения пучка e^- , а расположенный за ней цилиндр Фарадея измерял средний ток e^- , который для настроенного пучка был до ~ 0.3 мкА. Пятна потемнения на стеклянных пластинках фотометрировались на микрофотометре МФ-4. Толщины фольг Ве, Nb и Та определялись взвешиванием и составляли соответственно (0.015; 0.035; 0.012) г·см $^{-2}$.

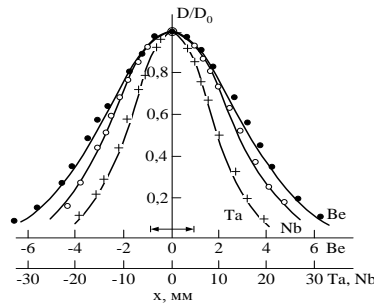


Рис. 11. Измеренные распределения рассеянных e^- – координата на пластинке, D/D_0 – относительные потемнения. Кривые – расчёт по: $\theta_{1/e} = \chi_c(B-1.2)^{0.5}$. Для Be показаны размеры пучка без этой фольги.

Измеренные распределения рассеянных e^- представлены на рис. 11. Для использованных фольг найдены следующие значения величины X : $X_{Be} = 0.64 \pm 0.30$; $X_{Nb} = 0.97 \pm 0.35$; $X_{Ta} = 0.86 \pm 0.30$. Указанные ошибки не позволяют обнаружить заметные зависимости X от t или Z . Поэтому было проведено усреднение найденных величин, что дало значение $X = 0.82 \pm 0.19$, которое на 5% уровне значимости не противоречит оценке из работы [126].

1.5. Выводы

1. На базовом ускорителе данной работы – ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) ИЯИ РАН создана установка получения прецизионных пучков e^- с основными частями: сам ЛУЭ; система транспортировки, формирования и анализа получаемых пучков (СТФА, с 3 дипольными электромагнитами и 12 квадрупольными электромагнитами-линзами) с подчастью – поворотно-анализирующей системой (ПАС); системой мониторингования пучков e^- .
2. Исследования, реконструкция, юстировка и настройки этого ЛУЭ (с участием автора) дали для пучков ускоренных на нем e^- : более чем удвоение максимальных средних токов до ~ 17 мкА; удвоение максимальных энергий до ~ 100 МэВ; расширение диапазона доступных энергий до $\sim (6 \div 100)$ МэВ; сужение спектров по энергии вплоть до $\sim (\pm 0.4)\%$; непрерывную работоспособность до сотен часов; годовую пучковую наработку до нескольких тысяч часов.
3. Оптимально выбрана и сооружена наиболее функционально нагруженная часть СТФА – симметричная двухмагнитная ($2 \times 45^\circ$) ахроматическая ПАС с разрешением до $\sim 0.1\%$ и аксептансами горизонтальным $\sim 1.60 \cdot 10^{-3}$ м·рад и вертикальным $\sim 0.57 \cdot 10^{-3}$ м·рад.
4. Разработан и сооружен на базе СТФА спектрометр вторичных e^- и e^+ с захватываемыми разбросом по импульсам $(\Delta p/p_0) \cong 1.3\%$ и телесным углом $\Delta\Omega \cong 0.5 \cdot 10^{-4}$ ср и с низким фоном.
5. Для пучков e^- разработаны, опробованы, и задействованы при различных уровнях чувствительности и точности способы мониторингования (токов; формы; положения; угловых, линейных поперечных, энергетических, фазовых распределений) и сами мониторы (цилиндры Фарадея; магнитно-индукционные; вторичной эмиссии; СВЧ; люминесцентные; переходного или черенковского излучений; акустические; газовые ионизационные). Предложен новый способ

оперативной настройки ЛУЭ по фазам, не требующий анализирующих магнитов. Впервые использовано для мониторов пучков e^- их переходное излучение в оптическое диапазоне.

6. Разработаны, опробованы, и задействованы различные варианты прецизионных пучков e^- .
7. Экспериментально исследовано многократное рассеяние e^- при $E^- \cong 50$ МэВ.
8. Полученные на ЛУЭ-100 результаты пригодны и для иных импульсных резонансных ускорителей e^- при получении на них прецизионных пучков e^- с применением при этом освоенных методик настройки и мониторинга этих пучков.

2. ПРЕЦИЗИОННЫЕ ПУЧКИ ПОЗИТРОНОВ

2.1. Конверсия $e^- \rightarrow e^+$ в толстых конвертерах

Известны различные теоретические и экспериментальные исследования конверсии $e^- \rightarrow e^+$ при e^- бомбардировке конвертеров с толщиной T масштаба радиационной длины X_0 [54,130]. Большое количество работ на эту тему объясняется как её важностью, так и трудностями, мешающими получению достаточно полной и выверенной картины интересующих процессов.

Трудности теоретических исследований связаны с тем, что при энергиях e^- и e^+ от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ, представляющих наибольший интерес, еще не годятся приближения, каскадной теории, которые могли бы облегчить задачу. Попытки расчетов, использующие разбиение конвертера на тонкие слои, были предприняты нами на раннем этапе создания системы получения e^+ и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов на ЛУЭ-50 [131]. Однако из-за сомнений о применимости вводимых грубых (по необходимости!) приближений и из-за того, что даже при этих приближениях число переменных было все еще очень велико, а объем расчетов оказался практически невыполнимым в то время, нам пришлось отказаться от их проведения. Характер этих проблем весьма серьезен. Даже сегодня, несмотря на огромный рост возможностей проведения расчетов, для этой сложной многопараметрической задачи весьма желательны упрощающие приближения. Однако при введении таких приближений требуется большая осторожность из-за риска неприемлемых искажений.

Трудности экспериментальных исследований связаны с тем, что из конвертера вылетают и e^- , и e^+ , и γ -кванты, поэтому для измерения распределений величин, исчерпывающе для этой задачи характеризующих на выходе из толстого конвертера результаты взаимодействия падающих e^- с ним, необходимы методики и мониторы, позволяющие в тяжелых фоновых условиях проводить отдельно для каждой из этих характеристик измерения. Разработка таких методик и мониторов – непростая задача, далеко не решенная до сих пор, хотя имеются отдельные важные достижения (см. раздел 1.3). Кроме того, должны быть доступны на большие времена пучки e^- с приемлемыми токами и в широком диапазоне их энергий. Всё это, может объяснять некоторые противоречия и обрывочность имеющихся результатов экспериментов.

Тем не менее, учитывая острую нужду в количественной информации по $e^- \rightarrow e^+$ конверсии в толстых конвертерах для оптимизации всей методики получения пучков e^+ с малыми угловым, линейным поперечным и энергетическим разбросами, ниже в подразделе 2.1.1 сообщается о результатах проведенного анализа доступных данных о характеристиках такой конверсии. Кроме того, в подразделе 2.1.2 описываются собственные экспериментальные исследования по этому вопросу, которые направлены на получение проверки, дополнения и обобщения данных о, как представляется, важнейшей из этих характеристик.

2.1.1. Характеристики $e^- \rightarrow e^+$ конверсии в толстых конвертерах

В общем виде в задаче описания $e^- \rightarrow e^+$ конверсии в толстых конвертерах на конвертер с атомным номером Z , объемной плотностью ρ и толщиной T падает пучок e^- с функцией плотности своего среднего тока в шестимерном траекторном пространстве (см. раздел 1.2):

$$j^- \{x^-, (\theta_x)^-, y^-, (\theta_y)^-, \Delta\phi^-, E^-\} = \Gamma \cdot \iota^- \{x^-, (\theta_x)^-, y^-, (\theta_y)^-, \Delta\phi^-, E^-\},$$

где: E^- – полная энергия e^- на входе в конвертер; Γ – средний ток падающего e^- пучка; $\iota^- \{x^-, (\theta_x)^-, y^-, (\theta_y)^-, \Delta\phi^-, E^-\}$ – соответствующая функция плотности вероятности (индексы “-” или “+” означают, что величина или функция для e^- и e^+ соответственно). Для e^+ все характеристики – на выходе из конвертера. Тогда функция плотности среднего тока образованных e^+ :

$$j^+ \{x^+, (\theta_x)^+, y^+, (\theta_y)^+, \Delta\phi^+, E^+\} =$$

$$\Gamma \cdot \iiint \iiint k \cdot \iota^- \{x^-, (\theta_x)^-, y^-, (\theta_y)^-, \Delta\phi^-, E^-\} d(x^-) d((\theta_x)^-) d(y^-) d((\theta_y)^-) d(\Delta\phi^-) d(E^-),$$

где дифференциальный по координатам и e^- и e^+ коэффициент $e^- \rightarrow e^+$ конверсии k является функцией следующих переменных:

$$k = k \{x^+, (\theta_x)^+, y^+, (\theta_y)^+, \Delta\phi^+, E^+, x^-, (\theta_x)^-, y^-, (\theta_y)^-, \Delta\phi^-, E^-, Z, T, \rho\}.$$

Функция k для конвертера с зафиксированными Z , T и ρ исчерпывающе описывает его способности к генерации e^+ . Большое количество переменных у этой функции отражает вышеуказанный многопараметрический характер задачи $e^- \rightarrow e^+$ конверсии, затрудняющий ее решение, но есть обстоятельства, облегчающие ситуацию: А) так как задача обладает симметрией относительно смещений по $\Delta\phi$, то достаточно найти вид функции k для $\Delta\phi^- = 0$; В) так как обычно конвертеры однородны по толщине, плотности и составу и обладают поперечными размерами, значительно превышающими и характерные поперечные размеры электронно-фотонно-позитронных каскадов в них, и поперечные размеры падающих e^- пучков, то можно считать, что есть симметрия по отношению к сдвигам по осям x и y , т.е. достаточно найти функцию k при $x^- = y^- = 0$; С) во всех практических случаях падающие пучки e^- имеют малые поперечные эмиттансы, и даже при фокусировке e^- в малое пятно на входе в конвертер угловые расходимости их пучка остаются достаточно малыми, поэтому наиболее практически интересен вид функции k при $(\theta_x)^- = (\theta_y)^- = 0$, тем более что можно полагать зависимости k от $(\theta_x)^-$ и $(\theta_y)^-$ плавными; D) наиболее практически интересен случай $(\theta_x)^+ = (\theta_y)^+ = 0$, так как именно тут обычно расположена область усваиваемых e^+ из конвертера, тем более что зависимости k от $(\theta_x)^+$ и $(\theta_y)^+$ очень широкие (см. ниже); Е) так как обычно конвертеры изотропны и однородны по толщине и составу, задача обладает осевой по оси z симметрией для $x^- = y^- = 0$ и $(\theta_x)^- = (\theta_y)^- = 0$.

Таким образом, наиболее интересен k для “игольчатого” и “мгновенного” пучка e^- для e^+ из области эмиттанса вблизи $x^+ = y^+ = 0$ и $(\theta_x)^+ = (\theta_y)^+ = 0$, а именно:

$$k_{(иг \text{ и } мгн)} = k \{x^+ \approx 0, y^+ \approx 0, (\theta_x)^+ \approx 0, (\theta_y)^+ \approx 0, \Delta\phi^+, E^+, x^- = y^- = 0, (\theta_x)^- = (\theta_y)^- = 0, \Delta\phi^- = 0, E^-, Z, T, \rho\}.$$

Однако даже этот случай оказывается слишком сложным для расчетных или экспериментальных исследований. Если же предположить, что переменные разделяются, то имеем;

$$k_1 = k_1\{x^+, y^+, x^- = y^- = 0, (\theta_x)^- = (\theta_y)^- = 0, \Delta\varphi^- = 0, E^-, Z, T, \rho\} =$$

$$\iiint k\{x^+, y^+, (\theta_x)^+, (\theta_y)^+, \Delta\varphi^+, E^+, x^- = y^- = 0, (\theta_x)^- = (\theta_y)^- = 0, \Delta\varphi^- = 0, E^-, Z, T, \rho\} d(\Omega^+) d(\Delta\varphi^+) d(E^+),$$

где $d(\Omega^+) = d((\theta_x)^+) d((\theta_y)^+)$ – элемент телесного угла для вылетающих e^+ ;

$$k_2 = k_2\{\Delta\varphi^+, x^- = y^- = 0, (\theta_x)^- = (\theta_y)^- = 0, \Delta\varphi^- = 0, E^-, Z, T, \rho\} =$$

$$\iiint k\{x^+, y^+, (\theta_x)^+, (\theta_y)^+, \Delta\varphi^+, E^+, x^- = y^- = 0, (\theta_x)^- = (\theta_y)^- = 0, \Delta\varphi^- = 0, E^-, Z, T, \rho\} d(x^+) d(y^+) d(\Omega^+) d(E^+);$$

$$k_3 = k_3\{(\theta_x)^+, (\theta_y)^+, E^+, x^- = y^- = 0, (\theta_x)^- = (\theta_y)^- = 0, \Delta\varphi^- = 0, E^-, Z, T, \rho\} =$$

$$\iint k\{x^+, y^+, (\theta_x)^+, (\theta_y)^+, \Delta\varphi^+, E^+, x^- = y^- = 0, (\theta_x)^- = (\theta_y)^- = 0, \Delta\varphi^- = 0, E^-, Z, T, \rho\} d(x^+) d(y^+) d(\Delta\varphi^+).$$

При этом $k_{(иг\ и\ мгн)} = k_1 \times k_2 \times k_3$. Из-за осевой симметрии лучше заменить для k_1 зависимости от x^+ и y^+ на зависимость от $r^+ = ((x^+)^2 + (y^+)^2)^{0,5}$, а для k_3 зависимости от $(\theta_x)^+$ и $(\theta_y)^+$ на зависимость от $\theta^+ = (((\theta_x)^+)^2 + ((\theta_y)^+)^2)^{0,5}$ (для e^- соответственно r^- и θ^-). Дадим оценки k_1 , k_2 , и k_3 .

Расчеты k_1 [132] проанализированы в [54]. Эти данные получены для Pb конвертеров и следующих E^- и T : $\{E^- = 200 \text{ МэВ}, T = 1,5X_0\}$; $\{E^- = 500 \text{ МэВ}, T = 2X_0\}$; $\{E^- = 1000 \text{ МэВ}, T = 3X_0\}$. При анализе брались e^+ не всех энергий, а $10 \text{ МэВ} \leq E^+ \leq 20 \text{ МэВ}$, т.е. рассматривалась только часть интеграла по E^+ . Согласно этим данным 50% таких e^+ испускается из круга с радиусом $\approx 0,16X_0$, а 75% их – из круга с радиусом $\approx 0,32X_0$. Понятно, что для меньших значений E^- и E^+ эти значения могут возрасти. Эти радиусы даны в X_0 и для уменьшения поперечного эмиттанса пучков e^+ лучше материалы конвертеров с малыми X_0 (в см), т.е. с высокими Z и ρ . Для не игольчатых, а реальных пучков e^- , казалось бы, для минимизации r^+ надо иметь r^- , скажем, $\sim 0,16X_0$, но это может не проходить из-за тепловых ограничений и надо следить, чтобы пучок e^- на конвертере был не слишком узкий. Так что в разброс пучка e^+ с радиусом R^+ на выходе из конвертера могут вносить близкие вклады и разброс падающего пучка e^- с радиусом R^- , и разброс, образуемый в конвертере при генерации e^+ даже для игольчатого пучка e^- , с радиусом $(R^+)_{иг}$, при этом $(R^+)^2 \approx (R^-)^2 + ((R^+)_{иг})^2$ (все радиусы R здесь среднеквадратичные).

Есть измерения угловой зависимости k_3 на SLAC (H.De Staebler, см. [54]) при $E^- = 1 \text{ ГэВ}$ для Pb конвертера с $T = 2,9X_0$. У e^+ с энергиями от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ угловое распределение очень широкое: $\ln(k_3\{\theta^+ = 0\}/k_3\{\theta^+\}) = 1$ при $\theta^+ \approx 0,35$ рад, что примерно согласуется с расчетами [132]. Понятно, что следует ожидать определенных уширений таких распределений при уменьшении E^- и E^+ . Так как угловые разбросы реальных пучков падающих e^- пренебрежимо малы по сравнению с указанными разбросами для e^+ при $T \sim T_{опт}$, то можно считать, что интересующее угловое распределение e^+ для случая реального e^- пучка приближенно совпадает с угловым распределением e^+ в случае “игольчатого пучка” e^- .

Так как не известны какие-либо экспериментальные или расчетные исследования распределения k_2 от $\Delta\varphi^+$, то можно попытаться оценить разброс для e^+ от “мгновенного” пучка пада-

ющих e^- , т.е. $(\Delta\phi^+)_{\text{мгн}}$, используя: работу [133] о разбросе длин пути; связь этого разброса с разбросами r^+ и θ^+ [134]; приведенные выше оценки разбросов r^+ и θ^+ . Такая грубая оценка среднеквадратичного разброса $(\Delta\phi^+)_{\text{мгн}}$ для конвертеров с $T_{\text{опт}}$ при $E^- \sim 100$ МэВ (см. ниже) дает $\sim 0,01 \cdot 2\pi X_0/\lambda$ радиан. Здесь также выгоднее брать конвертеры с высокими Z и ρ , хотя, конечно, сам эффект очень мал (для конвертеров на ЛУЭ его можно не учитывать, так, для таких оптимальных по толщине конвертеров из W ($X_0 \approx 3$ мм) и для ЛУЭ с $\lambda \approx 10$ см, разброс $(\Delta\phi^+)_{\text{мгн}}$ составляет $\sim 0,1^\circ$), и поэтому разбросы в не мгновенном, а реальном случае $\Delta\phi^+ \approx \Delta\phi^-$.

Большинство экспериментальных и расчетных работ изучает функцию k_3 при $\theta^+ = 0$, т.е. функцию $K\{E^+, E^-, \theta^+ = \theta^- = 0, Z, T, \rho\} = k_3\{\theta^+ = 0, E^+, x^- = y^- = 0, (\theta_x)^- = (\theta_y)^- = 0, E^-, Z, T, \rho\}$. Учитывая вышеуказанные трудности, имеющиеся в расчетных исследованиях, при проведении настоящего анализа имеющейся информации о поведении функции K мы отдали предпочтение экспериментальным данным, хотя и здесь требуется осторожный подход. В рамках такого подхода из анализа экспериментальных данных можно сделать следующие выводы:

1. Из-за систематических ошибок встречаются большие различия результатов части экспериментов, но внутри каждого эксперимента относительные ошибки зависимости K от E^+ , E^- и T , видимо, сравнительно малы (исключая, может быть, область $E^+ \sim (0 \div \text{несколько})$ МэВ).
2. Кривые K , как функции E^+ , плавно возрастают при уменьшении E^+ , начиная от значений, близких к нулю, при предельной полной энергии e^+ $(E^+)_{\text{пред}} = E^- - 2\mu$, где μ – энергия покоя e^- . Для толщин конвертера T , близких к оптимальным $T_{\text{опт}}$, указанный рост продолжается, по крайней мере, до $E^+ \approx 0,2E^-$. Экспериментальные результаты о ходе этих кривых при дальнейшем уменьшении E^+ либо отсутствуют, либо противоречат друг с другу. Так: в работе [135] для части результатов нет уменьшения K при уменьшении E^+ от $E^+ \approx 0,1E^-$, а скорее продолжается дальнейший рост; в работе [99] есть небольшой спад K в этой области при уменьшении E^+ ; в работе [136] сообщается об измерениях на SLAC при $E^+ = 1000$ МэВ, $Z = 82$ (Pb), $T = 2,9X_0$ и для $5 \text{ МэВ} \leq E^+ \leq 35 \text{ МэВ}$, в которых для $5 \text{ МэВ} \leq E^+ \leq 16 \text{ МэВ}$ получено, что $K \approx \text{const}$ и что K заметно уменьшается только при переходе к $E^+ = 35$ МэВ. Возможно, причины этих расхождений – неправильный учет как влияния рассеяния e^+ во входных и/или выходных фольгах (если они имеются) применяемых магнитных спектрометров, так и хода чувствительности используемых мониторов e^+ при изменении E^+ . Однако весьма вероятно, что наиболее важной причиной расхождений являются погрешности, возникающие при установке малых значений магнитного поля в спектрометрах. С учетом последнего наибольшее доверие вызывают результаты, полученные на SLAC, так как у них был магнитный спектрометр, позволяющий измерять K только при малых значениях E^+ (до 35 МэВ) и вносящий сравнительно малые ошибки при установках магнитного поля. Поэтому мы здесь предполагаем, что $K \approx \text{const}$ при указанных малых E^+ .

3. Для каждого E^+ при фиксированных E^- K достигает своего максимума при некотором T . Эти T могут различаться в зависимости от выбора E^+ : для больших E^+ эти T меньше, чем для меньших E^+ . Но эти различия невелики, пока E^+ соответствует упомянутой в пункте 2. области малых своих значений, для которой $K\{E^+\} \approx \text{const}$, причем для этих E^+ приведенные в работе [99] широкие зависимости $K\{T\}$ имеют максимумы $K_{\text{макс}}$ при $T=T_{\text{опт}}$.

4. Для указанной области малых E^+ и для конвертеров, имеющих одинаковую в X_0 и близкую к $T_{\text{опт}}$ толщину, K медленно растет с ростом Z . Так, согласно измерениям [136], переход от Cu ($Z=29$) к Pb ($Z=82$) (т.е. при росте Z в 2,83 раза) приводит к возрастанию K для этой области E^+ только в 1,22 раза. Поэтому для таких E^+ и для конвертеров, имеющих T , одинаковые в X_0 и близкие к $T_{\text{опт}}$, и обладающих Z от 73 до 82 (включая используемые Ta , W , Pt , Au , Pb), для которых изменение Z не более, чем в 1,12 раза, можно считать $K \approx \text{const}\{Z\}$.

5. Оптимальная толщина конвертера $T_{\text{опт}}$ – слабая функция E^- и для конвертеров с большим Z (Ta , W , Pt , Au , Pb) есть $(1 \div 2)X_0$ при $30 \text{ МэВ} \leq E^- \leq 200 \text{ МэВ}$ (медленно возрастающая с ростом E^-). Согласно [137] зависимость $T_{\text{опт}}\{E^-\}$ для $6 \text{ МэВ} \leq E^- \leq 1000 \text{ МэВ}$ приближено описывается формулой $T_{\text{опт}} = 0,5(\ln E^-) - 0,72$, где E^- – в МэВ, а $T_{\text{опт}}$ – в X_0 .

6. Имеются два измерения K , обладающие сравнительной полнотой: измерения в Saclay [135] для $9 \text{ МэВ} \leq E^- \leq 30 \text{ МэВ}$, при $0,2X_0 \leq T \leq 2X_0$, $Z=78$ (Pt) и измерения в Orsay [99] для $55 \text{ МэВ} \leq E^- \leq 220 \text{ МэВ}$, при $0,4X_0 \leq T \leq 4X_0$, $Z=82$ (Pb). В [99] было найдено, что для их диапазона E^- их результаты $K_{\text{макс}} \approx 2,4 \cdot 10^{-4}(E^- - 22) (\text{МэВ} \cdot \text{ср})^{-1}$, где E^- в МэВ. С этой формулой примерно согласуется результат, полученный на SLAC для $E^- = 1000 \text{ МэВ}$, при $T = 2,9X_0$, $Z=82$ (Pb) [136], но она дает серьезные отличия от результатов, полученных в Saclay [135].

Отсюда: несмотря на успехи в получении информации о конверсии $e^- \rightarrow e^+$ в толстых конвертерах, требуемой при оптимизации систем генерации e^+ , оставалась острая необходимость дальнейших усилий, прежде всего, связанных с поведением K в широких диапазонах E^- и E^+ . Так как это было существенно при создании системы получения позитронов на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) из-за доступных E^- и требуемых E^+ , нами и были проведены соответствующие собственные эксперименты (см. подраздел 1.4.2.2). Можно считать, что $K\{E^+, E^-, \theta^+ = \theta^- = 0, Z, T, \rho\} = \Gamma^+ / (\Gamma^- \cdot \Delta E^+ \cdot \Delta \Omega^+)$, где Γ^+ – средний ток e^+ , захваченных спектрометром при $\theta^+ \approx 0$ и энергии около E^+ ; ΔE^+ – абсолютный разброс по энергии захваченных спектрометром e^+ ; $\Delta \Omega^+$ – телесный угол, в котором захватываются спектрометром e^+ из конвертера; Γ^- – средний ток e^- , падающих на конвертер (Z, T, ρ) при $\theta^- \approx 0$ и энергии $\approx E^-$. Хотя в этом случае (см. раздел 1.2) при $x^+ \neq 0$ и $y^+ \neq 0$ спектрометр захватывает соответственно e^+ с углами $(\theta_x)^+$ или $(\theta_y)^+$, сосредоточенными около значений, отличающихся от нуля, но так как угловые распределения вылетающих e^+ очень широкие, записанное соотношение с достаточной точностью верно.

2.1.2. Измерения для оптимальных по Z и T конвертеров при $25 \text{ МэВ} \leq E^- \leq 60 \text{ МэВ}$
дифференциального коэффициента $e^- \rightarrow e^+$ конверсии $K(E^+, E^-, \theta^+ = \theta^- = 0, Z, T)$

Для детального решения вопросов оптимизации систем получения e^+ (особенно на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50)) мы провели измерения $K\{E^+, E^-, \theta^+ = \theta^- = 0, Z, T, \rho\}$ при энергиях $25 \text{ МэВ} \leq E^- \leq 60 \text{ МэВ}$, для которых такие данные отсутствовали. На раннем этапе создания системы получения e^+ мы провели предварительные измерения при $E^- \approx (34; 40 \text{ и } 53) \text{ МэВ}$ для W при $T \approx 1,1 X_0$ [138]. Результаты этих ранних измерений примерно согласуются с последующими нашими более точными измерениями [102,103] и в свое время сыграли важную роль в развитии нашей системы получения e^+ . Но так как измерения [138] страдают характерными для таких измерений недостатками, связанными с неточностями $\Delta\Omega^+ \cdot \Delta E^+$ (точнее $[\Delta\Omega^+\{E^+\}dE^+]$) и зависимости чувствительности мониторов e^+ от E^+ , то их результаты не приводятся, а описываются сразу наши “чистовые” измерения [102,103] и даются их результаты.

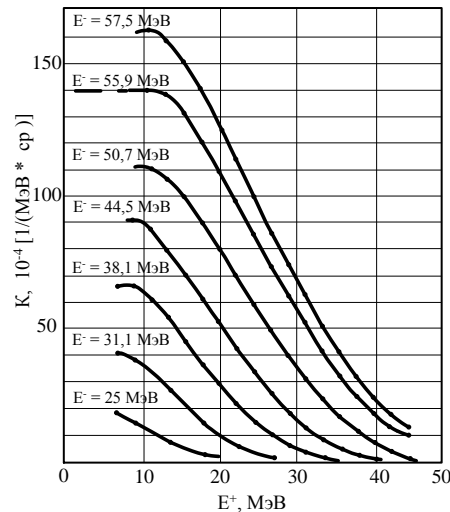


Рис. 12. Измеренные зависимости дифференциального коэффициента конверсии K от энергии испускаемых из конвертера позитронов E^+ при различных энергиях падающих на конвертер электронов E^- для Ta конвертеров толщиной $T=1,3X_0$.

На основе уже полученных к тому времени своих [138] и известных из литературы (см. подраздел 2.1.1) экспериментальных результатов наши измерения [102,103] проводились на одном виде материала мишени (Ta) и при одной толщине мишени, близкой к оптимальной ($T \approx 1,3 \cdot X_0$). Измерения [102,103] предназначались не только для получения информации в не исследованной до этого, но весьма интересной области E^- (в частности, для создания нашей системы получения e^+), но и для проверки данных наиболее систематических известных к тому времени измерений [99,135], их существенного дополнения, а также важного обобщения всех результатов путем “сшивки” по абсолютной величине этих наших вновь полученных результатов [102,103] с результатами работ [99,135]. Цель “сшивки” – дать информацию о поведении K при $9 \text{ МэВ} \leq E^- \leq 220 \text{ МэВ}$ (или даже при более высоких E^-), что, по существу, перекрывает весь диапазон E^- для получения e^+ на многосекционных ЛУЭ.

С помощью описанного в разделе 1.2. магнитного спектрометра были проведены измерения K для следующих значений $E^- \cong (25; 31,1; 38,1; 44,5; 50,7; 55,9 \text{ и } 57,5) \text{ МэВ}$. При этом e^- пучок имел полный разброс на половине высоты спектра по энергии $\sim 3\%$ для $E^- = 25 \text{ МэВ}$ и $\sim 1,3\%$ для $E^- = 57,5 \text{ МэВ}$, т.е. здесь его можно было считать монохроматическим. Результаты наших измерений приведены на рис. 12, а на рис. 13 и 14 показаны результаты “сшивки” наших результатов для $K_{\text{макс}}$ (сплошные кривые) и $K\{E^+ = 20 \text{ МэВ}\}$ (штриховые кривые) с результатами работ [99,135].

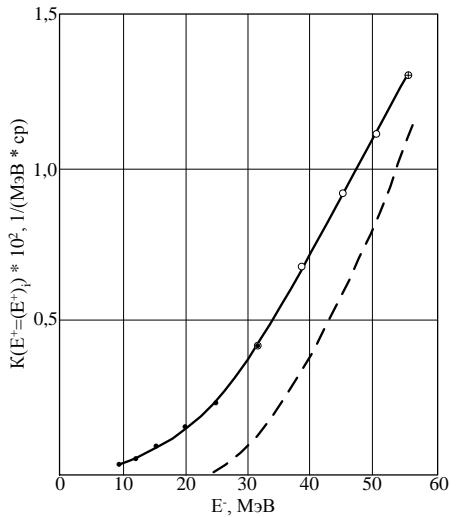


Рис. 13. Полученные зависимости $K(E^+ = (E^+)_i)$ от E^- для $(E^+)_{i=1} = (E^+)_{\text{макс}}$ (сплошная кривая) и $(E^+)_{i=2} = 20 \text{ МэВ}$ (штриховая кривая) при $9 \text{ МэВ} \leq E^- \leq 55 \text{ МэВ}$. Данные работ [135], [99] и нашей [103] изображены точками, крестами и кружками соответственно.

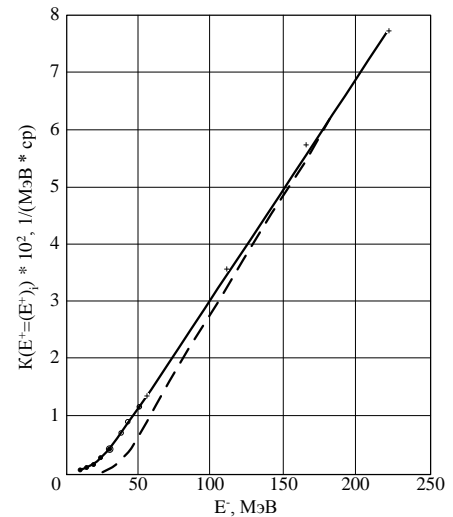


Рис. 14. То же, что на рис. 13, но при $9 \text{ МэВ} \leq E^- \leq 220 \text{ МэВ}$.

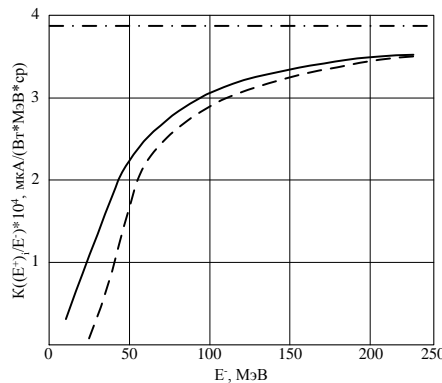


Рис. 15. Полученные зависимости $K(E^+ = (E^+)_i) / E^-$ от E^- для $(E^+)_{i=1} = (E^+)_{\text{макс}}$ (сплошная кривая) и $(E^+)_{i=2} = 20 \text{ МэВ}$ (штриховая кривая). Штрих-пунктиром показан асимптотический уровень для обеих кривых при $E^- \rightarrow \infty$.

В области малых энергий E^+ , для которой измерения в настоящей работе отсутствуют, мы предполагаем, в согласии с соображениями из подраздела 2.1.1, что $K \approx \text{const}\{E^+\}$, что нашло своё отражение в пунктирной части кривой $K\{E^+\}$ для $E^- \cong 55,9 \text{ МэВ}$ (см. рис. 12).

Проводя анализ полученных результатов, рассмотрим следующие отношения:

$$(K\{E^+ = 20 \text{ МэВ}, E^- = 90 \text{ МэВ}, T \approx 1,3X_0\} / K\{E^+ = 20 \text{ МэВ}, E^- = 50 \text{ МэВ}, T \approx 1,3X_0\}) \cong 2,8;$$

$$(K_{\text{макс}}\{E^- = 60 \text{ МэВ}, T \approx 1,3X_0\} / K_{\text{макс}}\{E^- = 25 \text{ МэВ}, T \approx 1,3X_0\}) \cong 6,3.$$

Эти отношения весьма важны для решения задач оптимизации структур систем получения e^+ и, в частности, имеют прямую связь с вопросом эффективности проведенной на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) реконструкции и развития как самого ЛУЭ, так и создаваемой на нем системы получения e^+ , причем первое отношение существенно для метода получения e^+ без их доускорения, а второе – с доускорением e^+ (см. раздел 2.2). Для практики очень интересна также зависимости $K\{E^+,E^-\}/E^-$ от E^- для случаев $K_{\text{макс}}$ и K при $E^+=20$ МэВ. Величина $K\{E^+,E^-\}/E^-$ имеет простой и важный смысл: она пропорциональна току e^+ , получаемому на единицу мощности падающего на конвертер e^- пучка. $K\{E^+,E^-\}/E^-$, как функции от E^- для обоих случаев, показаны на рис. 15. У обеих зависимостей есть насыщение, причем:

$$\begin{aligned} (K_{\text{макс}}\{E^-\cong 40 \text{ МэВ}\}/E^-) &\cong 0,5(K_{\text{макс}}\{E^-\rightarrow\infty\}/E^-), \\ (K\{E^+=20 \text{ МэВ}, E^-\cong 52 \text{ МэВ}\}/E^-) &\cong 0,5(K\{E^+=20 \text{ МэВ}, E^-\rightarrow\infty\}/E^-). \end{aligned}$$

Понятно, что выбор $E^-\sim(60\div 90)$ МэВ для генерации e^+ достаточно близок к плато в обеих кривых на рис. 15 и дальнейший рост энергии E^- не приводит к существенному увеличению среднего тока получаемых e^+ при фиксированной средней мощности падающего пучка e^- . Для дальнейшего роста среднего тока получаемых e^+ требуется увеличение средней мощности e^- пучка, что можно достичь как на ЛУЭ, обеспечивающих высокие E^- , так и (что, видимо, более практично) на ЛУЭ, обеспечивающем большой средний ток и E^- , скажем, до ~ 100 МэВ. Так что в этом смысле достигнутые на ЛУЭ-100 энергии ускоренных e^- близки к оптимальным.

2.2. Ускорение позитронов в ЛУЭ на бегущей волне

2.2.1 Характеристики ускорения позитронов в ЛУЭ на бегущей волне

Несмотря на широкое использование доускорения e^+ в ЛУЭ на бегущей волне для получения пучков ультрарелятивистских e^+ с малыми эмиттансом и разбросом по энергии, имеющиеся в литературе данные о характеристиках доускорения e^+ , о параметрах доускоренных пучков e^+ и о зависимостях этих характеристик и параметров от различных факторов, влияющих на процесс доускорения e^+ , страдают обрывочностью, неполнотой и противоречивостью. Это объясняется многочисленностью упомянутых факторов, сложностями их определения и учета в полной мере, а также трудностями измерения параметров доускоряемых пучков e^+ .

Во-первых, пучки e^+ и сразу из конвертеров, и в процессе доускорения из-за особенностей конструкции ЛУЭ и динамики доускорения в них сопровождаются большими фонами γ -квантов и e^- , так что измерение параметров пучков e^+ возможно только после магнитного разделения исследуемого пучка e^+ и фоновых пучков. На большинстве ЛУЭ, применяемых для доускорения e^+ , это приводит к тому, что параметры пучков e^+ измеряются только на выходе

из всего доускорителя, и в таких случаях роль магнитного анализатора играют, как правило, отклоняющие магниты имеющихся СТФА. Только на больших ЛУЭ, когда доускоритель состоит из большого числа секций, пытались измерять параметры ускоряемого пучка e^+ в самом доускорителе (точнее между его секциями). Так, на ЛУЭ на 600 МэВ в Saclay измерение параметров ускоряемого пучка e^+ было возможно не только в конце всего доускорителя, состоящего из 24 секций, но и после начальной его части, состоящей из 6 секций, используя отклоняющие магниты СТФА зала низких энергий [46,139]. Но отметим, что размещение таких промежуточных магнитных анализаторов грозит уменьшением достижимых конечных токов e^+ из полного доускорителя. На больших доускорителях (SLAC и ХФТИ) были успешные попытки значительного снижения фона пучка e^- . На SLAC [136] для этой цели использовалась комбинация СВЧ-резонатора и корректирующего магнита, размещенных после нескольких первых секций доускорителя и сообщающих e^+ противоположные отклонения так, что они оставались на оси доускорителя, а e^- при этом получали одинаковые отклонения и попадали на стенки последующей части доускорителя. В Харькове на ЛУЭ на 2 ГэВ [137] выделение пучка e^+ велось при оптимальной настройке доускорителя (настройка СВЧ-фаз секций доускорителя по отношению к фазам начальной части ЛУЭ, ускоряющей пучок e^- , и квадрупольных линз, фокусирующих e^+ и размещенных между секциями доускорителя), здесь очистка пучка e^+ от e^- проходила постепеннее, чем на SLAC, и практически достигалась только в конце доускорителя.

Во-вторых, ток e^+ в доускорителе и после него на порядки меньше, чем у первичных e^- , что требует специальных мониторов для измерений параметров пучков e^+ (см. раздел 2.3).

В-третьих, параметры доускоряемого пучка e^+ зависят от параметров падающего e^- пучка и от различных характеристик конвертера, доускорителя и используемых фокусирующих (на доускорителе) и согласующих (между конвертером и доускорителем) магнитных устройств. Это, с одной стороны, требует большое пучковое время для достижения полноты картины (что не всегда возможно, особенно на ЛУЭ, работающих на разнообразные программы), а с другой стороны, частичные данные, полученные на разных ЛУЭ, могут плохо согласоваться между собой, вызывая добавочную путаницу при поверхностном анализе.

Набор параметров доускоряемого пучка e^+ , которые удавалось измерять, к сожалению, ограничен. Среди этих параметров, прежде всего, средний (а иногда и импульсный) ток e^+ , который на большинстве ЛУЭ удавалось измерять только после доускорителя (или его части) с помощью установленной СТФА. Только на SLAC [136] и в Харькове [137], благодаря наличию у них вышеупомянутых систем очистки доускоряемых пучков позитронов, измерялись их токи до проведения магнитного анализа. Оказалось, что на SLAC полный ток непроанализированного пучка позитронов в конце первой группы секций доускорителя составляет $(2\div 3)\%$ от тока

падающего на конвертер пучка e^- , примерно 25% от этого пучка e^+ доходит до десятой группы секций доускорителя и далее до конца доускорителя пучок e^+ проходит практически без потерь. Последний результат весьма впечатляющ, и он, казалось бы, должен служить ориентиром для разработчиков систем получения e^+ с использованием доускорения e^+ . Однако он достигается за счет захвата в режим ускорения e^+ из конвертера с большими начальными разбросами их энергии и углов испускания, и, если для SLAC при их больших конечных энергиях e^+ это оказывается благом, то для большинства прецизионных пучков e^+ на сравнительно низкие конечные энергии при требуемых малых поперечном эмиттансе и разбросе по энергии такой рост тока e^+ является бесполезным и даже вредным (из-за добавочных разбросов энергии от действия используемых на SLAC дорогостоящих сильных и протяженных магнитных полей). Поэтому надо добиваться увеличения не полного тока доускоренных e^+ , а именно тока e^+ уже после их выделения с помощью специально предназначенной СТФА. С другой стороны, весьма полезен и даже необходим контроль и других параметров пучка e^+ .

Такими другими параметрами доускоренного пучка e^+ , казалось бы, могли бы быть, как и для пучков e^- , положение, форма, линейные поперечные размеры, угловые расходимости, поперечный эмиттанс, энергетический и фазовый спектры. Однако только в редких случаях в литературе можно найти данные такого типа или хотя бы упоминание о некоторых из них. На SLAC [136] и в Харькове [137] значительную часть таких измерений, видимо, можно было бы проводить до СТФА. Для e^+ доускорителей, не обладающих их возможностями, все измерения параметров пучка e^+ можно проводить после (или по ходу) магнитного анализа в СТФА. В этих условиях о проведении измерений положения и формы доускоренного и проанализированного пучка e^+ сообщалось в [46,136,140-145]. Кроме того, в [46,141] сообщалось об измеренных эмиттансах таких пучков e^+ . Отметим, что, с одной стороны, эмиттансы доускоренных пучков e^+ , измеренные после СТФА, могут быть меньше эмиттансов соответствующих пучков e^+ до СТФА из-за обрезания в СТФА [146], а с другой стороны, возможно возрастание эффективных эмиттансов после СТФА, если она недостаточно ахроматична.

У разработчиков систем получения в ЛУЭ на бегущей волне пучков e^+ с доускорением последних может быть естественный вопрос об эффективности и оптимальности таких систем. Для ответа предлагались различные критерии. Рассмотрим эти критерии, дадим типичные примеры их применения и анализ адекватность и полезность предложенных подходов.

Большинство имеющихся в литературе данных связано с измерениями $(I^+)_k$ – конечных средних токов пучка e^+ после проведения их магнитного анализа (т.е. когда пучок доускоренных e^+ проходит через различные апертурные коллиматоры, дипольные и квадрупольные магниты и анализирующую щель, выделяющие определенную часть эмиттанса доускоренного

пучка e^+ , их конечную энергию $(E^+)_{\text{к}}$ и ее разброс $\Delta(E^+)_{\text{к}}$. Обычно роль такого магнитного анализатора исполняет сама используемая СТФА, обеспечивающая формирование e^+ пучка для потребителя (иногда же для этих целей пытались использовать ещё и иные магнитные анализаторы, но получаемые результаты могли отличаться друг от друга из-за различий аксептансов в этих двух случаях (см. [146])). Практически во всех экспериментальных работах приводятся значения максимальных достигнутых токов $(I^+)_{\text{к}}$ (иногда вместо средних токов даются импульсные [130,139,141]). Диапазон максимальных средних токов пучка e^+ , достигнутых в различных работах: от ~ 10 пА до ~ 50 нА, т.е. от $\sim 6 \cdot 10^7$ e^+/c до $\sim 3 \cdot 10^{11}$ e^+/c [46]. Хотя эти значения, если они получены с помощью СТФА, выделяющих пучки e^+ с параметрами, требуемыми для конкретных задач, безусловно, очень важны для их решения, и поэтому они составляют с достаточным основанием предмет гордости и радости (или же, сожаления и огорчения) для создателей и потребителей этих e^+ пучков, однако в различных работах параметры пучков e^- , бомбардирующих конвертеры (прежде всего: Γ – средний ток e^- и их энергия E^-), и требования к параметрам пучков e^+ (к прежде всего: $(E^+)_{\text{к}}$, $\Delta(E^+)_{\text{к}}$ и поперечному эмиттансу их конечного пучка) могут настолько сильно отличаться друг от друга, что приводимые в этих работах $(I^+)_{\text{к}}$ трудно сравнивать между собой как с точки зрения достижимости предельных значений для современного состояния техники, так и в смысле оптимальности системы получения пучка e^+ на конкретном ускорителе. Поэтому для ослабления влияния на сообщаемые результаты параметров падающего на конвертер пучка e^- , а именно, влияния уровня его среднего тока, в части работ сообщается информация о полном коэффициенте конверсии $e^- \rightarrow e^+$, т.е. об отношении $(I^+)_{\text{к}}/\Gamma$. В различных работах отношение $(I^+)_{\text{к}}/\Gamma$ меняется от $\sim 2,5 \cdot 10^{-7}$ (см. в [46] данные, полученные в Livermore при $E^- = 10$ МэВ, $(E^+)_{\text{к}} \cong 20$ МэВ) до $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ (см., работу [141], сделанную на DESY при $E^- = 215$ МэВ, $(E^+)_{\text{к}} = 392$ МэВ). Отметим, что низкие отношения $(I^+)_{\text{к}}/\Gamma$ получаются при сравнительно низких значениях E^- и $(E^+)_{\text{к}}$, хотя, конечно, здесь существенны и другие факторы. Так что и приведенные в различных работах отношения $(I^+)_{\text{к}}/\Gamma$ не очень пригодны для сопоставления между собой. В обзорной работе [130] в целях уменьшения влияния E^- и $\Delta(E^+)_{\text{к}}/(E^+)_{\text{к}}$, выделяемого СТФА, на получаемые результаты предлагается рассматривать вместо отношения $(I^+)_{\text{к}}/\Gamma$ критерий $(I^+)_{\text{к}}/(\Gamma \cdot E^- \cdot (\Delta(E^+)_{\text{к}}/(E^+)_{\text{к}}))$, где E^- – в ГэВ, а $\Delta(E^+)_{\text{к}}/(E^+)_{\text{к}}$ – в %, и указывается, что в различных установках он меняется в пределах от 10^{-4} до 10^{-2} , завися от эффективности используемой фокусирующей системы. Однако и этот последний из приведенных критериев не дает однозначные сравнительные оценки эффективности и оптимальности различных систем получения доускоренных прецизионных пучков e^+ , так как остаются и другие неучтенные важные факторы, влияющие на его величину (прежде всего, абсолютная величина $(E^+)_{\text{к}}$, определяющая возможность уменьшения больших начальных углов расходимости

захватываемых e^+ из конвертера, а также максимально допустимый эмиттанс конечного пучка e^+).

Для лучшего понимания процессов, ответственных за получение e^+ с их доускорением, определения “узких мест” и возможностей улучшения создаваемых систем получения прецизионных пучков доускоренных e^+ необходим детальный анализ влияния всей совокупности различных факторов на процесс доускорения e^+ и на достигаемые при этом параметры пучков e^+ (в особенности $(\Gamma^+)_к$). Кроме той части анализируемых факторов, в которую входят параметры как падающего на конвертер пучка e^- , так и самого конвертера и совокупное влияние которых можно отразить заданием (на основе материала раздела 2.1) параметров начального пучка e^+ (т.е. пучка e^+ сразу на выходе из конвертера), в такие факторы входят те, которые относятся к доускорителю (геометрические параметры этой части ЛУЭ, пространственные распределения согласующих и фокусирующих магнитных полей и пространственно-временные распределения СВЧ-полей в доускорителе), а также выделяемые используемой СТФА поперечный эмиттанс конечного пучка e^+ и его разброс по энергии. К сожалению, обычно такой анализ не удается проводить для доускорителей e^+ , описываемых в литературе, так как не хватает полной необходимой информации. Поэтому в подразделе 2.2.2 даны результаты такого анализа для ЛУЭ-100, где удалось собрать всю необходимую информацию о вовлеченных факторах, и при этом возможно сопоставление результатов анализа с данными наших же измерений (см. раздел 2.3). Относительная простота ситуации с доускорением e^+ на ЛУЭ-100 помогает прояснению динамики доускорения e^+ в ЛУЭ на бегущей волне.

2.2.2. Исследование динамики ускорения позитронов в ЛУЭ на бегущей волне

Расчеты доускорения e^+ в ЛУЭ на бегущей волне проведены нами [147] в рамках простой, но адекватной модели, параметры которой выбраны в соответствии с ситуацией на ЛУЭ-100. В рамках этой модели изучалось доускорение e^+ из Та конвертера толщиной 6 мм, помещенного перед последней секцией ЛУЭ на расстоянии $w \cong 20$ см до входа в эту секцию. Средний ток пучка e^- на конвертере $\Gamma \cong 10$ мкА, а их полная энергия $E \cong 55$ МэВ. В согласии с [121] и подразделом 2.1.2 фазовая ширина e^- сгустков $\sim 30^\circ$, а начальный пучок e^+ из конвертера задан:

$$K\{(E^+)_н, E^-, (\theta^+)_н\} = (\Gamma^+)_н / (\Gamma \cdot \Delta(E^+)_н \cdot (\Delta\Omega^+)_н),$$

где: $(\Gamma^+)_н$ – средний начальный ток e^+ из конвертера в области $\Delta(E^+)_н \cdot \Delta(\Omega^+)_н$; $\Delta(\Omega^+)_н$, $(\theta^+)_н$, $(E^+)_н$ и $\Delta(E^+)_н$ – рассматриваемые начальные телесный угол пучка захватываемых e^+ из конвертера, их угол вылета, их полная энергия и ее интервал соответственно. Для области энергий $(E^+)_н < 10$ МэВ и для области захватываемых углов $(\theta^+)_н$ была принята экстраполяция данных [103]:

$$K\{(E^+)_н < 10 \text{ МэВ}, E^- \approx 56 \text{ МэВ}, (\theta^+)_н\} = K\{(E^+)_н = 10 \text{ МэВ}, E^- = 55,9 \text{ МэВ}, (\theta^+)_н = 0\}.$$

Секция-доускоритель – диафрагмированный волновод, имеющий постоянную структуру, круглое сечение, постоянную фазовую скорость СВЧ-волны $v_{\phi}=c$ (где c – скорость света в вакууме), длину $L \approx 4,5$ м, внутренний радиус диафрагм $a=15$ мм, рабочую частоту $f \approx 3$ ГГц. Магнитная фокусировка e^+ на секции-доускорителе, а также между конвертером и секцией-доускорителем отсутствует. Предполагается, что ускоряющее СВЧ-поле в секции-доускорителе однородно по ее поперечному сечению, имеет только продольную (вдоль оси z) составляющую $E\{z\}=E_0 \cdot (\cos \varphi) \cdot \exp(-z/l_{\text{зат}})$, где: $E_0=E\{z=0\}$; $\varphi=2\pi t f - k_z z$; t – время; продольная составляющая волнового вектора в секции $k_z=2\pi f/v_{\phi}$; длина затухания в волноводе $l_{\text{зат}}=15,7$ м.

В общем случае на выходе доускорителя образуется пучок e^+ с некоторым спектром их полных конечных энергий $(E^+)_{\text{к}}$. Обычно с помощью СТФА из такого пучка e^+ выделяется требуемая часть, содержащая только малый интервал $\Delta(E^+)_{\text{к}}$. В то же время выделяемый СТФА пучок e^+ по сравнению с тем, который имеется на выходе доускорителя, может быть “урезанным” и по своему поперечному эмиттансу (если объем поперечного эмиттанса всего доускоренного e^+ пучка V_3 оказывается большим, чем объем V_a поперечного аксептанса СТФА (удовлетворяющего требованиям потребителей), или если область этого эмиттанса имеет такую форму и так расположена, что она не помещается внутри области аксептанса СТФА (для краткости ниже оба эти случая будем отображать неравенством $V_3 > V_a$, если же такого “урезания” нет, то такое положение будем отображать неравенством $V_3 < V_a$)). Выделенные с помощью СТФА части доускоренного пучка e^+ характеризуются своими средними конечными токами $(I^+)_{\text{к}}$. В зависимостях $(I^+)_{\text{к}}=f\{(E^+)_{\text{к}}\}$ при некоторых значениях $(E^+)_{\text{к макс}}$ средние конечные токи e^+ достигают максимальных значений $(I^+)_{\text{к макс}}$. Представляют интерес изменения этой функции при изменении $\Delta\varphi_{\text{н}}$ – фазового сдвига центра тяжести сгустков e^+ на выходе из конвертера по отношению к фазе ультрарелятивистских e^+ , для которых можно считать, что их скорость v равна скорости света в вакууме c , и которые ускоряются в доускорителе на самом гребне СВЧ-волны, а также при изменении СВЧ-мощности, вводимой в доускоритель (т.е. при изменении E_0). Интересны также зависимости $(I^+)_{\text{к макс}}$ и $(E^+)_{\text{к макс}}$ от этих же аргументов и зависимости $(I^+)_{\text{к макс}}=f\{(E^+)_{\text{к макс}}\}$ для оптимальных $\Delta\varphi_{\text{н}}$ и различных E_0 .

Динамика продольного и поперечного движения частиц в ЛУЭ в общем случае – довольно сложная задача. Поэтому при нашем расчетном исследовании динамики доускоряемого пучка e^+ была использована следующая простая модель. Продольное и поперечное движения рассматривались отдельно друг от друга. При этом считалось, что поперечные силы в ЛУЭ отсутствуют, а на пучок действует только ускоряющее электрическое поле, указанное выше. Продольное движение в доускорителе описывалось уравнениями:

$$d\varphi/dz = 2\pi f \cdot [(1/v) - (1/v_\phi)],$$

$$dE^+/dz = e \cdot E_0 \cdot (\cos\varphi) \cdot \exp(-z/l_{\text{зат}}),$$

где e – заряд e^- . При рассмотрении поперечного движения предполагалось, что оно происходит так же, как и в ультрарелятивистском случае для $E(z)=\text{const}$, но при этом бралось эффективное поле, для которого при заданных $(E^+)_{\text{н}}$ достигаются те же $(E^+)_{\text{к}}$, что и реально.

По этой модели были проведены численные расчеты зависимостей $(I^+)_{\text{к}} = f\{(E^+)_{\text{к}}\}$ для различных $\Delta\varphi_{\text{н}}$ и E_0 . Для задаваемых значений $(E^+)_{\text{н}}$, $\varphi_{\text{н}}$ и E_0 методом Рунге-Кутты интегрировались приведенные уравнения. После этого таким e^+ приписывались значения токов $i^+ = A \cdot B \cdot C$. Здесь A – пропорционально акцептансу секции для e^+ , имеющих заданную начальную энергию $(E^+)_{\text{н}}$ и достигнутую конечную энергию $(E^+)_{\text{к}}$, т.е. $A \sim ((\theta^+)_{\text{н}})^2$, где:

$$(\theta^+)_{\text{н}} = a / \{ w + [(E^+)_{\text{н}} / ((E^+)_{\text{к}} - (E^+)_{\text{н}})] \cdot L \cdot \ln((E^+)_{\text{к}} / (E^+)_{\text{н}}) \}.$$

B – пропорционально $K\{(E^+)_{\text{н}}, E^-, (\theta^+)_{\text{н}}=0\} \cdot \Gamma$ и описывает спектральную плотность e^+ на выходе из конвертера. C – учитывает фазовую плотность сгустков e^+ на выходе из конвертера. $(I^+)_{\text{к}}$ для $(E^+)_{\text{к}} \pm \Delta(E^+)_{\text{к}}$ находились, как Σi^+ для $(E^+)_{\text{к}} \pm \Delta(E^+)_{\text{к}}$ при различных $\varphi_{\text{н}}$ и $(E^+)_{\text{н}}$.

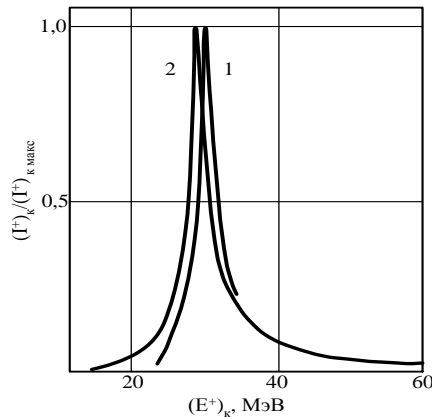


Рис. 16. Энергетические спектры доускоренных позитронов для $w=20$ см, $\Delta(E^+)_{\text{к}}/(E^+)_{\text{к макс}}=\pm 0,5\%$, $E_0 = 10$ МэВ/м и оптимального при этом $\Delta\varphi_{\text{н}}$ (кривая 1 – расчет, кривая 2 – эксперимент).

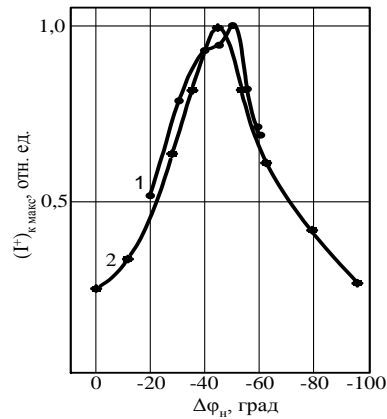


Рис. 17. Зависимости $(I^+)_{\text{к макс}}$ от $\Delta\varphi_{\text{н}}$ для $w=20$ см, $\Delta(E^+)_{\text{к}}/(E^+)_{\text{к макс}}=\pm 0,5\%$, и $E_0 = 10$ МэВ/м (кривая 1 – расчет, кривая 2 – эксперимент).

На рис. 16 для $E_0=10$ МэВ/м, близкого к предельно допустимому на ЛУЭ-100, для $w=20$ см, для $\Delta(E^+)_{\text{к}}/(E^+)_{\text{к макс}}=\pm 0,5\%$ и для оптимального при этом $\Delta\varphi_{\text{н}}$ представлена форма рассчитанного спектра по энергии доускоренных e^+ $(I^+)_{\text{к}} = f\{(E^+)_{\text{к}}\}$ (см. кривую 1, отметим, что спектр здесь приводится в единицах достигаемого при этом значения $(I^+)_{\text{к макс}}$). На рис. 17 для тех же условий (но при изменениях $\Delta\varphi_{\text{н}}$!) представлена зависимость расчетных значений $(I^+)_{\text{к макс}}$ от $\Delta\varphi_{\text{н}}$. Оптимальное фазирование достигается при $\Delta\varphi_{\text{н опт}} = -(45 \div 50)^\circ$, причем $(I^+)_{\text{к макс}}\{\Delta\varphi_{\text{н}}=0^\circ\} \approx (1/4) \cdot (I^+)_{\text{к макс}}\{\Delta\varphi_{\text{н опт}}\}$. Отметим, что в ранних работах по получению e^+ с их доускорением обычно говорится о сдвиге фаз в доускорителе на 180° по сравнению с оптимальным режимом ускорения в нем ультрарелятивистских e^- , т.е. о $\Delta\varphi_{\text{н опт}}=0^\circ$ [45,137,140,165,166]. Хотя в более

поздних работах [66,146] были указания на то, что $\Delta\varphi_{\text{н опт}} \neq 0^\circ$, но и позже появлялись работы, в которых снова говорилось, что $\Delta\varphi_{\text{н опт}} = 0^\circ$ [157], поэтому на этот наш результат хотелось бы обратить внимание. Для добавочного прояснения вопроса мы рассчитали спектр полных начальных энергий $(E^+)_{\text{н}}$ e^+ , внесших вклад в ток $(I^+)_{\text{к макс}}$ при условиях: $E_0 = 10$ МэВ/м; $\Delta\varphi_{\text{н}} = \Delta\varphi_{\text{н опт}} \cong -50^\circ$; $\Delta(E^+)_{\text{к}} / (E^+)_{\text{к макс}} = \pm 0,5\%$; $w = 20$ см. При этом оказался, что основной вклад дают e^+ с $(E^+)_{\text{н}} \sim 2$ МэВ. Из-за того, что скорость таких e^+ еще много меньше c , для эффективного захвата их в режим доускорения в секции с $v_{\text{ф}} = c$ необходимо, чтобы инжекция была перед гребнем ускоряющей волны. Эти результаты для $\Delta\varphi_{\text{н опт}}$ и $(E^+)_{\text{н}}$ зависят от расстояния между конвертером и доускорителем. Расчеты для $w = 0$ и идентичных остальных условий показали, что $\Delta\varphi_{\text{н опт}} \cong -35^\circ$, а основной вклад дают e^+ с $(E^+)_{\text{н}} \sim 1,5$ МэВ (из-за меньшего влияния при этом уменьшения $(E^+)_{\text{н}}$ (при фиксации $\Delta(E^+)_{\text{н}}$) на увеличения фазового разброса и отсюда разброса $(E^+)_{\text{к}}$). Знание начальных энергий e^+ , определяющих ток после анализирующей щели СТФА, важно для выбора согласующее-фокусирующей системы для пучка e^+ после конвертера.

Интересно рассмотреть распределение конечных фаз $\varphi_{\text{к}}$ пучка позитронов на выходе первой секции доускорителя. Такое распределение позволяет оценить перспективность монохроматоров-дегруппирователей (см. выше) для уменьшения разброса доускоренных позитронов по энергии. Модель позволяет рассчитать это распределение, что тем более важно, так как измерения его весьма затруднительны. Расчет не радует, так как ширина на полувысоте при $w = 20$ см и идентичных остальных условиях $\sim 54^\circ$, а полная ширина при этом $\sim 84^\circ$. Отметим, что центр тяжести этого распределения смещен на $(15 \div 20)^\circ$ по отношению к гребню СВЧ-волны. Поэтому для оптимальной перестройки многосекционного доускорителя на позитронный режим с электронного целесообразно использовать не один общий фазовращатель для всего доускорителя, как в [137], а двух (одного – для первой его секции, а другого – для всех остальных его секций). В дополнение были рассчитаны зависимости $(I^+)_{\text{к макс}}$ от $(E^+)_{\text{к макс}}$ (при своих $\Delta\varphi_{\text{н опт}}$) для различных значений E_0 . Полученные результаты приведены на рис. 18.

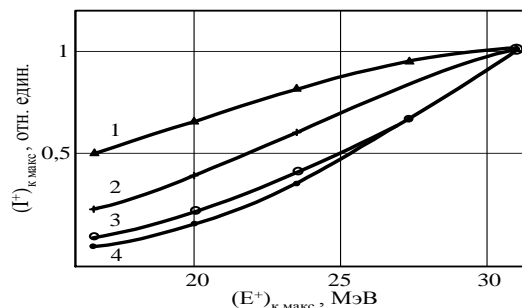


Рис. 18. Зависимости $(I^+)_{\text{к макс}}$ при своих $\Delta\varphi_{\text{н опт}}$ и $w = 20$ см от $(E^+)_{\text{к макс}}$ (т.е. для различных E_0 в секции доускорителя). Кривая 1 – расчет для случая, когда $\Delta(E^+)_{\text{к}} = \pm 150$ кэВ и аксептанс СТФА (V_a) больше эмиттанса пучка e^+ из ЛУЭ ($V_э$); кривая 2 – расчет для $\Delta(E^+)_{\text{к}} / (E^+)_{\text{к макс}} = \pm 0,5\%$ и $V_a > V_э$; кривая 3 – расчет для $\Delta(E^+)_{\text{к}} / (E^+)_{\text{к макс}} = \pm 0,5\%$ и $V_a < V_э$; кривая 4 – эксперимент для $\Delta(E^+)_{\text{к}} / (E^+)_{\text{к макс}} = \pm 0,5\%$ и $V_a < V_э$.

Расчетным путем выявлены важные особенности процесса получения e^+ от конвертеров между секциями ЛУЭ, которые связаны как с начальными параметрами e^+ пучка из конвертера, так и с динамикой доускорения e^+ . Хотя результаты получены без магнитной фокусировки e^+ в ЛУЭ, они носят общий характер, что следует из сравнения с [146], где такая фокусировка была. Используемую модель можно обобщить и на случай с магнитной фокусировкой.

2.3. Получение прецизионных пучков позитронов

У получения прецизионных пучков e^+ на импульсных ЛУЭ на бегущей волне много общего с такого же типа задачами для e^- , но есть и важные особенности. Как и для e^- , чаще всего нужны пучки e^+ с большой хорошо известной интенсивностью и с малыми поперечным эмиттансом, разбросом по энергии и фоном. Но могут быть нужны и иные типы пучков e^+ : пучки с равномерной плотностью тока по правильной формы поперечному сечению пучка с определенностью прошедшего заряда или же пучки “одиночных” e^+ различных энергий, когда среднее число e^+ за импульс пучка настолько мало, что можно пренебречь наложениями и др.

Для прецизионных пучков e^+ на импульсных ЛУЭ (как и для e^-) нужен разветвленный набор мониторов и методик измерения параметров пучка (см., например, [148] и рис. 19). Но из-за снижения на порядки токов пучков e^+ по сравнению с e^- далеко не все мониторы e^- и/или связанная с ними электроника, а также методики мониторинга пригодны. Если это и возможно, то, скорее, при больших энергиях падающих e^- и самих e^+ , когда полные коэффициенты конверсии велики. В иных случаях нужны высокочувствительные мониторы на повернутых в СТФА пучках e^+ (из-за больших фонов e^- , γ -квантов и нейтронов в прямых пучках).

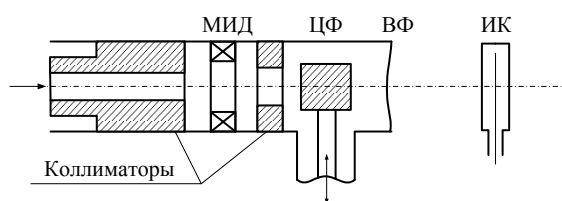


Рис. 19. Оборудование на выходе участка «45°» нашей СТФА при взаимной калибровке мониторов пучков e^- и e^+ . МИД – магнитоиндукционный датчик; ЦФ – перемещаемый в вакууме цилиндр Фарадея; ВФ – выходная фольга; ИК – тонкостенная воздушная ионизационная камера.

В то же время при получении прецизионных пучков e^+ (как с их доускорением, так и без него) есть специальные требования к ЛУЭ. Конечно, эти требования «перекликаются» с требованиями в случаях прецизионных пучков e^- , но для e^+ есть свои особенности, в частности, возможно даже снижение требований к стабильности энергии, приобретаемой частицами в ЛУЭ.

Для измерения токов пучков e^+ используют в зависимости от уровня токов разнообразные приборы и методы, которые опишем по мере роста этого уровня.

Мониторинг интенсивности “одиночных” пучков e^+ , использованных нами для калибровки различных детекторов частиц [144,149-154], можно было проводить с помощью: А)

(dE/dx)-детекторов (детекторов пролетных и достаточно тонких, чтобы их можно было считать полупрозрачными в том смысле, который указывался в разделе 1.3), которые либо изготовлены на основе органических сцинтилляторов (толщиной до ~ 1 г/см²), сочлененных с ФЭУ [150,154], либо есть полупроводниковый Si(Li) детектор (ППД) с толщиной чувствительного слоя 1 мм, присоединенный к относительно высокочувствительному и малошумящему тракту из зарядочувствительного предусилителя, усилителя-формирователя и дифференциального дискриминатора [153,154]; В) более толстых (толщиной 15 мм [153,154] и 50 мм [150]) черенковских детекторов из оргстекла, просматриваемых ФЭУ; С) Е-детекторов (детекторов полного поглощения) из неорганических сцинтилляторов с ФЭУ (в том числе из NaI(Tl) (диаметром 150 мм и высотой 100 мм) [154] или из CsI(Tl) (диаметром 40 мм высотой 40 мм) [153,154]); D) телескопов детекторов (причем в состав таких телескопов, кроме некоторых из только что названных детекторов, входил и исследуемый детектор [150-154]).

При росте интенсивности пучка и проявлении наложений импульсов для мониторинга e^+ можно использовать, применяя амплитудно-цифровые преобразователи, регистрацию суммы амплитуд от серий импульсов в (dE/dx)- или Е- детекторах [155], так как такая сумма от N импульсов близка к $(N \times \tilde{A})$, где \tilde{A} – средняя амплитуда импульсов от одиночного e^+ выбранной энергии. Ограничения сверху на измеряемую в этом случае интенсивность пучка e^+ задаются динамическими диапазонами используемых (dE/dx)- или Е- детекторов. Заметим, что подобный режим работы NaI(Tl) спектрометра, но для регистрации γ -квантов рассматривался нами в проекте эксперимента по полному поглощению γ -квантов с использованием квазимонохроматических аннигиляционных фотонов, получившем некоторую экспертную поддержку [156].

Упомянутый выше, как вариант (dE/dx)-детектора, ППД можно рассматривать как твердотельную ионизационную камеру, в которой носители заряда – свободные e^- и дырки. Существенно, что на образование одной пары их требуется в несколько раз меньшая энергия, чем для одной пары носителей заряда в газовой ионизационной камере (т.е. свободный e^- – положительный ион). Тем не менее, при росте тока пучка e^+ можно пойти на замену ППД на тонкостенную газовую ионизационную камеру (ИК) (значительно меньше рассеивающую измеряемый пучок e^+), так как рост e^+ компенсирует и снижение потерь энергии e^+ в мониторе, и снижение числа пар носителей, образуемых на единицу потерь энергии в нем. Наряду с импульсным режимом работы ИК можно рассмотреть и режим с регистрацией среднего тока. У каждого из этих режимов есть свои достоинства и недостатки. При импульсном режиме практически не существенны токи утечки, но определенную проблему представляют электромагнитные импульсные наводки, имеющиеся на ЛУЭ. При режиме работы со средними токами влияние импульсных наводок, по крайней мере, сильно снижено, но и в самом мониторе, и в связанной с ним электронной схеме должны быть предприняты серьезные меры по борьбе с токами утечки, включающие установку высокоомных изоляторов, использование во входных

каскадах усилительно-измерительных схем элементов с низкими токами утечки и с достаточно высокой относительной чувствительностью к малым средним токам (различные электрометрические усилители). ИК с Хе, была использована в Saclay [44] для измерения токов e^+ при получении квазимонохроматических аннигиляционных фотонов. Воздушные ИК использовались для регистрации пучков e^+ еще в ряде лабораторий [99,157,158]. Мы использовали для этой цели [66,148] тонкостенные сдвоенные воздушные (при атмосферном давлении) ионизационные камеры с плоскими электродами (внешними из металлизированных лавсана или майлара толщиной $(10\div 50)$ мкм и внутренним центральным из Al толщиной 6 мкм, два воздушных зазора по ~ 1 см), аналогичные по типу тем, которые до этого успешно использовались в ЛФЯР, как относительные мониторы пучков тормозных фотонов от внутренних мишеней e^- -синхротронов С-3 и С-25. Но в нашем случае этот монитор легче рассматривать, как абсолютный, так как число пар носителей заряда, образуемых e^+ при его прохождении ИК легче поддается расчету (который при нормальных условиях дает $\sim 10^2$), чем для выходящих из синхротрона и мониторируемых такой ИК тормозных фотонов.

Для регистрации собираемых ионизационных зарядов, образованных в воздушных полостях таких ИК прошедшими через них пучками e^+ , мы использовали “щелчковые” интеграторы, описанные в [159]. Действие интегратора этого типа основано на разряде ионизационным током заряженной емкости в сетке первой лампы собственно интегратора, нормально запертой отрицательным напряжением на этой емкости. После разряда емкости лампа открывается и запускает блокинг-генератор, срабатывание которого обеспечивает повторные зарядку емкости и запирает лампы, а также выдачу сигнального импульса интегратора (“щелчка”). В качестве такой нормально запертой лампы интегратора (в согласии с [159]) мы использовали лампы 6Ж1Б или 6Ж2Б, имеющие при пониженных напряжениях накала и анода малые темновые токи. К сожалению, темновой сеточный ток лампы может подзаряжать указанную емкость и оставлять лампу запертой и при наличии некоторого слабого тока пучка e^+ , т.е. у такого интегратора может быть порог, убрать который можно, введя специальное сопротивление утечки вышеупомянутой емкости. Выход интегратора мы соединяли с пересчетными приборами, работающими как в режиме счета количества “щелчков” интегратора для определения полного заряда прошедшего пучка, так и в режиме электронного секундомера (с использованием, например, промышленных “пересчетов” ПП9-2М) для определения среднего тока измеряемого пучка. Сопоставление показаний такого электронного секундомера с и без пучка e^+ позволяет находить истинные значения измеряемых с использованием этого интегратора токов пучка, причем минимальные измеряемые средние ионизационные токи, поступающие собственно на сам интегратор могли при этом составлять величины $\sim 10^{-13}$ А (а соответствующие токи e^+ пучка – величины $\sim 10^{-15}$ А). Отметим также наличие разработок вариантов “щелчковых” интеграторов, на входе которых используются специальные электрометрические лампы [160,161],

что в принципе может обеспечить достижение еще более высоких уровней чувствительности. Кроме того, для этих наших ИК возможно использование и различных известных схем электрометрических усилителей, включая их промышленные типы, упоминаемые, в следующем абзаце.

При дальнейшем повышении тока пучка e^+ можно использовать цилиндры Фарадея (ЦФ). Основные черты ЦФ уже описаны в подразделе 1.3, здесь же только укажем, что для обеспечения возможности измерения относительно слабых токов пучков e^+ (особенно при регистрации средних токов) необходимо усиление мер по ослаблению различных утечек как для самого ЦФ, так и для электроники, связанной с ним, включая защиту от фона ионизирующих излучений (в основном γ -фона). В режиме измерений средних токов пучков e^+ (подобно тому, как это делалось, например в [140,146]) мы использовали совместно с ЦФ промышленные электрометрические усилители (в нашем случае это были отечественные усилители типов У5-6 с традиционной схемой усилителя постоянного тока, что позволяло измерять токи пучка вплоть до $\sim 10^{-13}$ А, или ВК2-16, имеющий схему с динамическим конденсатором, что позволяло измерять токи пучка до величин $\sim 10^{-14}$ А). В режиме измерений зарядов в импульсах e^+ пучков (аналогично тому, как это делалось и описано выше нами для полупроводниковых (dE/dx)-детекторов, а именно для Si(Li) детекторов) мы использовали совместно с ЦФ спектрометрические тракты (в нашем случае это были отечественные промышленные тракты типа “Лангур”), которые состоят из зарядочувствительных предусилителей и усилитель-формирователей. Надо отметить, что для использования сочетания ЦФ со спектрометрическим трактом было существенно, чтобы у ЦФ была конструкция, обеспечивающая достаточно малую величину электрической емкости тела ЦФ относительно земли (скажем, меньше ~ 100 пФ). У импульсного метода измерений слабых токов пучков e^+ есть свои весьма важные преимущества: отсутствие проблемы дрейфа нуля и малая чувствительность к ионизационному фону. И хотя для импульсного метода весьма существенны влияния импульсных наводок на ЛУЭ, однако с этой проблемой удастся успешно бороться. В частности, нам удалось при использовании ЦФ с “Лангуром” на ЛУЭ-100 только с помощью установки экранировки вакуумного ввода, соединенного с телом ЦФ, и проведения подбора постоянных времени дифференциальных и интегральных цепей, встроенных в усилитель-формирователь “Лангура”, подавить наводки от работы мощных импульсных устройств ЛУЭ-100 до эквивалентного уровня заряда e^+ в импульсе их пучка $\sim 1,4 \cdot 10^{-15}$ К, что при нашей частоте повторения импульсов пучка 50 Гц соответствовало среднему току e^+ пучка $\sim 7 \cdot 10^{-14}$ А. Хотя последняя величина, по крайней мере, на порядок выше уровня, который удастся достигать в режиме средних токов, но использование обоих методов увеличивает надежность измерений абсолютных значений слабых токов. Кроме того, сопоставление результатов наших измерений интенсивности e^+ пучков на ЛУЭ-100 и с помощью ИК, и с помощью ЦФ (в последнем случае как в режиме регистрации средних токов

пучка, так и в режиме регистрации зарядов в импульсах пучка, что обеспечило путем взаимной проверки дополнительной уверенностью в правильности измерений с ЦФ) позволило нам провести уточняющие абсолютные калибровки чувствительности указанных выше наших воздушных ИК (на рис. 20 приведен пример таких калибровок в зависимости от e^+ энергии).

При еще большем повышении уровня зарядов в импульсах пучка e^+ становится возможным использование для мониторинга интенсивности этого пучка тороидальных магнитноиндукционных датчиков (см. [57,146,162], заметим, что, в частности, в [146] минимальный измеримый в импульсе пучка e^+ заряд мог достигать, до $\sim(10^{-12} \div 10^{-13})$ К).

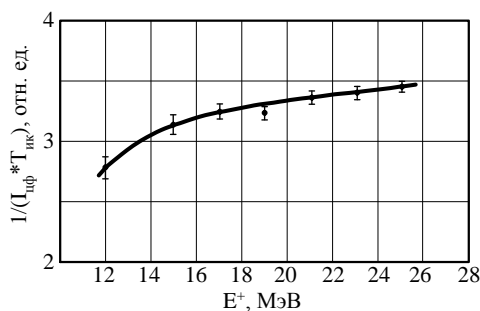


Рис.20. Пример калибровки чувствительности тонкостенной воздушной ионизационной камеры используемого нами типа.

Малые токи пучков e^+ делают нежелательными для измерений и даже оценок положения и размеров этих пучков в их поперечных сечениях использование мониторов вторичной эмиссии (типа упомянутого в подразделе 1.3 профилометра [120]). Более реалистично здесь использовать сочетания различных перемещаемых в поперечных сечениях пучкопровода коллиматоров (или щелей) с размещенными ниже по течению пучка ЦФ или ИК, и именно такой способ был успешно применен нами на ЛУЭ-100. Установка двух пар разнесенных и перемещаемых щелей (для x и y) позволяет для сравнительно сильноточных пучков e^+ измерять проекции поперечного эмиттанса пучка e^+ [141]. Профилометры пучка e^+ можно также строить на основе вводимых в пучкопровод пропорциональных многопроволочных камер [57,145,162], или просматриваемых ФЭУ тонких перемещаемых сцинтилляционных стержней [142,143].

Энергетические спектры позитронов можно измерять после СТФА (или ее части). У нас на ЛУЭ-100 – на участках « 90° » либо « 45° » нашей СТФА с использованием ЦФ или ИК.

Важными узлами нашей системы, кроме уже описанных выше собственно самого ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50), СТФА и комплексов оборудования для мониторинга пучков e^- и e^+ , являются узлы конвертерных мишеней. Часть информации об этих узлах уже приводилась выше, однако, здесь дадим их более полное и систематизированное описание. На нашей системе получения e^+ на ЛУЭ-100 установлены четыре узла конвертеров (КМ1÷КМ4, см. рис. 1): два внутренних для ЛУЭ-100 (между его секциями, так что возможно доускорение e^+ , причем из этих внутренних узлов КМ1 расположен перед предпоследней секцией ЛУЭ-100, а КМ2 – перед по-

следней секцией ЛУЭ-100) и два внешних по отношению к собственно ЛУЭ (т.е. размещенных на пучкопроводе после выхода из последней секции ЛУЭ-100, так что здесь различные энергии e^+ можно получать, только используя вырезание с помощью СТФА пучка e^+ с требуемыми энергиями из полного числа e^+ сплошного спектра по энергии, генерируемых в конвертере), причем КМЗ расположен перед защитной стеной из бетонных блоков, разделяющей собственно ускорительный зал ЛУЭ-100 и залы физических экспериментов, а КМ4 – внутри первого физического зала перед первым поворотным магнитом M_1 нашей СТФА. На ранних этапах создания системы получения e^+ (тогда еще на ЛУЭ-50) мы опробовали в качестве материала конвертера W (как обладающий для элементов с высоким Z одними из наибольших плотностью и температурой плавления), Ta (хотя и уступающий немного вольфраму по плотности и температуре плавления, но гораздо более «технологичный») и Ni (обеспечивающий сравнительно низкий фон фотонейтронов). Для окончательного варианта на ЛУЭ-100 мы сочли оптимальным выбрать Ta для всех конвертеров КМ1÷КМ4 при одинаковой их толщине 6 мм (в согласии с оптимальной толщиной для наших энергий e^- , см. подраздел 2.1.1). Были разработаны и опробованы разные конструкции, для обеспечения водоохлаждения и самого конвертера, и фланцев, и всего корпуса узла такого конвертера, что для всех конвертерных узлов КМ1÷КМ4 решило проблемы теплосъема при наших энергиях e^- и токах их пучков. Во всех узлах собственно конвертеры предварялись по течению пучка тороидальными магнитно-индукционными датчиками (см. рис. 1), имеющими экранированные вакуумные вводы и расположенными внутри единым образом с ЛУЭ откачиваемых объемов этих узлов.

Все узлы конвертерных мишеней имеют устройства дистанционного перемещения в вакууме пучкопровода, использующие сильфоны из «немагнитной» нержавеющей стали и позволяющие как полностью открывать апертуру каждого узла по оси пучка, так и выводить на нее либо собственно сам конвертер, либо некоторые коллиматоры (в разных случаях использовались коллиматоры с отверстиями $\varnothing(10$ или 5 , или 3 , или $1,7$) мм, либо фольги (и с покрытием слоем люминофора, и без такого покрытия, причем во всех узлах предусмотрены смотровые окна, позволяющие вести наблюдение вызываемого пучком люминесцентного или переходного излучений с помощью дистанционно управляемых телевизионных камер). Указанные коллиматоры и фольги позволяют контролировать положение, форму и размеры пучка e^- с целью обеспечения для этого пучка юстировки и фокусировки до достаточно малых поперечных размеров на конвертере, что важно для увеличения плотности выходящих из конвертера e^+ в интересующей центральной области траекторного пространства (см. об этом в подразделе 2.1.1). К сожалению, радиационные фоны, создаваемые в узлах конвертеров, могут выводить из строя стеклянные (и, тем более, плексигласовые!) смотровые окна в этих узлах, а также оптику и

электронику используемых вместе с этими смотровыми окнами телевизионных камер. Поэтому нужны соответствующие меры предосторожности (например, использование металлических зеркал для “увода” световых лучей к таким же функциональным элементам, но расположенным в “бункерах” защиты от прямых радиационных фонов). Как уже указывалось, упомянутые выше коллиматоры весьма полезны при формировании прецизионных пучков e^- и, в частности, для вырезания из полных пучков e^- частей, близких к “игольчатым” пучкам (см. об этом в разделе 1.3). С другой стороны, укажем, что рассеяние пучков в упомянутых фольгах можно использовать (и использовалось нами!) либо для имитации e^+ пучков с помощью более сильноточных e^- (для экспериментальных проверок настройки СТФА), либо при возникновении соответствующих требований для формирования пучков e^- или e^+ с примерно однородной по поперечному их сечению плотностью (см. об этом в конце раздела 1.3, а также в конце данного подраздела). Отметим, что все указанные собственно конвертеры, коллиматоры и фольги во всех мишенных узлах располагались на керамических изоляторах, так что с них возможен токосъем через специальные экранированные вакуумные вводы в корпусах этих узлов, что позволяет измерять токи падающих пучков e^- (или целиком, или только их части, высаживающейся на стенках вводимых в пучок коллиматоров), рассматривая указанные вводимые в пучок элементы либо как ЦФ с отличной от 100%, но определяемой “нуль методом” (см. выше) эффективностью, либо как мониторы вторичной эмиссии с определяемой опять же экспериментально эффективностью. Так как при работе с пучками e^+ узлы конвертеров являются одними из основных источников радиационных фонов (особенно γ -квантов и нейтронов), вокруг этих узлов устанавливалась разборная защита на основе стали (как “немагнитной” нержавеющей, так и марки СТЗ), Pb, Al, парафина, Cd, армированного бетона.

Далее подробнее опишем получение на нашей системе на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) прецизионных пучков e^+ , сопоставляя ситуации у нас и в других лабораториях мира. Аналогично тому, как это имеет место для e^- пучков, для прецизионных пучков e^+ на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50, да, и на других ЛУЭ, используемых для получения e^+) основным типом работы является работа с ультррелятивистскими e^+ с малыми поперечным эмиттансом и разбросом по энергии и с наибольшей достижимой в имеющихся условиях интенсивностью. Основное назначение таких пучков – получение квазимонохроматических аннигиляционных фотонов для проведения с их помощью исследований фотоядерных реакций. Рассмотрим, прежде всего, это направление.

Эмиттансы получаемых с применением конвертерных мишеней КМ1÷КМ4 пучков e^+ согласуются с помощью дублетов квадрупольных линз с аксептансом нашей 90°-ной двухмагнитной ПАС (см. раздел 1.2) с добавлением к ПАС остатка (по ходу течения пучка) нашей СТФА. В случаях внутренних конвертеров КМ1 и КМ2 для такого согласования используются

два дублета, состоящие из линз (попарно) L_3-L_4 и L_5-L_6 , для внешних же конвертеров КМ3 и КМ4 для этих целей используются соответственно два дублета L_3-L_4 и L_5-L_6 или один дублет L_5-L_6 (см. рис. 1). При этом на внешние конвертеры КМ3 и КМ4 пучок e^- , вышедший из ЛУЭ, фокусируется с помощью соответственно дублетов линз L_1-L_2 или L_3-L_4 .

Для всех конвертеров КМ1÷КМ4 и разных условий (полной энергии E^- , среднего тока Γ и поперечных размеров падающего на конвертер пучка e^- , а при доускорении e^+ (если оно имело место) еще и особенностей запитки секций доускорителя (фаз СВЧ-волн и уровней вводимой СВЧ-мощности)) неоднократно измерялись как спектры e^+ на выходе участка «45°» нашей СТФА, так и (на участке «90°» этой же СТФА) конечные средние токи $(\Gamma^+)_k$ пучков e^+ , выделенных по эмиттансу, конечной энергии $(E^+)_k$ и ее абсолютному разбросу $(\Delta E^+)_k$ (сформированных в согласии с требованиями методики получения квазимонохроматических аннигиляционных фотонов). Такая работа проводилась и во всех предварительных вариантах нашей системы получения пучков e^+ по мере развития ЛУЭ и самой системы (см., например, [138]).

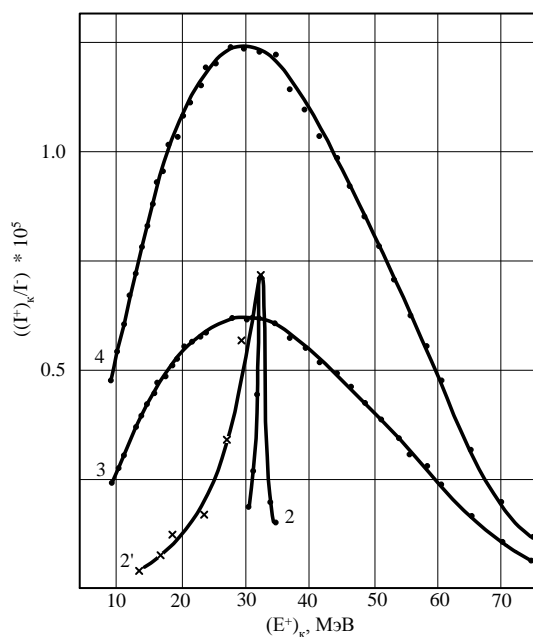


Рис. 21 Зависимости полных коэффициентов конверсии $e^- \rightarrow e^+$ от $(E^+)_k$ для e^+ , полученных на ЛУЭ-100 в конце участка «90°» нашей СТФА при $\Delta(E^+)_k / (E^+)_k = \pm 1\%$ для различных конвертеров. Номер кривой соответствует номеру конвертера (см. рис. 1), точки кривой 2' – максимумы кривых типа 2, полученным для различных значений ускоряющего поля в третьей (доускоряющей e^+) секции ЛУЭ-100.

В варианте нашей системы, на котором мы остановились, для конвертеров КМ2÷КМ4 и для выделяемого СТФА относительного разброса конечных e^+ энергий $\delta(E^+)_k = \Delta(E^+)_k / (E^+)_k = \pm 1\%$ пример измерений вышеуказанных средних токов $(\Gamma^+)_k$, взятых в виде отношений каждый раз к своему значению среднего тока падающего на конвертер e^- пучка Γ , т.е. результирующих полных коэффициентов конверсии, в зависимости от $(E^+)_k$ приведен на рис. 21 (см. [66,79,80]). Измерения были проведены при режимах запитки основных ускоряющих секций ЛУЭ-100 СВЧ мощностью, близкой к максимально достижимой на этом ЛУЭ (в этих измерениях для

внешних конвертеров $E^- \approx 83$ МэВ). Номер на каждой кривой на рис. 21 соответствует номеру конвертера. Анализ поведения кривых на рис. 21 проведем отдельно для внешних конвертеров КМ3 и КМ4 и для внутриускорительного конвертера КМ2. Для внешних конвертеров КМ3 и КМ4 зависимость $(\Gamma^+)_k$ от $(E^+)_k$ задается энергетической зависимостью подробно рассмотренного разделе 2.1 дифференциального коэффициента конверсии $K\{E^+, E^-, \theta^+ = \theta^- = 0, Z, T, \rho\}$, т.е.: $(\Gamma^+)_k\{(E^+)_k\} = K\{E^+ = (E^+)_k, E^-, \theta^+ = \theta^- = 0, Z, T, \rho\} \cdot \Gamma \cdot \Delta\Omega^+ \cdot (E^+)_k \cdot \delta(E^+)_k$, где $\Delta\Omega^+$ – телесный угол вылета e^+ из конвертера, когда они в имеющихся условиях могут попасть на участок “90°” нашей СТФА. Отсюда понятно, что форма кривых $(\Gamma^+)_k\{(E^+)_k\}$ при одном и том же пучке e^- на выходе ЛУЭ одинакова для всех внешних конвертеров. Отметим, что, как видно из рис. 21, распределение $(\Gamma^+)_k\{(E^+)_k\}$ очень широкое: полная его ширина на половине высоты ≈ 45 МэВ (от $(E^+)_k \approx 11$ МэВ до $(E^+)_k \approx 56$ МэВ), т.е. практически во всем диапазоне энергий, наиболее интересном для исследований ГР в атомных ядрах, при этом имеются близкие e^+ . На абсолютную величину средних токов e^+ на участке “90°” нашей СТФА $(\Gamma^+)_k$ при работе с конвертерами КМ3 и КМ4, при заданных величинах $(E^+)_k$ и $\delta(E^+)_k$ и при постоянном уровне СВЧ-мощности в секциях ЛУЭ влияют два фактора: усваиваемый телесный угол $\Delta\Omega^+$ и зависящая от E^- величина произведения $K\{E^+ = (E^+)_k, E^-, \theta^+ = \theta^- = 0, Z, T, \rho\} \cdot \Gamma$. Проанализируем эти факторы.

Требуемый для фотоядерных экспериментов узкий по энергии пучок фотонов от аннигиляции e^+ на лету можно получать при надлежащем выделении углов испускания аннигиляционных фотонов по отношению к направлению движения e^+ перед его аннигиляцией (см. раздел 3.2). В то же время условия фотоядерных экспериментов с такими аннигиляционными фотонами с учетом используемых при этом методик детектирования продуктов исследуемых фотоядерных реакций накладывают свои ограничения на приемлемые расстояния между аннигиляционной и фотоядерной мишенями и допустимые размеры фотоядерных мишеней, что совместно с только что высказанным требованием углового выделения ограничивает и поперечные размеры пучка e^+ на аннигиляционной мишени, а, значит, и окончательный поперечный эмиттанс пучка e^+ перед аннигиляционной мишенью. Отсюда следует такое же по полному объему ограничение и на эмиттанс пучка e^+ на выходе из любого внешнего конвертера. Так как минимальные поперечные размеры пучка e^+ на выходе из конвертера ограничиваются физическими процессами, определяющими генерацию e^+ в конвертере, а также минимально допустимыми размерами e^- пучка на конвертере (см. подраздел 2.1.1), то возникает ограничение и на максимально пригодный телесный угол e^+ с любым внешним конвертером. Немаловажно и ограничение на углы e^+ в дисперсной плоскости используемой СТФА (как это имеет место у нас) или же на поперечные размеры пучка e^+ в этой же плоскости (при использовании другого типа фо-

кусировки на определяющей разброс по энергии щели ПАС, см. раздел 1.2). Выделение нужного поперечного эмиттанса и телесного угла $\Delta\Omega^+$ испускания пучка e^+ из внешнего конвертера осуществляется с помощью СТФА, тип элементов которой, их расстановка, режим их работы и наличные в них апертуры вместе задают аксептанс этой системы, который собою и осуществляет требуемое выделение. Заметим, что, когда СТФА и ее элементы уже выбраны и установлены, то режим элементов, входящей в нее ПАС задается налагаемыми на ПАС достаточно сложными функциональными требованиями и может считаться фиксированным, это же, по крайней мере, в случае заполнения пучком всей области аксептанса собственно ПАС, относится и к оставшейся части СТФА (после ПАС по течению пучка). Элементы СТФА между выходом конвертера и входом первого поворотного магнита M_1 , входящего в ПАС, могут считаться согласующими эмиттанс пучка e^+ из конвертера и фиксированный аксептанс оставшейся части СТФА (что уже и имелось в виду выше). Поэтому при идентичности внешних конвертеров и параметров пучка e^- , падающего на них, при идеальном выполнении только что указанного согласования со всеми внешними конвертерами на аннигиляционной мишени должен получаться одинаковый и максимально достижимый в этих условиях $(I^+)_k$. Если же последнее не выполняется, как это, к сожалению, имело место у нас для конвертеров КМ3 и КМ4 (см. кривые 3 и 4 на рис. 21, из сопоставления которых видно, что $(I^+)_k$ для КМ3 в ~ 2 раза меньше, чем для КМ4), то это указывает на явную недостаточность осуществленного для мишени КМ3 упомянутого согласования и наличие поэтому существенного резерва (что соответствует также проведенным позже e^- -оптическим оценкам достигнутого уровня величины $\Delta\Omega^+$). Забегая вперед, укажем, что значимость только что высказанных соображений усиливается тем, что использование конвертера КМ3 вместо КМ4 позволяет достигать на ЛУЭ-100 существенно лучшие соотношения эффект/фон для фотоядерных экспериментов с использованием квази-монохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету.

Что касается второго определяющего $(I^+)_k$ фактора $K\{E^+=(E^+)_k, E^-, \theta^+=\theta^-=0, Z, T, \rho\} \cdot \Gamma$, то его поведение, как функции E^- при указанных выше фиксированных условиях, определяется совместным влиянием нагрузочных характеристик секций ЛУЭ (линейный спад E^- с ростом Γ , связанным с ростом импульсного тока пучка e^- , см. об этом в подразделе 1.1) и зависимости $K\{E^+=(E^+)_k, E^-, \theta^+=\theta^-=0, Z, T, \rho\}$ от E^- при $E^- \geq 50$ МэВ (линейный рост с ростом E^- , см. об этом в разделе 2.1). Понятно, что при этом кривая $K\{E^+=(E^+)_k, E^-, \theta^+=\theta^-=0, Z, T, \rho\} \cdot \Gamma$ в зависимости от E^- есть парабола, вершина которой является максимумом этой кривой. Поэтому для достижения в этих условиях максимальных токов $(I^+)_k$ следовало бы устанавливать Γ на значение, соответствующее вершине этой параболы. Однако в рассмотрении не учтено проявление эффекта укорочения импульса тока и предваряющего его увеличения эмиттанса пучка e^- в ЛУЭ при

росте полного заряда e^- в импульсе пучка ЛУЭ (а, значит, в наших условиях и Γ) до некоторых критических величин, которые для ЛУЭ-100 значительно ниже значений, соответствующих вершине такой параболы. Поэтому оптимизация нашей системы получения прецизионных пучков e^+ в этом смысле сводится к простому рецепту: работать на максимальных токах Γ , при которых еще не происходит существенный рост эмиттанса пучка e^- . Как уже указывалось в разделах 1.1 и 1.3, такой максимальный ток на ЛУЭ-100 составлял $\Gamma \approx (15 \div 17)$ мкА.

Для внутриускорительных конвертеров, кроме эффектов, упомянутых в только что проведенном рассмотрении, анализ усложняется эффектами, связанными с динамикой доускорения пучка e^+ . Исследования этих последних эффектов для конвертера КМ2 нашей системы получения e^+ были проведены нами в [147], и расчетная часть результатов этой работы описана в подразделе 2.2.2, здесь же проведем сопоставление этих расчетов с нашими же соответствующими экспериментальными результатами. Для: конвертера КМ2; разрешения по энергии $\delta(E^+)_{\text{к}} = \pm 1\%$; близких к максимальным уровням СВЧ-мощности, вводимой в основные секции ЛУЭ-100; оптимального сфазирования этих секций между собой (т.е. при $\Delta\varphi_{\text{н опт}}$, см. подраздел 2) – измеренные отношения $(I^+)_{\text{к}}$ к Γ в зависимости от $(E^+)_{\text{к}}$ показаны на рис. 21 (кривая 2). Кривая 2 на рис. 21 имеет колоколообразный вид с максимумом $(I^+)_{\text{к макс}}/\Gamma$ при $(E^+)_{\text{к}} = (E^+)_{\text{к макс}} \approx 33$ МэВ, и имеет полную относительную ширину на половине высоты $\approx 8\%$. Для работы в достаточно широком диапазоне e^+ энергий надо не только перестраивать СТФА, но и аналогично работе с e^- перестраивать ЛУЭ (в данном случае его последнюю секцию, доускоряющую e^+). Точки на кривой 2' на рис. 21 соответствуют максимумам $(I^+)_{\text{к}}\{(E^+)_{\text{к}}\}$ при различных доускорениях e^+ , т.е. максимумам кривых типа кривой 2 на рис. 21 при различных значениях амплитуды ускоряющего поля E_0 в последней секции ЛУЭ-100 и при оптимальных (и каждый раз своих!) сдвигах фаз этой секции (а, значит, также каждый раз при своих значениях $(E^+)_{\text{к макс}}$). Форма кривой 2 на рис. 21 хорошо согласуется с расчетной зависимостью из работы [147] (см. рис. 17, где надо сопоставить друг с другом уже в соответствии с обозначениями этого последнего по упоминанию рисунка расчетную кривую 1 и экспериментальную кривую 2, заметим при этом, что в данном случае и расчетные, и экспериментальные данные соответствуют значению $\delta(E^+)_{\text{к}} = \pm 0,5\%$ и что небольшой сдвиг этих кривых по отношению друг к другу по энергии $(E^+)_{\text{к}}$ объясняется небольшими различиями в эксперименте и расчете амплитуды ускоряющего поля E_0 в последней секции ЛУЭ-100). Абсолютный измеренный $(I^+)_{\text{к макс}}$ для кривой 2 из рис. 21 также хорошо согласуется со значением из расчетов [147]. Еще одно подтверждение адекватности модели в расчетах [147] – согласие между измеренной и расчетной зависимостями отношений $(I^+)_{\text{к макс}}\{\Delta\varphi_{\text{н}}\}/(I^+)_{\text{к макс}}\{\Delta\varphi_{\text{н}}=\Delta\varphi_{\text{н опт}}\}$ от $\Delta\varphi_{\text{н}}$ на рис. 18. Измеренная зависимость $(I^+)_{\text{к макс}}\{(E^+)_{\text{к макс}}\}$, полученная при различных по амплитуде E_0 , но всякий раз оп-

тимально сфазированных ускоряющих e^+ полях в последней секции ЛУЭ-100, отраженная кривой 2' на рис. 21, также удовлетворительно объясняется в расчете с учетом того, что на нашей системе получения e^+ для экспериментов в области ГР с квазимонохроматическими аннигиляционными фотонами эмиттанс пучка e^+ из доускорителя не помещается внутри акцептанса системы, т.е. по обозначениям из подраздела 2.2.2 здесь $V_3 > V_a$ (см. кривые 3 и 4 на рис. 19).

Их анализа спектров по энергии конечных e^+ , получаемых с внешними (и несколько в меньшей степени с внутренними) конвертерами следует, что при работе на ЛУЭ с e^+ можно в значительной мере “выбирать” возможные нестабильности энергии и ее разброс у ускоренного в ЛУЭ пучка e^- . В то же время сопоставление конечных токов e^+ , получаемых на нашей системе на ЛУЭ-100, с одной стороны, с внешними конвертерами КМ3 и КМ4, а, с другой стороны, с внутренним конвертером КМ2, показывает, что почти во всем диапазоне e^+ энергий $6 \text{ МэВ} \leq (E^+)_k \leq 30 \text{ МэВ}$, наиболее интересном при исследованиях ГР в атомных ядрах с помощью квазимонохроматических аннигиляционных фотонов (см. главу 4), достигаемые с конвертером КМ2 значения $(I^+)_k$ существенно меньше, да еще при этом значительно ухудшается оперативность перестройки $(E^+)_k$. Поэтому, хотя фон при работе с конвертером КМ2 значительно меньше, чем с конвертером КМ3 (и, тем более, с конвертером КМ4), для большинства задач с получением квазимонохроматических аннигиляционных фотонов работать с конвертером КМ2 есть смысл только при сравнительно больших конечных e^+ энергиях ($(E^+)_k \geq \sim 30 \text{ МэВ}$), когда токи $(I^+)_k$ достигают, по крайней мере, их же уровня при работе с конвертером КМ3. Ситуация усугубляется в еще большей степени для конвертера КМ1. Хотя это самый низкофоновый конвертер, но конечные токи e^+ , получаемые с ним, в ~ 6 раз меньше, чем с конвертером КМ2 при одинаковых $(E^+)_k$. Основная доля этого уменьшения $(I^+)_k$ связана с уменьшением $K\{E^+, E^-, \theta^+ = \theta^- = 0, Z, T, \rho\}$ при уменьшении e^- энергии от $E^- \approx 60 \text{ МэВ}$ до $E^- \approx 30 \text{ МэВ}$ (см. подраздел 2.1.2), а оставшаяся часть связана с увеличением промежутка без фокусировки (за счет добавления длины третьей основной секции ЛУЭ-100, незаполненной СВЧ-мощностью). Поэтому работать с конвертером КМ1 есть смысл только при $(E^+)_k \sim 60 \text{ МэВ}$, что, видимо, относится либо к работам с самими e^+ , либо к работам и с e^+ , и с квазимонохроматическими аннигиляционными фотонами, в которых требуются особо низкофоновые условия и допускается или даже нужна пониженная интенсивность (см. наши работы [149-154] и подраздел 2.4.2).

В рамках анализа полученных нами на ЛУЭ-100 результатов обсудим здесь более подробно конкуренцию двух методов получения пучков e^+ с малыми поперечным эмиттансом и разбросом по энергии (с доускорением e^+ и без него), хотя выше отдельные аспекты этой конкуренции и связанных с ней вопросов уже нашли некоторое освещение. Согласно сложившимся

у научной общественности представлениям метод с доускорением e^+ в подходящим образом оборудованной мощными фокусирующими и согласующими магнитными устройствами части ЛУЭ (см. о последних в Приложении 2) значительно более эффективен, чем метод выделения нужных e^+ из полного их потока, вылетающего из конвертера, установленного на выходе этого же ЛУЭ. Причем авторами работ по этому вопросу обычно подчеркивалось, что устройства фокусировки и согласования при доускорении e^+ весьма существенны, а потому обязательны для эффективного доускорителя. Исходя именно из этих представлений, мы при создании на нашем ЛУЭ системы получения пучков e^+ и предпринимали неоднократные, но, к сожалению, безуспешные попытки по сооружению на доускоряющих частях ЛУЭ устройств, фокусирующих и согласующих e^+ . Когда же стало понятно, что от сооружения таких фокусирующих и согласующих устройств приходится отказаться, то начальной целью установки внутриускорительных конвертеров на ЛУЭ-100 было только исследование динамики доускорения e^+ , а для практического использования получаемых на ЛУЭ-100 e^+ в исследованиях фотоядерных реакций под действием квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету предусматривались только e^+ из внешних для ЛУЭ конвертеров. Поэтому заключения о малой эффективности получения у нас e^+ с использованием внутриускорительных конвертеров не выглядят удивительными, и можно было бы, в согласии с теми же представлениями, считать, что при установке упомянутых устройств фокусировки и согласования, положение должно поменяться на противоположное. Однако по мере роста понимания задач получения интенсивных пучков ультрарелятивистских e^+ с малыми поперечным эмиттансом и разбросом по энергии, благодаря анализу как собственных результатов, так и мировых данных, пришлось сделать вывод, что вопрос не является столь определенным, как кажется (причем это относится, по крайней мере, к тем случаям, когда энергия e^- , ускоренных на полном ЛУЭ, скажем, $\leq \sim 100$ МэВ и при этом интересующие $(E^+)_k \sim (6 \div 30)$ МэВ, а сами такие e^+ применяются для получения квазимонохроматических аннигиляционных фотонов, используемых для исследований ГР с относительно высоким разрешением по энергии).

Соотношение эффективностей генерации e^+ на одном и том же ЛУЭ с и без доускорения e^+ определяется рядом факторов: 1) поведение $K\{E^+, E^-, \theta^+ = \theta^- = 0, Z, T, \rho\}$ в зависимости от E^+ и E^- (см. подраздел 2.1.2 и рис. 12÷14); 2) уменьшение углов расходимости e^+ при их доускорении (так, при ускорении e^+ в поле только с продольной компонентой $E(z) \equiv E_0$ имеем $[(\theta^+)_k / (\theta^+)_n] \approx [(p^+)_n / (p^+)_k]$, где $(\theta^+)_n$, $(p^+)_n$, и $(\theta^+)_k$, $(p^+)_k$ – углы вылета и импульсы e^+ при его вылете из соответственно межсекционного конвертера и доускорителя); 3) особенности динамики e^+ при их доускорении, выражающиеся, в частности, в “фазовом скольжении” e^+ в начале доускорителя и при этом у e^+ есть некоторый добавочный разброс их конечных энергий, связанный как с фа-

зовым разбросом e^- , падающих на конвертер, так и с различиями “фазового скольжения” для разных начальных энергий e^+ ; 4) соотношение эмиттанса пучка e^+ из доускорителя, и аксептанса СТФА, обеспечивающей требования проводимых с этими e^+ физических экспериментов.

Все эти факторы были учтены нами (как указано в этом разделе и в подраздел 2.2.2) при рассмотрении генерации e^+ с их доускорением и без него на ЛУЭ-100 при отсутствии магнитных полей перед и на доускорителе e^+ . В этом случае доускоритель как бы “сам выбирает себе” ту долю вылетающих из межсекционного конвертера e^+ , которые: имеют определенные начальные полную энергию $(E^+)_н$ с ее разбросом $\Delta(E^+)_н$ и телесный угол вылета $\Delta(\Omega^+)_н$ (а с учетом заданных размеров пучка e^- на входе в конвертер, то и некоторый эмиттанс на выходе из конвертера); дают основной вклад в выделяемые с помощью СТФА, имеющей требуемый аксептанс V_a , конечные e^+ с полной энергией $(E^+)_к$ и с относительным ее разбросом $\Delta(E^+)_к/(E^+)_к$.

На ЛУЭ, имеющих устройства фокусировки и согласования e^+ на доускорителе, кроме увеличения поперечного аксептанса последнего, появляются и некоторые другие важные черты. Во-первых, в фокусирующих [130,163] и согласующих [130] магнитных устройствах доускорителя возникают добавочные и фазовые разбросы, и размытия доускоренного пучка e^+ по энергии, что может ограничивать ожидаемую эффективность таких магнитных устройств в случаях, когда требуются конечные пучки e^+ с узким спектром по энергии. Во-вторых, так как наиболее доступные и широко используемые согласующие магнитные устройства для доускорителей являются “узкополосными” (см. Приложение 2), при их использовании возникает необходимость брать с конвертера e^+ несколько больших начальных полных энергий, чем без этих магнитных устройств, что, конечно, также уменьшает эффективность этих устройств. В-третьих, в случаях, когда требуются конечные пучки e^+ с поперечным эмиттансом, меньшим эмиттанса e^+ пучка, выходящего из доускорителя, не имеющего указанные устройства для увеличения аксептанса доускорителя, то такие устройства оказываются бессмысленными.

Таким образом, для ЛУЭ с энергией ускоренных $e^- E^- \leq \sim 100$ МэВ есть основания считать, что при условиях, связанных с получением прецизионных пучков e^+ с малыми поперечным эмиттансом и разбросом по энергии, могут быть существенные ограничения эффективности доускорения e^+ (по крайней мере, при $(E^+)_к \sim (6 \div 30)$ МэВ). Эти ограничения могут проявляться для токов $(I^+)_к$, достигаемых на одном и том же ЛУЭ и при одной и той же $(E^+)_к$, кроме того, из-за них может увеличиваться крутизна спада $(I^+)_к$ при уменьшении $(E^+)_к$, скажем, от 30 МэВ до 10 МэВ. К сожалению, прямые экспериментальные сопоставления обоих методов генерации e^+ на одном и том же ЛУЭ с фокусирующими и согласующими магнитными устройствами на доускорителе e^+ , насколько известно, отсутствуют. В то же время неполнота приводимой в публикациях информации о генерации e^+ на ЛУЭ с их доускорением затрудняет проведение и

косвенных сопоставлений эффективностей обоих методов генерации e^+ (конечно, с необходимыми пересчетами) для получения подтверждений сделанных в настоящем абзаце заключений. Но некоторые экспериментальные указания все же можно привести. В качестве не очень строгого указания можно считать то, что объёмы экспериментальных данных о сечениях фотонейтронных реакций на различных изотопах атомных ядер [21,22], собранные с использованием квазимонохроматических фотонов от аннигиляции на лету e^+ с $(E^+)_k \sim (8\div 30)$ МэВ, полученных и с доускорением e^+ , и без него, примерно равны друг другу, что косвенно указывает на сопоставимые эффективности обоих способов генерации пучков e^+ для этих целей. Более строгое указание следует из зависимостей $(I^+)_k = f\{(E^+)_k\}$ на рис. 22. На рис. 22: кривая 1 – из [164] (Saclay, без доускорения e^+); кривая 2 – из [146] (Giessen, с доускорением e^+ в погруженной в соленоид секции при наличии перед ней ступенчатого магнитного согласователя). Надо отметить: а) ЛУЭ в Saclay и Giessen – ускорители с близкими параметрами (e^- энергии, получаемые на полном ускорителе $E^- \sim 70$ МэВ; средние токи пучков ускоренных e^- $I^- \sim 100$ мкА); б) кривые 1 и 2 на рис. 22 взяты нами для одинаковых значений $\Delta(E^+)_k/(E^+)_k = 1\%$; в) в обоих случаях из пучков полученных e^+ выделяются с помощью практически одинаковых СТФА части с малыми и близкими поперечными эмиттансами и углами расходимости. Из рис. 22 видно, что при $(E^+)_k \cong 27$ МэВ значения $(I^+)_k$ на кривых 1 и 2 совпадают, но спад $(I^+)_k$ при уменьшении $(E^+)_k$ на кривой 2 намного круче, чем на кривой 1. Из этого следует, что при таких условиях генерация e^+ без их доускорения даже более эффективна, чем с их доускорением. Последнее в полной мере относится и к нашей системе получения e^+ на ЛУЭ-100, так что сожаления, связанные с отсутствием у нас на доускорителе e^+ фокусирующих и согласующих e^+ магнитных устройств, можно для основного у нас типа работ с e^+ снять.

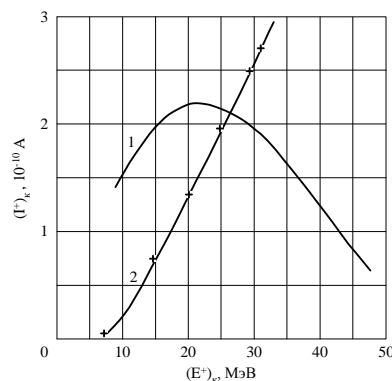


Рис. 22. Сопоставление зависимостей токов $(I^+)_k$ от $(E^+)_k$ для e^+ , получаемых на близких по параметрам ЛУЭ при $\Delta(E^+)_k/(E^+)_k = 1\%$ и близких выделяемых эмиттансах этих пучков. Кривая 1 – результаты, полученные в Saclay без доускорения e^+ от внешнего конвертера; кривая 2 – результаты, полученные в Giessen с доускорением e^+ от межсекционного конвертера.

Хотя практически на всех ЛУЭ (включая и ЛУЭ-100), на которых генерировались e^+ , основной тип работы с прецизионными пучками e^+ – работа с e^+ пучками с максимально дости-

жимой интенсивностью и с малыми поперечным эмиттансом и разбросом по энергии, но интересны и иные типы прецизионных пучков e^+ , и в дополнение укажем, по крайней мере, еще на два типа таких пучков e^+ , но уже со специально ослабленной интенсивностью, которые были реализованы у нас и успешно применялись для калибровки различных детекторов частиц.

Как мы подчеркивали в [149], во многих случаях калибровка детекторов ультрарелятивистских заряженных частиц может успешно и исчерпывающе проводиться на пучках или только e^- , или только e^+ (хотя можно указать, по крайней мере, один класс детекторов для исследований зарядового состава потоков e^- и e^+ в верхних слоях атмосферы, для калибровки которых требуются пучки и e^- , и e^+), однако использование именно пучков e^+ значительно облегчает задачу получения низкофонных пучков с высоким и стабильным ослаблением потоков при выполнении высоких требований и к некоторым другим параметрам пучков.

Первым из освоенных нами типов прецизионных калибровочных пучков e^+ явились пучки со сравнительно однородной плотностью потока при наличии возможности фиксирования в достаточно широком диапазоне n – здесь поверхностной плотности частиц, прошедших через исследуемый детектор частиц. Такие пучки e^+ использовались нами для неоднократных измерений кривой почернения используемых в исследованиях космических лучей рентгеновских пленок и чувствительности релятивистских ядерных эмульсий (см. [144] и подраздел 2.4.1). Для этого были необходимы экспозиции указанных фотоматериалов, создающие значения n в диапазоне от $\sim 0,01$ до нескольких частиц на квадратный микрон. При выбранном времени минимальной экспозиции (~ 10 сек), позволяющем пренебречь эффектами, связанными с включениями-выключениями пучка (осуществляемыми с помощью либо отклонения пучка безжелезными катушками коррекции, либо изменения задержки импульса модулятора пушки), требовалось ослабление плотности потока частиц по сравнению с имеющейся в номинальном первичном пучке e^- ЛУЭ-100 (см. разделы 1.1 и 1.3) до $\sim 10^9$ раз. Для этого мы использовали пучки e^+ , генерируемые в конвертере КМ2 перед последней секцией ускорителя. Необходимые добавочные формирование и ослабление пучка осуществлялись с помощью как рассеивающих фольг и коллиматоров ниже по течению пучка в узлах конвертеров КМ3 и/или КМ4, а также коллиматоров на участке « 90° » нашей СТФА и до выходной фольги, и после нее уже на воздухе перед исследуемыми фотоматериалами, так и специальной настройкой элементов этой СТФА, такой что на ее участке « 90° » образовывался пучок e^+ , имеющий в поперечном сечении плотность потока, достаточно близкую к однородной. Измерения проводились при полной e^+ энергии ~ 30 МэВ. Контроль за дозой облучения осуществлялся с помощью как воздушных тонкостенных ионизационных камер (ИК) для e^+ , так и пролетного тороидального магнитно-индукционного датчика (ИД), размещенного в пучке e^- перед конвертером КМ2, в котором в данном случае генерируются e^+ . Кроме того, при малых дозах проводилось и облучение

“сэндвичей” из рентгеновских пленок и релятивистских ядерных эмульсий, что позволило путем счета плотности треков в последних и фотометрирования первых (для которых в этих условиях можно считать, что величина их оптического потемнения D линейно зависит от n) осуществить и независимые абсолютные мониторинги распределения пучка в его поперечном сечении (распределения величины n по пучковому “пятну”), а также мониторинг величины полной дозы облучения (т.е. в данном случае полного заряда прошедших e^+). Мониторинг пучка e^+ с помощью всех этих методов дает хорошо согласующиеся друг с другом данные, что дополнительно подтвердило корректность работы наших мониторов e^+ .

Второй из освоенных нами типов прецизионных калибровочных пучков e^+ – пучки “одиночных” e^+ , которые использовались нами для калибровки различных детекторов и спектрометров частиц (см. [149-154] и подраздел 2.4.2). Под пучками “одиночных” e^+ здесь подразумеваются пучки такой интенсивности, при которой можно пренебречь эффектами наложения импульсов в калибруемых на них детекторах и спектрометрах с учетом временного разрешения этих исследуемых приборов, что в конкретных условиях ЛУЭ-100 (см. разделы 1.1 и 1.3) означает ослабление интенсивности пучка по сравнению с номинальной в первичном e^- пучке в $(10^{12} \div 10^{14})$ раз. В этих случаях мы использовали пучки e^+ , генерируемые после первой основной секции ЛУЭ в конвертере КМ1, дающем самый малый ток пучка e^+ , но с наилучшим соотношением эффект/фон). При этом энергия e^+ , доускоряемых в зависимости от задачи еще в одной или двух основных секциях ЛУЭ, могла меняться в диапазоне $\sim(10 \div 70)$ МэВ. Процедура получения требуемого ослабленного пучка e^+ напоминала описанную в предыдущем абзаце, однако из-за того, что здесь необходимый коэффициент ослабления еще на 3-5 порядков выше, понадобились существенные добавочные меры для решения этой задачи. В эти меры входят: сдвиг импульса модулятора e^- пушки относительно импульсов ускоряющего поля в секциях ЛУЭ; уменьшение тока накала и высокого напряжения e^- пушки; введение в первичный пучок e^- коллиматора после инжекционной секции ЛУЭ; уменьшение ширины анализирующей щели СТФА; введение в пучок e^+ некоторых добавочных коллиматоров и рассеивающих фольг, и в частности, сооружение на участке «90°» СТФА после выходной фольги и стоящей сразу за ней ИК на расстоянии по пучку ~ 5 м от них защитной Рb стены с центральным коллиматором $\varnothing 15$ мм перед исследуемым детектором. Перечисленных мер оказывается вполне достаточно для получения требуемой “одночастичной” интенсивности. Достижимый при этом у нас уровень фона позволил даже для детекторов, имеющих сравнительно большие размеры (например, плексигласовый черенковский детектор $30 \times 30 \times 5$ см³), работать без добавочной защиты детектора. Ослабление пучка e^+ от выходной фольги участка «90°» СТФА до места размещения исследуемого детектора удается при повышенной интенсивности e^+ измерять по показаниям трех ионизационных камер: ИК1 – сразу после этой выходной фольги, ИК2 – сразу

перед упомянутой Pb стеной и ИКЗ – сразу после нее. При требуемой низкой интенсивности пучка e^+ ее величину удастся оценивать по показаниям ИК1. Оцениваемые так интенсивности пучков e^+ на исследуемых детекторах находятся в хорошем согласии с измерениями с помощью телескопов тонких (dE/dx) -счетчиков (сцинтилляционных или полупроводниковых), что является еще одним доказательством корректности работы применяемых нами ионизационных камер – основных мониторов слабых токов пучков e^- и e^+ на созданной на ЛУЭ-100 системе получения прецизионных пучков e^+ и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов. Описанный метод получения “одночастичного” пучка дает существенно лучшие стабильность интенсивности и оперативность настройки пучка, чем предложенный ранее метод с ослаблением первичного пучка e^- ЛУЭ [167], так как в нем ЛУЭ работает с пучками относительно большой интенсивности, для которых легче обеспечить нужную стабильность, простую и быструю настройку и корректное мониторинговое, и этой стабильности помогают широкие распределения по углам и энергии у e^+ на выходе из конвертера.

Созданная нами на ЛУЭ-100 система получения прецизионных пучков ультрарелятивистских e^+ позволяет выделять пучки e^+ с параметрами, могущими принимать значения в диапазонах, приведенных в табл. 2. Указанный в табл. 2 относительно невысокий достигнутый максимальный средний ток e^+ с требуемыми малыми разбросом по энергии и поперечным эмиттансом объясняется сравнительно низким средним током e^- пучка Γ на ЛУЭ-100. Что же касается достигнутой у нас эффективности получения e^+ , характеризуемой, в частности, полными коэффициентами конверсии ($e^- \rightarrow e^+$), то уровни последних у нас не уступают тому, что достигнуто на лучших мировых установках такого типа (см., например, рис. 22 и пояснения к нему). Серьезным фактором, работающим в сторону улучшения относительного места ЛУЭ-100 по возможностям генерации на нем e^+ , являются ограничения на плотность среднего тока пучка e^- по поперечному сечению при его падении на конвертер, о которых говорится в Приложении 2. В качестве подтверждения этого утверждения укажем, что на ЛУЭ на 600 МэВ в Сакле, достижимый средний ток пучка e^- на котором составлял, по крайней мере, $\Gamma \approx 1$ мА, при генерации e^+ в так называемом “зале низких энергий” [46] использовался только средний ток пучка e^- на конвертере $\Gamma \approx 50$ мкА, что определялось именно требованиями обеспечения долговременных и надежных теплосъема с конвертера и радиационной стойкости окружающего конвертер оборудования [164]. Сравнивая этот уровень Γ с достигнутым у нас максимумом этой величины ~ 17 мкА, можно считать положение значительно более сопоставимым, тем более что, как показали пучковые эксперименты в Харькове [168], о чем уже упоминалось выше в разделе 1.1, при установке на ускорителе всех ускоряющих секций с разрезанными диафрагмами (а не только такой первой ускоряющей секции, как это уже было сделано для ЛУЭ-100), а также некоторых других мер Γ и на ЛУЭ-100 мог стать близким к ~ 50 мкА.

Таблица 2. Диапазоны значений параметров пучков e^+ на ЛУЭ-100 на выходе участка «90°» нашей СТФА

$(E^+)_{к,}$ МэВ	$\Delta(E^+)_{к}/(E^+)_{к,}$ %	$(\Gamma^+)_{к,}$ $e^+/\text{сек}$	$\varnothing_{\text{пучка,}}$ мм
6÷70	1÷2	1÷10 ⁹	3÷50

Многие составляющие описанной методики получения прецизионных пучков e^+ на импульсных ЛУЭ на бегущей волне (на примере нашего ЛУЭ-100)) и особенно их мониторинга, включая сами мониторы, пригодны и на иных импульсных резонансных ускорителях e^- (например, на вышеупомянутых в этом подразделе импульсных ЛУЭ на стоячей волне и на разрезных микротронах, в частности, на микротроне РАМ-55 ФИАН – НИИЯФ МГУ [100]).

2.4. Калибровка детекторов частиц

Хотя основное направление настоящей работы связано с исследованиями мультипольных ГР на пучках частиц, получаемых на импульсных резонансных ускорителях e^- (при изучении прямых реакций с реальными и виртуальными фотонами), а также на ускорителях заряженных адронов (при изучении обратных реакций), но у пучков частиц, получаемых на этих ускорителях, имеются и иные не связанные прямо с исследованиями ГР существенные возможности. Проработка некоторых из таких возможных исследований на ЛУЭ-100 описывается в подразделах 2.4.1 и 2.4.2, посвященных калибровкам на пучках e^+ детекторов частиц различных типов, используемых в ядернофизических экспериментах (в том числе и в наших собственных). Проведение этих исследований оказалось возможным, благодаря созданию на ЛУЭ-100 обладающей большими возможностями системы получения прецизионных пучков e^+ .

2.4.1. Исследования рентгеновских эмульсий

Нами проведён в [116,144] цикл измерений кривой почернения (зависимость $D=D_{\infty}(1-e^{-ns})$) от n , где D и D_{∞} – оптическое потемнение при конечных значениях n и при насыщении соответственно, n – плотность облучения (число прошедших частиц на единицу площади, здесь n в мкм^{-2}), s – параметр кривой в мкм^2) рентгеновских плёнок РТ-6М (Шоткинский химзавод) для рентгено-эмульсионных камер (слои Рb и рентгеновской плёнки), используемых для регистрации e^- , e^+ , γ -квантов и адронов космического излучения с энергиями до 10^{12} эВ и более.

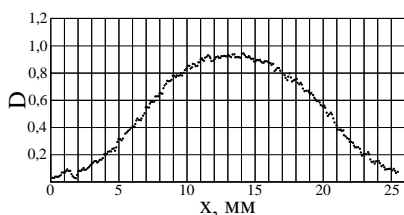


Рис. 23. Профиль пятна на рентгеновской плёнке при облучении пучком e^+ .

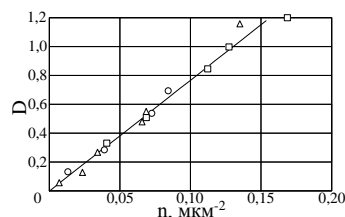


Рис. 24. Кривая почернения. Три серии измерений для области малых плотностей облучения.

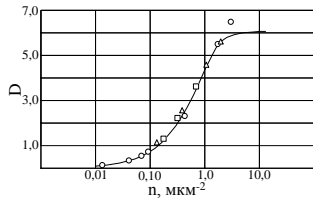
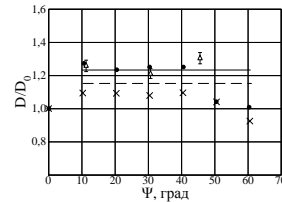


Рис. 25. Полная кривая почернения.

Рис. 26. D и D_0 – потемнения в плёнках, стоящих под углами ψ и нормально к пучку соответственно. Кружки, треугольники и сплошная линия – $D_0 \approx 0,8$; крестики и штриховая линия – $D_0 \approx 3$.

Измерения проводились на специально сформированных пучках e^+ (e^-) (см. разделы 2.3 (1.3)), при энергиях частиц $\approx (30$ и $60)$ МэВ, а ослабления плотности пучка по сравнению с номинальной для e^- на ЛУЭ-100 доходили до 9 порядков (пример пятна используемого пучка e^+ дан на рис. 23 для значений D , соответствующих линейной части зависимости $D=f\{n\}$). При этом измерения велись в центральной более однородной части пятна. Для ослабления систематических ошибок в одной серии экспериментов находились s , и D_∞ . Измерения велись в широком диапазоне $n \sim (0,01 \div \text{нескольких единиц}) \text{ мкм}^{-2}$. Полный заряд прошедших e^+ (e^-) измерялся тонкостенной воздушной ионизационной камерой (ИК, см. раздел 2.3). Кроме того, при малых значениях n (т.е. в линейной части зависимости $D=f\{n\}$) эти значения контролировались с помощью релятивистских ядерных эмульсий, размещённых в одном пакете с калибруемыми рентгеновскими эмульсиями, что позволило получить дополнительную проверку калибровки ИК – основного монитора тока (и прошедшего заряда) e^+ на ЛУЭ-100. При больших значениях n их измерения велись с помощью только ИК. Измеренные плёнки проявлялись по стандартной методике, а контроль проявления осуществлялся с помощью метки от радиоактивного источника (вводилась соответствующая поправка, величина которой, впрочем, было $\leq 10\%$).

Измеренные нами зависимости $D=f\{n\}$ при угле между осью пучка e^+ и нормалью к рабочему слою рентгеновской эмульсии $\psi=0^\circ$ как в их линейной начальной части, так и полные показаны на рис. 24 и 25 соответственно, а из обработки этих результатов следовало, что для калибруемой рентгеновской плёнки РТ-6М имеем $D_\infty=(6,0 \pm 0,5)$, а $s=(1,28 \pm 0,13) \text{ мкм}^2$. Наряду с этим были экспериментально исследованы также случаи при $\psi \neq 0^\circ$. На рис. 26 для различных ψ и двух диапазонов D_0 показаны измеренные отношения (D/D_0) , где D и D_0 – оптические потемнения для неких $\psi \neq 0^\circ$ и для $\psi=0^\circ$ соответственно. При $D_0 < 0,8$ часть измерений была здесь также проведена для сэндвичей исследуемой рентгеновской эмульсии и релятивистской ядерной эмульсии с проведением подсчётов значений n в последних (на рис. 26 эти результаты показаны треугольниками). Однако большая часть измерений и при $D_0 \approx 0,8$ (кружки на рис. 26), и, тем более, при $D_0 \approx 3$ (крестики на рис. 26) была получена при облучениях, когда мониторинг велось по ИК, а сами плёнки размещались так, что пучок проходил через набор плёнок, стоящих при разных ψ (включая и $\psi=0^\circ$). На рис. 26 видно, что при $\psi > 0^\circ$ имеем $(D/D_0) > 1$.

Этот эффект мы попытались описать с помощью следующего изменения: $s(\psi \geq 10^\circ) = 1,25 \cdot s(\psi = 0^\circ)$. Значения (D/D_0) при таком изменении s показаны на рис. 26 сплошной линией для $D_0 = 0,8$ и штриховой линией для $D_0 = 3$ соответственно. Наблюдаемые изменения зависимости $D = f\{n, \psi\}$ при изменении ψ мы связали с экранированием проявленных зёрен друг другом при просмотре проявленных рентгеновских эмульсий на микрофотометре МФ-4.

2.4.2. Исследования черенковских и сцинтилляционных детекторов частиц

На ЛУЭ-100 нами был выполнен цикл работ по калибровкам на пучках «одиночных» e^+ черенковских и сцинтилляционных детекторов частиц [149-154]. Такие детекторы используются в фундаментальных и прикладных исследованиях, включая рассматриваемые в настоящей работе (см., например, разделы 3.3; 3.4; 4.1; 5.4 и главу 6). При этом обычно такие пучки должны быть малофоновыми и с небольшими поперечным эмиттансом и энергетическим разбросом.

В установке для исследований пространственно-временной структуры взаимодействий адронов (в Дубне) существенным элементом являлся черенковский детектор \check{C} , используемый для определения множественности пионов, возникающих в исследуемых взаимодействиях. На рис. 27 а) схематически изображён этот детектор, представляющий собой блок радиатора из оргстекла толщиной 5 см с поперечными размерами 30×30 см², имеющий центральное отверстие $\varnothing 6$ см и просматриваемый с углов 4 фотоумножителями ФЭУ-30 (крестиками показаны точки попадания (близкого к нормальному) e^+ при измерениях эффективности регистрации детектора). Для использования черенковского детектора в указанной выше установке надо знать: 1) величину эффективности регистрации «одиночных» ультрарелятивистских частиц в зависимости от места их попадания в детектор; 2) функцию отклика (амплитудный спектр) счётчика при прохождении через него таких «одиночных» частиц и, значит, его разрешающую способность по множественности частиц.

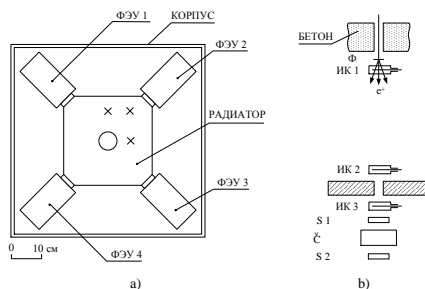


Рис. 27. Схемы черенковского детектора \check{C} и мониторов e^+ . S—« dE/dx » сцинтилляторы; ИК—ионизационные камеры; Ф—фольга рассеяния.

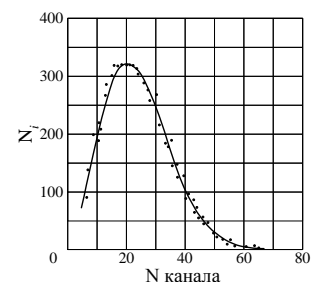


Рис. 28. Функция отклика \check{C} для $E^+ \approx 60$ МэВ и $\Delta E^+/E^+ \approx 1\%$.

Облучения для e^+ с энергией $E^+ \approx 60$ МэВ и $\Delta E^+/E^+ \approx 1\%$ велись после коллиматора $\varnothing 15$ мм в Рв защитной стене на участке « 90° » нашей СТФА (см. главу 1), при этом e^+ получали из конвертера после первой ускоряющей секции ЛУЭ. Работа велась при ослабленной интенсивности выходного пучка по отношению к номинальной для выходного пучка e^- ЛУЭ на ~ 12 порядков. Для мониторинга e^+ использовались и тонкостенные ионизационные камеры (ИК1 ÷ ИК3),

и тонкие «dE/dx» сцинтилляционные счётчики (S1, S2), включённые на совпадения с калибруемым \check{C} (см. рис. 27 б)). Подробности получения нужного пучка e^+ даны в [150] и в разделе 2.3. Важно: при очень высоком ослаблении у полученного пучка e^+ малый разброс средней интенсивности (~ нескольких %) и низкий фон (можно было работать без дополнительной защиты \check{C} , имеющего большие размеры). Результаты указывают на достаточную однородность по площади \check{C} : для различных отмеченных на рис. 27 а) точек попадания «одиночных» частиц эффективность регистрации \cong (99,2; 98,0 и 97,5)%. На рис. 28 показана измеренная функция отклика \check{C} (точки), которая с хорошим приближением может быть представлена распределением Пуассона в предположении, что с фотокатодов ФЭУ выбивается в среднем 3 фотоэлектрона, что в свою очередь, согласуется с полученной величиной эффективности (на рис. сплошной кривой показана огибающая такого распределения Пуассона).

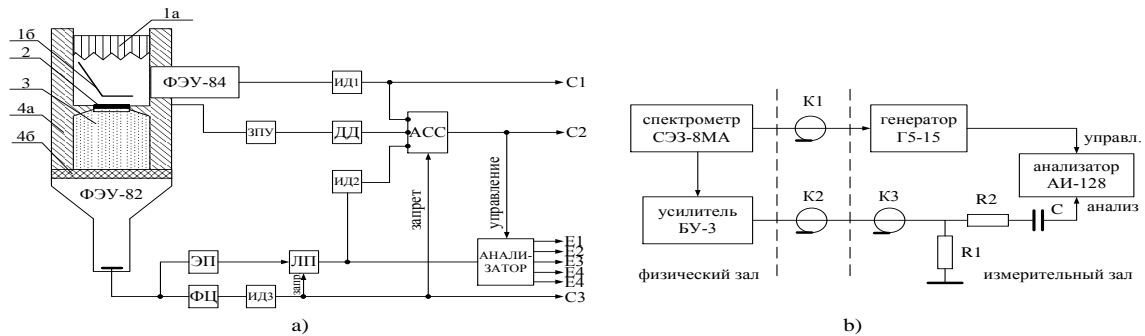


Рис. 29. а) Схема спектрометра СЭЗ-8МА. б) Блок-схема измерения его характеристик на ЛУЭ-100.

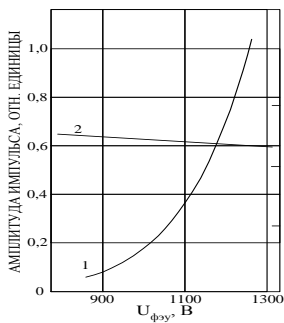


Рис. 30. Зависимости от $U_{\text{ФЭУ}}$: 1-амплитуды фотопика A_0 ; 2- разрешения $(\Delta E/E) = (\Delta A/A_0)$.

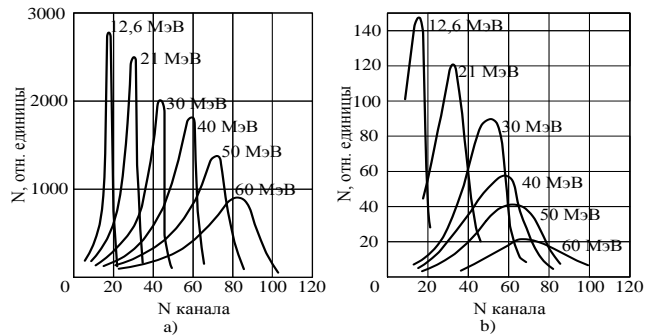


Рис. 31. Функции отклика спектрометров при различных E^+ для: а) NaI(Tl); б) СЭЗ-8МА

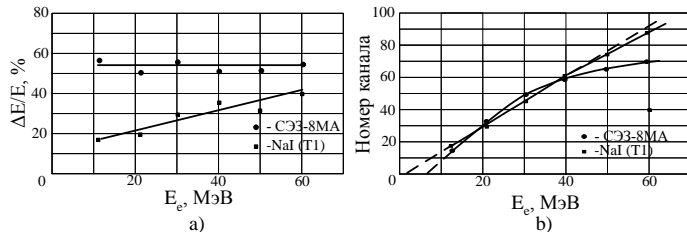


Рис. 32. Для NaI(Tl) и СЭЗ-8МА $f\{E^+\}$ для: а) $(\Delta E/E)$; б) A_0 .

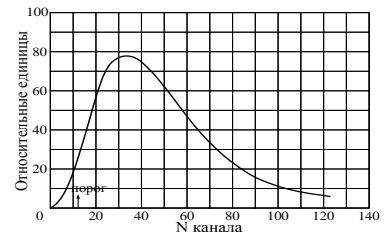


Рис. 33. Функция отклика \check{C} в СЭЗ-8МА.

Другим типом детекторов, откалиброванных нами на ЛУЭ-100 в работах [151-154] на пучках «одиночных» e^+ , являются сцинтилляционные детекторы полного поглощения и в традиционном однокристалльном варианте – сочленённый с ФЭУ-49Б монокристалл NaI(Tl) \varnothing 150 мм и толщиной 100 мм (серийный блок «Лимон»), и в гораздо более изощрённом варианте – спектрометр СЭЗ-8МА. СЭЗ-8МА (см. рис. 29 а)) был предназначен для исследований на ис-

кусственных спутниках Земли (ИСЗ) «Прогноз 4 и 5» компоненты e^- (e^+) в составе космических лучей и включал в себя: Е-детектор – монокристалл CsI(Tl) $\varnothing 40$ мм и толщиной 40 мм (3) в находящейся с ним в оптическом контакте антисовпадатальной активной пластиковой защите с толщиной стенок ~ 10 мм (4а, 4б), просматриваемые одним ФЭУ-82; черенковский детектор \check{C} , включающий плексигласовый радиатор $\varnothing 40$ мм и толщиной ~ 15 мм (1а), зеркало (1б) и свой ФЭУ-84; (dE/dx)-детектор (Si(Li) $\varnothing 21$ мм и толщиной чувствительного слоя ~ 1 мм (2)); блоки «электроники» и «бортовые», и серийные при измерениях на ЛУЭ-100 (последние показаны на рис. 29 б)). Использование телескопа из всех трёх его детекторов позволяет сделать СЭЗ-8МА направленным. Подробнее устройство СЭЗ-8МА см. в самих работах [153,154].

Как отмечалось в [154], при энергиях >10 МэВ для сравнительно больших кристаллов (включая используемые в обоих рассматриваемых спектрометрах) функции отклика для падающих e^- , e^+ и γ -квантов с достаточной точностью совпадают (конечно, с учётом того, что для e^+ энерговыделение в кристалле при одинаковых кинетических энергиях с e^- на 2μ больше, где μ – энергия покоя e^-). В работах [151-154] мы исследовали на «одиночных» e^+ на ЛУЭ-100 функции отклика обоих указанных спектрометров при энергиях (10÷60) МэВ. Методика получения «одиночных» e^+ близка к использованной нами в [150], но из-за меньшего быстродействия детекторов интенсивность падающих e^+ ослаблялась ещё, по крайней мере, на порядок. Блоки «Лимон» разработаны в основном для регистрации γ' -квантов от распадов радиоактивных ядер с $E_{\gamma'} \leq$ несколько МэВ, а рекомендованное разработчиком высокое напряжение на ФЭУ $U_{\text{ФЭУ}} \approx 1300$ В, но для нашей работы мы воспользовались тем, что у них зависимость максимума пика полного поглощения A_0 от $U_{\text{ФЭУ}}$ крутая, тогда как разрешение по энергии при этом спадает медленно (см. рис. 30), и поэтому в работе мы использовали $U_{\text{ФЭУ}} \approx 950$ В, практически не потеряв в разрешении, но исключив неприятности из-за больших токов в ФЭУ. При измерениях для управления блоком «Лимон» мы устанавливали перед ним дополнительный телескоп из двух тонких (dE/dx) сцинтилляционных счётчиков, тогда как для детекторов СЭЗ-8МА роль аналогичного телескопа исполняли остальные детекторы, входящие в СЭЗ-8МА.

Измеренные в [151-154] по описанной методике при $E^+ \cong (10 \div 60)$ МэВ функции отклика Е-детекторов обоих спектрометров приведены на рис. 31. Для обоих спектрометров полученные зависимости $(\Delta E/E)$ и A_0 от E^+ показаны на рис. 32 а) и рис. 32 б) соответственно. На рис. 33 показана измеренная функция отклика черенковского детектора, входящего в СЭЗ-8МА.

Результаты проведённой калибровки спектрометров важны для обработки получаемых с ними данных, в частности, для СЭЗ-8МА данные, полученные на ИСЗ Прогноз-4 были обработаны с учётом проведённой калибровки и, как сообщается в нашей работе [153], было получено, что в диапазоне энергий $E^- \cong (7 \div 40)$ МэВ дифференциальный спектр первичных электронов описывается зависимостью: $(dI/dE^-) = 257 \cdot (E^-)^{-1,7 \pm 0,3} (e^- \cdot c^{-1} \cdot \text{cp}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{МэВ}^{-1})$, где E^- в МэВ.

2.5. Выводы

1. На ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) ИЯИ РАН создана установка для получения прецизионных пучков e^+ с основными частями: сам ЛУЭ; СТФА – система транспортировки, формирования и анализа пучков (обе эти части описаны в главе 1); система четырех узлов конвертерных мишеней на самом ЛУЭ и на СТФА; система мониторинга пучков e^+ ; система радиационной защиты.
2. Разработаны, опробованы, и задействованы способы мониторинга пучков e^+ (их токов и положения) и сами основные мониторы e^+ (цилиндры Фарадея и ионизационные камеры).
3. С помощью созданного e^+ -спектрометра (описан в главе 1) при $E^- \approx (25 \div 60)$ МэВ для оптимального по Z и T конвертера измерен $K(E^+, E^-, \theta^+ = \theta^- = 0, Z, T)$ – дифференциальный коэффициент конверсии $e^- \rightarrow e^+$. Сшивка с данными других работ дала K для $E^- \approx (9 \div 220)$ МэВ, включив все практически интересные для генерации e^+ значения E^- и E^+ . Без доускорения e^+ полученные K объясняют ход зависимостей токов e^+ от их энергий $I^+ = f\{E^+\}$. Показано, что при фиксированной мощности пучка e^- на конвертере оптимальные энергии $E^- \approx (60 \div 90)$ МэВ.
4. Из экспериментального и расчетного исследований динамики доускорения e^+ для конечных значений получены: $(I^+)_k = f\{(E^+)_k\}$; $(I^+)_{k \text{ макс}} = f\{(E^+)_{k \text{ макс}}\}$; $(I^+)_{k \text{ макс}} = f\{\Delta\varphi_n\}$, где начальный сдвиг фазы СВЧ-волны в доускорителе $\Delta\varphi_n$ связан с фазовым скольжением e^+ в нем; эффективный диапазон начальных энергий захватываемых в доускорение e^+ , важный для проектирования согласующих и фокусирующих магнитных устройств доускорителя; рекомендации для оптимальных для доускорения e^+ фазовращателей в многосекционных ЛУЭ.
5. На ЛУЭ-100 с и без доускорения e^+ получены их прецизионные пучки: 1) основные (с максимально достижимыми $(I^+)_k$ при малых поперечном эмиттансе и разбросе $(\Delta(E^+)_k)/(E^+)_k$); 2) калибровочные: 2а) с однородной плотностью в широком «пятне» простой формы; 2б) «одионочные». При этом доступные выходные параметры пучков e^+ : $(E^+)_k \approx (6 \div 70)$ МэВ; $(\Delta(E^+)_k)/(E^+)_k \approx (1 \div 2)\%$; $(I^+)_k \approx (1 \div 10^9) e^+/c$; $\varnothing_{\text{пучка}} \approx (3 \div 50)$ мм.
6. На основе проведенных расчетов и экспериментов на ЛУЭ-100, а также анализа данных из Saclay и Giessen показано: на ускорителях e^- с $E^- \leq \sim 100$ МэВ для исследований ГР в атомных ядрах выгоднее e^+ с $E^+ \leq \sim 30$ МэВ получать без их доускорения.
7. Проведены исследования-калибровки рентгеновских пленок РТ-6М, применяемых в рентгено-эмульсионных камерах (слои Рb и рентгеновской плёнки), используемых для регистрации e^- , e^+ , γ -квантов и адронов космического излучения с энергиями до 10^{12} эВ (и более).
8. Проведён цикл работ на пучках e^+ различных энергий на ЛУЭ-100 по калибровке функций отклика и эффективностей регистрации черенковских и сцинтилляционных детекторов частиц (и их комбинаций), в частности, для использованного на искусственных спутниках Земли спектрометра электронов СЭЗ-8МА.

3. ТОРМОЗНЫЕ И КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ АННИГИЛЯЦИОННЫЕ РЕАЛЬНЫЕ ФОТОНЫ. ВИРТУАЛЬНЫЕ ФОТОНЫ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ

Основное назначение описанной в главах 1 и 2 системы получения на ЛУЭ-100 прецизионных пучков e^- и e^+ – создание с помощью таких пучков e^- или e^+ пучков реальных фотонов для исследований фотоядерных реакций (см. главы 4 и 5). Свойства некогерентного тормозного излучения e^- и e^+ и квазимонохроматического излучения при аннигиляции e^+ на лету, а также особенности получения и результирующие характеристики этих излучений в условиях, используемых (или осуществимых) на реальных установках (включая и ЛУЭ-100), рассматриваются в данной главе. Так как исследования с реальными фотонами могут быть существенно дополнены исследованиями ядерных реакций под действием e^- и e^+ (см., например, главу 5), то спектры по энергии виртуальных фотонов в таких реакциях, интегральные по углам вылета рассеянных при испускании виртуального фотона (e^-) ' и (e^+) ', также включены в рассмотрение.

3.1. Свойства тормозного излучения электронов и позитронов

При падении e^- (e^+) интересующих энергий на аморфную мишень-радиатор основной процесс (для e^+ один из двух основных), дающий реальные фотоны высокой энергии, – некогерентное тормозное излучение падающих e^- (e^+) в полях атомных e^- и ядер вещества радиатора.

3.1.1. Сечения образования тормозного излучения электронов и позитронов

Тормозное излучение e^- (или e^+) в лабораторной системе координат (ЛС) можно рассматривать как процесс, в котором начальный e^- (или e^+), имеющий полную энергию γ , сталкиваясь с неподвижным атомом радиатора, испытывает торможение в полях ядра атома и атомных e^- и излучает под некоторым углом θ_b фотон с энергией k_b , которая может принимать различные значения в диапазоне $0 \leq k_b \leq k_{b \max}$, при этом конечный e^- (e^+), имеющий полную энергию γ' , может вылетать под различными углами θ' (здесь углы θ_b и θ' берутся по отношению к направлению движения начального e^- (e^+); все энергии γ , γ' , k_b измеряются в единицах μ – энергии покоя e^- (e^+); $k_{b \max}$ – верхняя граница энергии испускаемых фотонов (причем, когда тормозное излучение имеет место в поле ядра атома, то, полагая это ядро бесконечно тяжелым, получаем $k_b = \gamma - \gamma'$, $k_{b \max} = \gamma - 1$, если же тормозное излучение испускается в поле атомного e^- , то из-за отдачи последнего получаем $k_{b \max} = (\gamma - 1) / \{\gamma + 1 - (\gamma^2 - 1)^{0.5}\} \cong \gamma - 1,5$) [169]. Здесь и далее речь идет о сечениях, усредненных по направлениям спинов взаимодействующих заряженных частиц в начальных состояниях и просуммированных по всем направлениям спинов этих частиц и обоим направлениям поляризации испускаемого фотона в конечных состояниях.

Тормозное излучение e^- десятилетиями широко используется для экспериментов под действием реальных фотонов в ядерной физике и физике элементарных частиц. Поэтому, казалось бы, на сегодняшний день в фотоядерных экспериментах в области ГР ядер как для описания тормозного излучения e^- при его самостоятельном использовании, так и для учета тормозного излучения e^- и e^+ при оценках вклада этого процесса, конкурирующего с аннигиляцией e^+ на лету в аннигиляционной мишени, не должно быть никаких проблем. К сожалению, это не так.

Расчет сечений тормозного излучения e^- (и e^+) в полях ядра атома и его e^- – довольно сложная задача, которой интенсивно занимались многие исследователи. В [27,170], а также в более поздней [28] для известных методов расчета сечений тормозного излучения детально обсуждаются используемые в каждом случае предположения и приближения, сообщаются получаемые при этом результаты, которые сопоставляются с имеющимися экспериментальными данными, и рекомендуются наилучшие из имеющихся методов для применения в различных условиях. Как следует из [28], наиболее сложным для расчетного определения тормозного излучения e^- является диапазон их кинетических энергий в границах $\sim 2 \text{ МэВ} \leq (\gamma-1)\mu \leq \sim 50 \text{ МэВ}$, т.е. как раз тот, который интересует нас при исследованиях ГР. В согласии с анализом из [28] опишем кратко ситуацию с расчетами сечений тормозного излучения e^- при их кинетических энергиях ниже и выше этого диапазона $(\gamma-1)\mu$, а также метод интерполяционной “сшивки” результатов ниже и выше указанного диапазона для оценки сечений и внутри его [28].

Для $(\gamma-1)\mu \leq 2 \text{ МэВ}$ R.H.Pratt и H.K.Tseng с соавторами проводили “точные” численные расчеты, в которых процесс испускания тормозного излучения в поле ядра атома рассматривался, как переход одиночного e^- в центральном релятивистском потенциале, описывающем экранированное кулоновское поле атомного ядра. При этом волновая функция e^- находилась в виде ряда по парциальным волнам с помощью численного решения уравнения Дирака, а затем методами численного интегрирования находились искомые сечения. Объем расчетов очень велик и быстро растет с ростом $(\gamma-1)\mu$, что и ограничивает сверху область применимости метода.

При $(\gamma-1)\mu \geq 50 \text{ МэВ}$ для нахождения сечений тормозного излучения e^- в поле ядра атома можно считать в определенной степени приемлемым аналитический DBMO-метод (H.Davies, H.A.Bethe, L.C.Maximon, H.Olsen), в котором в качестве “базовых” используются сечения, полученные H.A.Bethe и W.Heitler (см. [25]) в борновском приближении для незэкранированного ядра и пропорциональные Z^2 , где Z – атомный номер. К этим “базовым” сечениям вводятся следующие поправки: 1) для учета экранирования поля заряда ядра атомными e^- ; 2) для улучшения борновского приближения, использованного для получения “базовых” сечений, имеющего ограниченную точность даже тогда, когда каждая из трех величин γ , γ' и $k_b \gg 1$, путем введения так называемых кулоновских поправок, находимых с помощью релятивистских ку-

лоновских функций; 3) для значений k_b вблизи $k_{b \max}$ (т.е. когда величина γ' близка к 1 и борновское приближение уже заведомо не пригодно). К сожалению, начиная с $(\gamma-1)\mu \cong 50$ МэВ, по мере уменьшения $(\gamma-1)\mu$ ошибки DBMO-метода быстро растут, что и делает его при этих $(\gamma-1)\mu$ непригодным. Кроме того, и при $(\gamma-1)\mu > 50$ МэВ надо отметить, что, если для области, где γ , γ' и k_b все $\gg 1$, расчеты по DBMO-методу довольно убедительны, то для k_b около $k_{b \max}$ такие расчеты даже с вышеупомянутыми поправками специально для этого случая все еще внушают большие сомнения. В то же время ошибки при учете вклада именно этой части спектра тормозных фотонов являются определяющими для нахождения корректной формы сечений фотоядерных реакций при исследованиях их с помощью тормозных фотонов.

В [28] для проинтегрированных по углам θ_b и θ' , но дифференциальных по k_b сечений тормозного излучения e^- в экранированном поле ядра атома $d\sigma_{bN}/dk_b$, для которых как по методу R.H.Pratt и H.K.Tseng (для $(\gamma-1)\mu \leq 2$ МэВ), так и по DBMO-методу (для $(\gamma-1)\mu > 50$ МэВ) доступны данные расчетов, проведены для интервала $2 \text{ МэВ} \leq (\gamma-1)\mu \leq 50 \text{ МэВ}$ и различных значений отношения $k_b/(\gamma-1)$ интерполяционные “сшивки” на основе кубических сплайнов.

Падающие на мишень e^- образуют в ней тормозное излучение не только в полях атомных ядер, но и в полях атомных e^- . Для интересующих нас энергий γ тормозное излучение падающих e^- в полях каждого из атомных e^- при грубом приближении идентично тормозному излучению e^- в полях имеющих $Z=1$ ядер атомов [25]. В общем случае имеет смысл выразить сечения тормозного излучения в расчете на атом через сечения для ядра атома, совершив замену множителя Z^2 на $Z(Z+\eta)$. В рамках указанного грубого приближения берется $\eta=1$ для всех рассматриваемых сечений (и дифференциальных, и интегральных по углам) и значений величин γ и k_b , но известны и методы более строгого рассмотрения тормозного излучения падающих e^- в полях атомных e^- [28,170]. В [28] описан, по-видимому, наиболее развитый из этих методов, учитывающий обменные эффекты, отдачу e^- мишени и то, что e^- мишени не являются свободными, но находятся в связанных состояниях, а также вводящий свои специфические кулоновские поправки и поправки на экранирование. Там же для интегральных по углам θ_b и θ' , но дифференциальных по k_b сечений тормозного излучения e^- в полях атомных e^- $d\sigma_{be}/dk_b$ (точнее для η) сообщаются результаты расчетов при различных значениях Z , $(\gamma-1)$ и $k_b/(\gamma-1)$.

В итоге в [28] для различных Z , $(\gamma-1)$ и $k_b/(\gamma-1)$ сообщаются результаты расчетов суммарных сечений тормозного излучения в расчете на атом $(d\sigma_b/dk_b) = (d\sigma_{bN}/dk_b) + (d\sigma_{be}/dk_b)$, которые на сегодняшний день, по-видимому, можно признать наиболее “продвинутыми”.

В то же время в подавляющем большинстве экспериментальных фотоядерных работ в области ГР, выполненных к настоящему времени с помощью тормозных некогерентных фотонов полных спектров, использовались в обработке полученных экспериментальных данных при

описании этих спектров простые аналитические выражения для сечений тормозного излучения электронов в полях атомных ядер, полученные L.I.Schiff [26] путем интегрирования сечений Н.А.Ветте и В.Хейтлера с некоторым учетом экранирования поля ядра как для проинтегрированного только по θ' , т.е. $d^2\sigma_{bN}/(dk_b d\Omega_b)$, так и для $d\sigma_{bN}/dk_b$, а именно:

$$\begin{aligned} (d^2\sigma_{bN}/(dk_b d\Omega_b)) &= ((2\alpha Z^2(r_0)^2\gamma^2)/(\pi k_b))\{[(16x^2\gamma')/((x^2+1)^4\gamma)] - [(\gamma+\gamma')/((x^2+1)\gamma)]^2 + \\ &\quad + [(\gamma^2+(\gamma')^2)/((x^2+1)^2\gamma^2)] - [(4x^2\gamma')/((x^2+1)^4\gamma)]\} \ln(M(x)), \\ (d\sigma_{bN}/dk_b) &= ((2\alpha Z^2(r_0)^2)/k_b)\{[1+(\gamma'/\gamma)^2 - ((2\gamma')/(3\gamma))][\ln(M(x=0))] + 1 - (2/a)\arctga] + \\ &\quad + (\gamma'/\gamma)[((2/a^2)\ln(1+a^2)) - (8/(3a^2)) + (2/9) + ((8-4a^2)/(3a^3))\arctga]\}, \end{aligned}$$

где Ω_b – телесный угол вылета тормозных фотонов; $\alpha \cong (1/137)$ – постоянная тонкой структуры; $r_0 \cong 2,82 \cdot 10^{-13}$ см – «классический радиус» e^- ; $M(x) = (2\gamma\gamma'/k_b)^2/(1+s^2)$; $s = 2\gamma\gamma'Z^{0.5}/Ck_b(x^2+1)$ – фактор экранирования; $x = \gamma\theta_b$; $C \cong 111$ – безразмерный параметр; $a = s(x^2+1)$.

Из анализа формулы L.I.Schiff для $(d^2\sigma_{bN}/(dk_b d\Omega_b))$ следует, что при изменениях θ_b спектр по энергиям тормозных фотонов для всех θ_b остается сплошным и спадающим с ростом k_b , хотя его форма может несколько меняться с изменением θ_b [27]. Но при всех k_b сохраняются общие особенности углового поведения тормозного излучения e^- на атомных ядрах (узкая направленность вперед с характеристическим углом $\sim (1/\gamma)$, что согласуется с соответствующими оценками, приведенными в [25]). При росте же θ_b после $\theta_b = 1/\gamma$ это дважды дифференциальное сечение L.I.Schiff круто спадает и, в частности, при $\gamma \gg 1$ и при углах θ_b , удовлетворяющих $(1/\gamma) \ll \theta_b \leq (\sim (2/\gamma)^{0.5})$, оно примерно пропорционально $(1/\theta_b)^4$ [55,56]. Анализ формулы L.I.Schiff для $(d^2\sigma_{bN}/(dk_b d\Omega_b))\{\theta_b=0\}$ показывает, что при некотором выбранном и фиксированном значении k_b (например, в области максимумов Е1 ГР в ядрах) это сечение растет с ростом γ (где $(\gamma-1) > k_b$) круче, чем γ^2 . Эти свойства тормозного излучения весьма важны при сопоставлении с аннигиляционным излучением (см. ниже).

Что же касается тормозного излучения e^- в полях атомных e^- , то при изменениях θ_b его в основном (кроме случаев, когда углы θ_b – из области $(1/\gamma) \ll \theta_b \leq (\sim (2/\gamma)^{0.5})$, для которых тормозное излучение составляет только очень малую долю от тормозного излучения во все углы) можно учесть в рамках приближения, в котором $\eta=1$ для всех значений γ и k_b , так что сечения тормозного излучения e^- на атоме здесь получаются заменой в обеих только что приведенных формулах Z^2 на $Z(Z+1)$. Для редких специальных случаев, когда важны углы именно из области $(1/\gamma) \ll \theta_b \leq (\sim (2/\gamma)^{0.5})$, как это имеет место при попытках подавления вклада тормозных фотонов из аннигиляционной мишени при внеосевом коллимировании фотонов (см. подраздел 3.2.1), более медленный спад сечения тормозного излучения e^- и e^+ в полях атомных e^- с ростом θ_b по сравнению с тем же, но в полях атомных ядер был рассмотрен в [56], согласно которой в указанной области θ_b в отличие от формулы типа L.I.Schiff справедливо с точностью до обменных эффектов следующее приближенное представление:

$$(d^2\sigma_{b,e}/dk_b d\Omega_b) \approx$$

$$\approx [(2\alpha Z(r_0)^2\gamma^2)/(\pi k_b)] \times F \times [(1/(\gamma^4(\theta_b)^4)) + (1/(4\gamma^2))] \times \{-3 + 3y - y^2 + 2(2 - 2y + y^2)\ln[2\gamma(y^{-1} - 1)]\},$$

где $y = k_b/k_m$; $k_m = \gamma/[1 + (\gamma(\theta_b)^2/2)]$; F – функция, снижающая сечение до нуля для $k_b = k_m$, а именно:

$$F = \{1 - y \cdot \exp[-3(1-y)^{0.5}]\} \times \{1 - 0,1 \sin[\arccos[(1 - (\gamma(\theta_b)^2/2))/(1 + (\gamma(\theta_b)^2/2))]]\}.$$

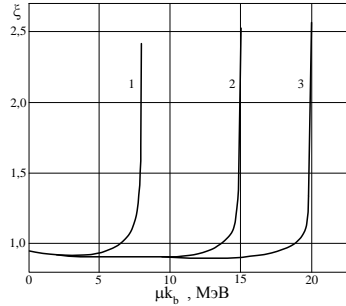


Рис. 34. Графики зависимости отношений $\zeta = (d\sigma_b/dk_b)_{SB}/(d\sigma_b/dk_b)_{Sch}$ от μk_b для $Z=74$.

Кривые 1; 2 и 3 – для $(\gamma-1)\mu = (8; 15 \text{ и } 20)$ МэВ соответственно.

Весьма интересно сопоставить интегральные по углам θ_b и θ' сечения типа L.I.Schiff для тормозного излучения e^- на атоме $(d\sigma_b/dk_b)_{Sch}$, с соответствующими сечениями S.M.Seltzer и M.J.Berger из [28], обозначаемыми здесь в дальнейшем, как $(d\sigma_b/dk_b)_{SB}$. В [171] сделана попытка такого сопоставления и было сочтено: 1) для области k_b , далеких от $k_{b \max}$ (скажем, для $k_b = k_{b \max}/2$), при больших Z (скажем, $Z \geq 73$) и $(\gamma-1)\mu$ вблизи максимумов Е1 ГР $(d\sigma_b/dk_b)_{Sch}$ превышает $(d\sigma_b/dk_b)_{SB}$ на $\sim 10\%$; 2) $(d\sigma_b/dk_b)_{Sch}$ для области k_b вблизи $k_{b \max}$ хорошо согласуется с $(d\sigma_b/dk_b)_{SB}$. Поэтому авторы [171] сочли, что сечения L.I.Schiff не приемлемы почти во всей области k_b , кроме области вблизи $k_{b \max}$. Представляется, однако, что эти выводы не верны и что необходимо более аккуратное рассмотрение, которое и было проведено автором диссертации [172,173], проанализировавшим поведение отношений $\zeta = (d\sigma_b/dk_b)_{SB}/(d\sigma_b/dk_b)_{Sch}$ в зависимости от k_b при различных Z и γ и показавшим, что:

$$\zeta \approx A_0 + A_1 \exp[-k_b/a_1] + A_2 \exp[-(\gamma-1-k_b)/a_2] + A_3 \exp[-(\gamma-1-k_b)/a_3],$$

где A_i и a_i ($i=0;1;2;3$) являются «слабыми» и плавными функциями Z и $(\gamma-1)\mu$. На рис. 34 для $Z=74$ (W) и $(\gamma-1)\mu=8; 15$ и 20 МэВ показаны зависимости ζ от μk_b (кривые 1; 2 и 3 соответственно), причем полученные в этом случае, например, для $(\gamma-1)\mu=15$ МэВ значения A_i и a_j составляют: $A_0 \approx 0,90$; $A_1 \approx 0,059$; $A_2 \approx 0,27$; $A_3 \approx 1,362$; $a_1 \approx 3,77$; $a_2 \approx 2,97$; $a_3 \approx 0,19$. Из рис. 34 и только что приведенных типичных значений величин A_i и a_j можно понять, что первый вышеприведенный вывод работы [171] правилен и согласуется с нашими значениями A_0 , но в области k_b вблизи $k_{b \max}$ сечение $(d\sigma_b/dk_b)_{SB}$ дает в согласии с высказанным ранее нами замечанием [172] значительное обогащение жесткими фотонами по сравнению с $(d\sigma_b/dk_b)_{Sch}$ (в частности, для условий приведенного примера и при $k_b = k_{b \max}$ имеем $\{(d\sigma_b/dk_b)_{SB}/(d\sigma_b/dk_b)_{Sch}\} \approx 2,5$).

Конечно, приведенное аналитическое представление ζ – приближенное и не единственно возможное, но сечения тормозного излучения e^- и типа L.I.Schiff, и типа S.M.Seltzer и M.J.Berger сами приближенные, а наши предположения можно считать естественным продол-

жением их приближений, и при этом наше приближенное представление, отражая с разумной точностью поведение ζ , весьма удобно своими компактностью и наглядностью.

Представляется разумным расширить описанную связь дифференциальных только по k_b сечений тормозного излучения e^- на атоме на дважды дифференциальные (по k_b , и по углам θ_b) сечения, по крайней мере, для $\theta_b \leq \sim(1/\gamma)$, которые после аналогичной «поправки» могут быть найдены, как $\zeta[Z(Z+1)/Z^2][d^2\sigma_b N/dk_b d\Omega_b]_{Sch}$, где ζ – те же, что и только что рассмотренные.

Если предположить, что спектры тормозного излучения типа S.M.Seltzer и M.J.Berger правильно отражают физическую реальность, то использование спектров типа L.I.Schiff при обработке данных по выходам исследуемых фотоядерных реакций с целью извлечения из них сечений этих реакций приводит к существенным искажениям истинных их величины и формы. Эти искажения могут несколько зависеть от вида мониторинга измеряемых выходов.

Рассмотрим сначала случай, реализуемый на ускорителях с выведенными пучками e^- , например, на ЛУЭ, когда мониторинг измеряемого выхода исследуемой фотоядерной реакции ведется на заряд e^- пучка, падающего на радиатор постоянной толщины. В этом случае:

I. Наличие в выражении для ζ только меньшего 1 члена A_0 приводит к уменьшению на $\sim 10\%$ величины сечения фотоядерной реакции при сохранении формы этого сечения.

II. Добавление к A_0 члена $A_1 \exp[-k_b/a_1]$ практически всегда не влияет на получаемые результаты, коль скоро он дает заметный вклад только в поток тормозных фотонов ниже порога исследуемой фотоядерной реакции.

III. Добавление к первой паре членов $\{A_0 + A_1 \exp[-k_b/a_1]\}$ второй пары членов $\{A_2 \exp[-(\gamma-1-k_b)/a_2] + A_3 \exp[-(\gamma-1-k_b)/a_3]\}$, которая описывает “пик” в зависимости $\zeta(k_b)$ с вершиной при $k_b = k_{b \max}$, дает из-за сочетания влияний первой и второй пар членов весьма существенные изменения величин и формы измеряемых сечений, а именно:

a. Если в сечении фотоядерной реакции имеется сравнительно протяженная повышающая ступенька с Δk_b – характерным интервалом нарастания сечения по мере роста k_b , не превышающим, скажем, ~ 50 кэВ, то при указанных обстоятельствах в рассчитанном из выхода сечения для k_b вблизи начала ступеньки появляется такой “всплеск” сечения, у которого: амплитуда примерно вдвое превышает истинную высоту этой ступеньки; интервал нарастания примерно совпадает с Δk_b ; спад по мере роста k_b осуществляется с характерным интервалом падения ~ 150 кэВ и при достаточной протяженности истинной ступеньки выходит на плато амплитуд, соответствующих действию только членов $\{A_0 + A_1 \exp[-k_b/a_1]\}$. По мере увеличения Δk_b после ~ 50 кэВ амплитуда “всплеска” в рассчитанном сечении постепенно уменьшается и, например, при $\Delta k_b = 150$ кэВ только на $\sim 35\%$ превышает истинную высоту ступеньки, а при дальнейшем росте следы эффектов, вызывающих “всплеск”, остаются только в некотором укорочении переднего “фронта” рассчитанной ступеньки по сравнению с истинной.

в. Для понижающей ступеньки в сечении реакции ситуация аналогична, но здесь в рассчитанном сечении вместо “всплеска” с дополнительным возрастанием сечения проявляется особенность состоящая в сопоставимом дополнительном уменьшении сечения, так что в рассчитанном сечении могут появляться интервалы k_b с “нефизическими” отрицательными значениями.

с. Для сравнительно узких пиков в действительном сечении фотоядерной реакции, имеющих по k_b полную ширину на половине высоты, скажем, до ~ 100 кэВ, в рассчитанном таким образом сечении наблюдаются увеличение примерно в 2 раза их амплитуд, а также следующий за пиком дополнительный понижающий выброс сечения, что подтверждает серьезность указанной в [172] опасности гипертрофии структуры рассчитанных сечений. По мере дальнейшего уширения пиков в действительном сечении у рассчитанных пиков уменьшается увеличение амплитуд, а положение их максимума несколько смещается в сторону меньших k_b и, кроме того, может также искажаться форма пиков. На основании изложенного уместно здесь также указать на ограниченность, переходящую просто в неправильность, сделанных в [174] выводов: “амплитуды резонансов в векторе редукции во всей области энергий увеличивается примерно в 2 раза по сравнению с реально существующими” (на самом деле это верно только для узких пиков); “соотношение между амплитудами разных резонансов сохраняется” (на самом деле это верно только для пиков, имеющих сопоставимые ширины, и могут быть различия более чем в 2 раза при сопоставлении амплитуд широких и узких пиков); “положение узких резонансов не изменяется” (на самом деле, если иметь в виду, положение максимумов пиков, то их положение даже для пиков, имеющих полную ширину на половине высоты ~ 200 кэВ (и, тем более, большую) заметно (на расстояние вплоть до 150 кэВ) смещается в сторону меньших k_b).

В другом случае, широко распространенном при работах на бетатронах и синхротронах с внутренними радиаторами, мониторингирование измеряемого выхода исследуемой фотоядерной реакции ведется на дозу тормозного излучения, полученного фотоядерной мишенью (см., например, [70]). Обычно здесь доза определялась по заряду ионизационного тока, собираемого “абсолютной” толстостенной ионизационной камерой (или прокалиброванной с ее помощью относительной тонкостенной ионизационной камерой). Причем чувствительность такой “абсолютной” камеры находилась расчетным путем с использованием тех же предположений о виде тормозного спектра, что и при расчетных извлечениях сечений фотоядерной реакции из выхода (т.е. с использованием спектров типа L.I.Schiff). В этом случае можно утверждать:

I. Наличие в выражении для ζ только меньшего 1 члена A_0 не оказывает влияния ни на величину, ни на форму определяемого таким образом сечения фотоядерной реакции, благодаря взаимной компенсации изменений в детекторе продуктов фотоядерной реакции и в мониторе.

II. Добавление к A_0 члена $A_1 \exp[-k_b/a_1]$ здесь немного занижает величину определяемого сечения, поскольку при тех же счетах в детекторе продуктов заряд в ионизационной камере, воз-

растает, а так как это возрастание с ростом $k_b \text{ max}$ играет относительно уменьшающуюся роль, то искажается (но совсем мало!) и «гросс-форма» определяемого сечения реакции.

III. Добавление второй пары членов $\{A_2 \exp[-(\gamma-1-k_b)/a_2] + A_3 \exp[-(\gamma-1-k_b)/a_3]\}$ к первой паре членов $\{A_0 + A_1 \exp[-k_b/a_1]\}$ для описания “пика” в зависимости $\zeta(k_b)$ с вершиной при $k_b = k_b \text{ max}$, и здесь дает из-за сочетания влияний первой и второй пар членов похожие по характеру и примерно сопоставимые по масштабу с предыдущим случаем весьма существенные изменения величин и формы измеряемых сечений, хотя получаемый здесь уровень абсолютных значений сечений и имеет свое собственное характерное общее снижение по сравнению с предыдущим случаем из-за увеличения показаний монитора от вклада второй пары членов.

К настоящему времени известен ряд попыток экспериментальных исследований сечения тормозного излучения e^- на атоме. В этих попытках использовались либо измерения спектров тормозного излучения в его прямом пучке при фиксированных значениях $k_b \text{ max}$ с помощью спектрометров «жестких» фотонов, различных типов (и, в частности, тех, которые использовались в измерениях полных сечений фотопоглощения методом пропускания [175,176]), либо измерения так называемых изохромат при изменениях $k_b \text{ max}$, когда γ -спектрометр, стоящий вне прямого пучка тормозного излучения регистрирует одну и ту же линию γ -лучей, рассеянных специальной находящейся в тормозном пучке мишенью и получаемых при ядерной резонансной флюоресценции на атомных ядрах этой мишени (речь, прежде всего, идет о линии 15.11 МэВ для ядер ^{12}C [177,178]). К сожалению, во всех таких попытках не удалось достичь точности, обеспечивающей (в особенности для k_b вблизи $k_b \text{ max}$) указаниями на достаточное соответствие физической реальности сечений типа S.M.Seltzer и M.J.Berger. Хотя, видимо, можно считать, что есть косвенные экспериментальные указания на бóльшую предпочтительность сечений типа S.M.Seltzer и M.J.Berger по сравнению с сечениями типа L.I.Schiff, поскольку с первыми при решении обратной задачи извлечения сечений фотоядерных реакций из результатов измеренных выходов, получают более правдоподобные (или, если угодно, более ожидаемые) результаты, чем для последних, и, в частности, для высокоструктурированных фотонейтронных сечений на легких и средних ядрах значительно снижается проявление “нефизических” отрицательных значений в извлекаемых сечениях [179]. Но напомним, что сечения тормозного излучения на атоме типа S.M.Seltzer и M.J.Berger получены путем приближений, поправок и сшивок, корректности которых, особенно для k_b вблизи $k_b \text{ max}$, все же внушает сомнения, так что нельзя считать, что теперь ситуация с корректным описанием тормозного излучения e^- на атоме полностью прояснилась. Поэтому для прецизионных фотоядерных экспериментов с немечеными тормозными фотонами разумная рекомендация – использовать при обработке спектры типа S.M.Seltzer и M.J.Berger, но с проверками получаемых результатов путем сравнений с сечениями, получаемыми и на квазимонохроматических фотонах (в частности, аннигиляционных), и из обратных реакций.

Несмотря на все проблемы работы с немечеными тормозными фотонами, надо признать, что их генерация в радиаторах идет с наибольшей по сравнению со всеми иными способами получения реальных фотонов эффективностью, так что от их использования в фотоядерных исследованиях трудно отказаться и в наше время. Совершенно незаменимы немеченые тормозные фотоны – при исследованиях фотоядерных реакций с малыми сечениями, для чего даже приходится использовать способ работы с особо толстыми радиаторами с размещением фотоядерных мишеней в непосредственной близости от этих радиаторов (см. подраздел 3.1.2).

В данном же подразделе необходимо затронуть вопрос сопоставления генерации тормозных фотонов сплошного спектра e^- и e^+ , важный при проведении фотоядерных работ с квазимонохроматическими фотонами от аннигиляции e^+ на лету и рассмотренный автором в [180].

С точностью первого борновского приближения сечения тормозного излучения релятивистских e^- и e^+ в полях и неэкранированных атомных ядер и атомных e^- попарно идентичны [169]. На этом основано предложение С.Тзара – автора метода получения квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету [43], вычитать вклад от тормозных фотонов, образованных в аннигиляционной мишени e^+ , используя данные специального эксперимента на той же мишени, но с e^- пучком (с таким же прошедшим через мишень полным числом e^- , как у e^+).

Если даже учет экранирования и неточностей первого борновского приближения и может привести к различиям сечений тормозного излучения в полях ядер атомов для e^- и e^+ , то положение здесь спасает то, что относительные величины таких различий для мишеней из легких элементов (какими являются аннигиляционные мишени) должны быть малыми, поскольку вообще доля поправок, учитывающих экранирование и неточности первого борновского приближения, мала для малых Z (см. [28] и [56]). Таким образом, с этой стороны можно считать рассматриваемую такую разностную методику вполне оправданной.

Значительно тревожнее, казалось бы, ситуация с тормозным излучением в полях атомных e^- мишени. В [181] процессы тормозного излучения в полях атомных e^- мишени для налетающих ультрарелятивистских e^- и e^+ подробно рассматривались, и было показано, что сечения этих процессов практически совпадают почти во всем диапазоне возможных значений k_b , кроме области вблизи $k_{b \max}$, в которой (e^+e^-) -сечение заметно $>$ (e^-e^-) -сечения. Отсюда – сомнения в правомочности разностной методики С.Тзара (широко использованной в фотоядерных работах с квазимонохроматическими фотонами от аннигиляции e^+ на лету с приосевым коллимированием фотонов). Положение здесь спасает то, что в области ГР в атомных ядрах при энергиях фотонов вблизи $k_{b \max}$ интенсивность образуемых в тонких мишенях с низким Z аннигиляционных фотонов (а, значит, и выход исследуемой реакции, вызванный аннигиляционными фотонами этих энергий), значительно преобладает над интенсивностью тормозных фотонов из этой же мишени (соответственно над выходом реакции от тормозных фотонов этого диапазона

их энергий) и, таким образом, в рассматриваемой разностной методике вышеупомянутые различия сечений тормозного излучения e^- и e^+ в полях атомных e^- мишени в сравнительно узком интервале значений k_b вблизи $k_{b \max}$ пренебрежимы с достаточно высокой точностью.

3.1.2. Тормозное излучение электронов из толстых радиаторов

На ускорителях с выведенными пучками e^- (и, прежде всего, на ЛУЭ) в экспериментальных работах по исследованию фотоядерных реакций, имеющих относительно малые сечения (в частности, реакций с заселением различных изомерных состояний атомных ядер, см., например, подраздел 5.1.3), а также в различных прикладных работах (в частности, при наработке радиоактивных изотопов, необходимых для прикладных целей (например, медицинских, см. раздел 5.3)) необходима оптимизация условий проведения таких работ, предполагающая использование как толстых радиаторов тормозного излучения, так и толстых стоящих вблизи к радиаторам облучаемых мишеней. В противоположность условиям проведения экспериментов с большой расстановкой вдоль оси пучка элементов установки друг относительно друга при так называемых “раздвинутой геометрии” (см. раздел 3.3) или даже “хорошей геометрии” (последнее, например, имело место в экспериментах по исследованию полного фотопоглощения методом пропускания) данные условия мы назвали “плотной геометрией”.

Оптимизируемая задача с нахождением образуемых в этих случаях потоков и спектров тормозного излучения состоит из частей: прямой с определением выходов фотоядерных реакций в используемых мишенях при известных сечениях этих реакций и обратной с определением, исходя из измеренных выходов, сечений исследуемых фотоядерных реакций. Ситуация близка к имевшейся при падении e^- на толстые конвертеры с определением выходов из них e^+ , рассмотренную в разделе 2.1. При этом существенны указанные там трудности, но обсуждаемая здесь расчетная задача более реалистична, так как интересующие максимальные толщины радиаторов в несколько раз меньше, а минимальные энергии e^- перед испусканием тормозных фотонов в несколько раз больше, интересующие соответственно максимальных толщин конвертеров и минимальных энергий образованных e^+ перед их выходом из конвертера.

Предваряя последующее более аккуратное рассмотрение задачи, вначале приведем использующий сравнительно грубое приближение, но зато наглядный и удобный способ оценок потоков и спектров тормозного излучения e^- , образуемого в радиаторах, включая и довольно толстые, а также соответствующих оценок решения упомянутой прямой части задачи при этом. В этом приближении предполагается [134], что сечение тормозного излучения e^- на атоме $\sim(1/k_b)$, и тогда можно считать, что при своем потоке N_e и начальной полной энергии γ_n (здесь, как и выше, k_b и γ_n – в единицах μ) e^- , имеющие в элементе слоя радиатора на его глубинах (начиная от входа) от T до $(T+dT)$ полные энергии $\gamma(T)$, испускают из этого элементар-

ного слоя радиатора тормозные фотоны для их энергий от k_b до (k_b+dk_b) с потоком $dN_b \approx N_e \cdot (1/k_b) \cdot (dT/X_0) \cdot dk_b$, где X_0 – радиационная длина материала радиатора. Эти фотоны создают в облучаемой ими мишени, которая находится вблизи к радиатору и имеет поверхностную плотность интересующих в рассматриваемом случае ядер $n_{я м}$, следующее число актов реакции:

$$N_e \cdot (1/k_b) \cdot (dT/X_0) \cdot dk_b \cdot n_{я м} \cdot \sigma(k=k_b),$$

где $\sigma(k=k_b)$ – сечение интересующей фотоядерной реакции при энергии фотонов $k=k_b$. Тогда для тормозных фотонов полного спектра, испускаемых из указанного элементарного слоя радиатора толщиной dT , число актов интересующей реакции в облучаемой мишени составляет:

$$N_e \cdot (dT/X_0) \cdot n_{я м} \cdot \sigma_{-1}(k_{max}=k_{b max}),$$

где $\sigma_{-1}(k_{max}=k_{b max})$ есть (-1) -ый момент сечения реакции при граничной энергии фотонов k_{max} , равной здесь верхней границе тормозного спектра в этом слое радиатора $k_{b max}=\gamma(T)-1$:

$$\sigma_{-1}(k_{max}) = \int_{k_{пор}}^{k_{max}} (1/k) \cdot \sigma(k) \cdot dk, \quad \text{где } k_{пор} \text{ – порог интересующей реакции.}$$

Для всех интересующих реакций графики зависимостей $\sigma_{-1}(k_{max})$ – кривые, нарастающие с ростом k_{max} и постепенно выходящие на плато насыщения (см., например, сведения о $\sigma_{-1}(k_{max})$ для значительной части фотонейтронных реакций, представленные в атласе [21]). Для всех таких реакций в случаях, когда и γ_n , и полная толщина радиатора T_p таковы, что по всей толщине радиатора можно считать, что $k_{b max}(T)$ находится в области указанного плато насыщения, т.е. что $\sigma_{-1}(k_{max}=k_{b max}(T)) \cong \text{const}(T) \cong (\sigma_{-1})_{насыщ}$, имеем в мишени от тормозных фотонов из радиатора полной его толщины T_p примерное число актов реакции (см., например, [182]):

$$N_e \cdot (T_p/X_0) \cdot n_{я м} \cdot (\sigma_{-1})_{насыщ}.$$

К настоящему времени известно, по крайней мере, несколько работ [183-186], в которых сообщалось о сравнительно тщательных подходах к решению расчетных задач по определению потоков и спектров тормозных фотонов из толстых радиаторов для области $k_{b max}(T)$, соответствующей энергиям возбуждения ГР в атомных ядрах. Кроме того, в работах [183,186] сообщалось также о расчетных решениях при этом прямой и обратной задач фотоядерных экспериментов при “плотной геометрии” размещения фотоядерной мишени и радиатора. Несмотря на определенные различия методик расчетов в работах [183-186], тем не менее, в них достаточно много общего. Поэтому в дальнейшем обсуждении путей решения и получаемых при этом результатов в указанных расчетных задачах будем опираться в основном на нашу работу [186], в которой рассматриваются радиаторы толщиной от нескольких тысячных до нескольких десятых долей X_0 и из которой приведем здесь только основные черты.

Аккуратное решение только что перечисленных расчетных задач, кроме более точных представлений тормозного излучения e^- на атоме (которые были, в частности, приведены в подразделе 3.1.1), предполагает также аккуратный учет еще ряда процессов и эффектов.

e^- в радиаторе испытывают многократное рассеяние, которое мы описывали, взяв в качестве исходной позиции теорию G.Molière [127-129], которую, видимо, можно считать одной из наиболее последовательных и разработанных и для которой имеется хорошее согласие с экспериментом (см. [126] и наши работы [85,118], а также раздел 1.4). Теория G.Molière представляет искомую функцию распределения $e^- f_M(\theta)$ по пространственным углам θ относительно направления нормально падающего на радиатор e^- пучка в виде ряда по B^{-1} :

$$\theta d\theta f_M(\theta) = \vartheta d\vartheta [f^{(0)}(\vartheta) + B^{-1} \cdot f^{(1)}(\vartheta) + B^{-2} \cdot f^{(2)}(\vartheta) + \dots],$$

здесь: $\vartheta = \theta / (\chi_c B^{1/2})$; $(\chi_c)^2 = [4\pi(r_0)^2 N_A \rho t Z(Z+1)] / [A(pv/\mu)^2]$, а для интересующих нас условий $(\chi_c)^2 \cong [4\pi N_A \rho t (r_0)^2 Z(Z+1)] / [A\gamma^2]$; r_0 – «классический радиус» e^- ; N_A – число Авогадро; t – пройденный e^- путь в мишени (в см); Z , A и ρ – соответственно атомный номер, атомный вес и плотность (в г/см³) мишени; p , v и γ – соответственно импульс, скорость и полная энергия (в единицах μ) рассеиваемого e^- ; μ – энергия покоя e^- . В имеем из трансцендентного уравнения

$$B - \ln B = b,$$

где: $b = \ln\{[6680\rho t(Z+1)Z^{1/3}] / [\beta^2 A(1+3,34(\alpha Z/\beta)^2)]\}$, а для интересующих нас условий $b \cong \ln\{[6680\rho t(Z+1)Z^{1/3}] / [A(1+1,78 \cdot 10^{-4} Z^2)]\}$; α – постоянная тонкой структуры; $\beta = v/c$; c – скорость света в вакууме. При этом общая формула для $f^{(i)}(\vartheta)$:

$$f^{(i)}(\vartheta) = [1/(i!)] \int_0^\infty u du J_0(\vartheta u) \exp(-u^2/4) \{[u^2 \ln(u^2/4)]/4\}^i,$$

где $J_0(\vartheta u)$ – функция Бесселя нулевого порядка [187]. Для произвольных членов этого ряда не удастся записать простые аналитические выражения, но для интересующих нас значений γ_n и T_p ряд быстро сходится и с хорошей точностью можно ограничиться его первыми двумя членами, для которых есть упрощающие их использование аналитические выражения:

$$f^{(0)} = 2 \exp(-\vartheta^2);$$

$$f^{(1)} = 2[\exp(-\vartheta^2)] \cdot (\vartheta^2 - 1) \cdot [\mathbf{Ei}(\vartheta^2) - \ln(\vartheta^2)] - 2[1 - 2 \exp(-\vartheta^2)],$$

где $\mathbf{Ei}(\vartheta^2)$ – интегральная показательная функция [187].

Укажем еще на некоторые особенности теории G.Molière, которые могут оказаться полезными для оценок и практического ее использования. Как показано в [128], в интервале $5 < b < 20$ с ошибкой, не превышающей $\sim 3\%$, выполняется соотношение:

$$B = 1,326 + 1,122b.$$

Кроме того, хотя преобладающий при малых углах член разложения $f^{(0)}$ и является гауссианом с характеристическим углом $\theta_{1/e} = \chi_c B^{1/2}$, соответствующим значению функции $f^{(0)}$ в e раз меньшему, чем максимальное, но добавление остальных членов разложения (и, прежде всего, $B^{-1} \cdot f^{(1)}$) приводит к тому, что у полного распределения $\theta_{1/e}$ оказывается меньшим [128]:

$$(\theta_{1/e})^2 = (\chi_c)^2 \cdot (1,007B - 1,33) \cong (\chi_c)^2 \cdot 1,13b.$$

К сожалению, теория G.Molière справедлива только для малых углов, а в рассматриваемой задаче существенны и достаточно большие углы θ . Прямое использование другой теории многократного рассеяния S.A.Goudsmit и J.L.Saunderson (см. [129]), для распределения e^- по углам θ , обозначаемого здесь $f_{GS}(\theta)$, которой не требуется приближение малых углов, затруднительно из-за отсутствия у них для $f_{GS}(\theta)$ аналитических выражений. Положение спасает то, что, как следует из [129], для интересующих нас значений γ_n и T_p с приемлемой точностью верно:

$$f_{GS}(\theta) \cong (\theta/\sin\theta)^{0,5} \cdot f_M(\theta),$$

И именно такое “поправленное” распределение с первыми двумя выраженными аналитически членами разложения G.Molière мы использовали в [186] для многократного рассеяния e^- .

При рассмотрении прохождения e^- сквозь толстый радиатор необходимо также учитывать потери энергии e^- в радиаторе и разбросы этих потерь. Такие потери возникают как из-за ионизации (и возбуждения) атомов радиатора, так и из-за тормозного излучения e^- в веществе радиатора. Для интересующих нас условий эти потери сравнимы по величине друг с другом. Ионизационные потери ультррелятивистских e^- (и их разбросы) рассматривались во многих работах, из которых укажем на важные для наших целей [188-193]. Радиационные же потери таких e^- (с учетом разброса этих потерь) достаточно подробно рассмотрены в [25,194]. Сводка рабочих аналитических выражений для вероятностей e^- с первоначальной полной энергией $\mu\gamma_n$ иметь полную энергию $\mu\gamma_1$ после прохождения в радиаторе некоторого пути t в результате только ионизационных или только радиационных потерь энергии ($W_{\text{ион}}(\mu\gamma_n, \mu\gamma_1, t)$ и $W_{\text{рад}}(\mu\gamma_n, \mu\gamma_1, t)$ соответственно), которые следуют из оригинальных работ и использованы в наших расчетах, взята из работ [170,195]. Приведем эти выражения:

$$W_{\text{ион}}(\mu\gamma_n, \mu\gamma_1, t) = (1/0,9238\xi) \sum_{\nu=1}^4 \{c_\nu \gamma_\nu / [(\gamma_\nu)^2 + d^2]^{1/2}\} \exp\{-(\lambda - \lambda_\nu)^2 / [(\gamma_\nu)^2 + d^2]\},$$

$$W_{\text{рад}}(\mu\gamma_n, \mu\gamma_1, t) = \{[\ln(\gamma_n/\gamma_1)]^{(1-1)}\} / [\mu\gamma_n \Gamma(\mathbf{1})],$$

где $\xi = (0,154Z\rho t)/(\beta^2 A)$ (здесь ξ в МэВ, ρt в г/см²); $\mu(\Delta\gamma) = \mu(\gamma_n - \gamma_1)$ в МэВ; $\langle \mu(\Delta\gamma) \rangle$ – средние потери энергии на ионизацию в МэВ [365]; $d^2 = \{2 \cdot 10^{-5} [\langle \mu(\Delta\gamma) \rangle] Z^{4/3}\} / \xi^2$; $\lambda_p = 0,09 + 0,07[\ln(d^2 + 1)] + 0,1[\ln(d^2 + 1)]^2 - 0,01[\ln(d^2 + 1)]^3$; $\lambda = \{[\mu(\Delta\gamma) - 0,77[\langle \mu(\Delta\gamma) \rangle]] / \xi\} + \lambda_p$; $\mathbf{1} = 1,44t/X_0$; $\Gamma(\mathbf{1})$ – гамма-функция [187]; величины c_ν , λ_ν и γ_ν при различных значениях ν даны в табл. 3.

Таблица 3. Величины c_ν , λ_ν и γ_ν при различных значениях ν

	1	2	3	4
c_ν	0, 174	0, 058	0, 019	0, 007
λ_ν	0	3, 0	6, 5	1 1,0

	1,	2,	3,	5,
ν	8	0	0	0

При этом аналогичная вероятность в результате и тех, и других потерь составляет:

$$W(\mu\gamma_n, \mu\gamma_1, t) = \int_{\mu\gamma_1}^{\mu\gamma_n} W_{\text{ион}}(\mu\gamma_n, \mu\gamma'', t) W_{\text{рад}}(\mu\gamma'', \mu\gamma_1, t) d(\mu\gamma'').$$

Еще один немаловажный эффект – увеличение эффективных толщин радиатора и физической мишени из-за и многократного рассеяния e^- , и собственного углового разброса тормозного излучения e^- . При этом надо подчеркнуть, что в приведенных выше формулах как теории G.Molière, описывающих угловое распределение e^- , испытывающих многократное рассеяние, так и теории, описывающей потери энергии e^- , необходимо брать в качестве величины t действительную длину пути, пройденного e^- в веществе радиатора. Возникающие в связи с этим требования удается удовлетворить с помощью методики расчета по слоям.

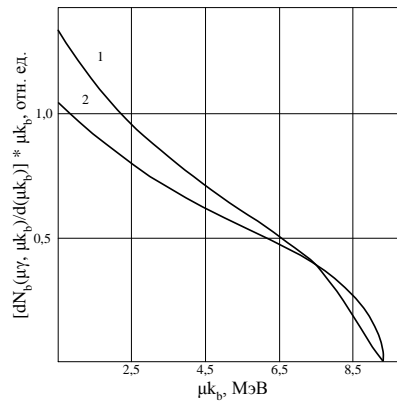


Рис. 35. Зависимость интенсивности тормозного излучения e^- $[dN_b(\mu\gamma, \mu k_b)/d(\mu k_b)] * \mu k_b$ от μk_b для Ta радиатора толщиной $T_p=0,11X_0$ при $\mu\gamma=10$ МэВ. Кривая 1 – использован наш расчет эффективного спектра тормозных фотонов для условий “плотной геометрии“, кривая 2 – использован для тех же условий только спектр на основе формулы L.I.Schiff для $d\sigma_b/d\Omega_b$ без учета потерь энергии и угловых разбросов.

В рамках изложенного нами в [186] были проведены расчеты зависимости эффективной интенсивности $[dN_b/d(\mu k_b)] \cdot (\mu k_b)$ от μk_b для тормозных фотонов, испускаемых из толстого радиатора и бомбардирующей физическую мишень, размещенную вблизи к этому радиатору. Типичный пример такой зависимости дан на рис. 35 (кривая 1). Для сравнения на рис. 35 приведено для этого же случая распределение интенсивности (кривая 2), полученное просто по формуле L.I.Schiff (т.е. без учета потерь энергии e^- , а также увеличения эффективных толщин радиатора и мишени из-за многократного рассеяния e^- и собственного углового разброса тормозного излучения). Видны серьезные различия этих двух распределений. Во-первых, из-за увеличения эффективных толщин радиатора и мишени площадь под кривой 1 значительно больше, чем под кривой 2. Во-вторых (и это особенно важно), наблюдается существенное искажение формы кривой 1 по сравнению с кривой 2, а именно: происходит “перекачка” интенсивности из жесткой в более мягкую часть (что, конечно, вызвано аналогичным процессом в

эффективных распределениях e^- из-за потерь энергии в радиаторе). Кроме того, в [186] мы также исследовали для рассматриваемого случая проблему решения обратной задачи в фото-ядерных исследованиях, т.е. нахождение зависимости сечения фотоядерной реакции σ от энергии фотонов E_γ (в данном случае $E_\gamma \approx \mu k_b$) на основе обработки измеренной в таких условиях зависимости выхода этой реакции от E_γ . Численные расчеты показывают, что хотя указанное искажение формы эффективных спектров тормозных фотонов и затрудняет решение обратной задачи, но, как правило, с разумной точностью оно все же остается достижимым, причем для улучшения этой точности весьма важен корректный учет эффективных спектров тормозных фотонов. Для демонстрации последнего на рис. 36 показаны результаты расчета сечений из модельного выхода, полученные с использованием спектра L.I.Schiff (кривая 1) и рассчитанного в этой же работе эффективного спектра тормозных фотонов (кривая 2). При этом для Та радиатора толщиной $0,11X_0$ выход первоначально рассчитывался путем решения прямой задачи для модельного сечения, взятого в виде суммы двух лоренцианов (кривая 3), а используемый собственно модельный выход находился путем разбрасывания случайным образом значений этого первоначально полученного выхода. Из рис. 36 видно, что установление точного вида тормозного спектра на выходе радиатора оказывается крайне необходимым при обработке результатов эксперимента. Естественное развитие описанной методики – учет в проводимых расчетах распределений падающего пучка e^- по энергии и углам для обеспечения возможности как можно более полного использования их пучка из ускорителя.

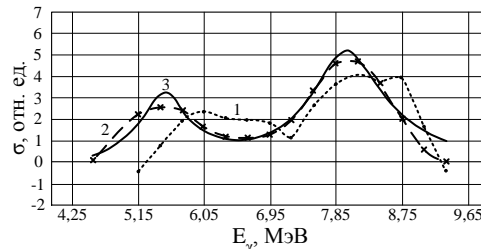


Рис. 36. Решения модельной обратной задачи. Кривая 1 – сечение реакции, полученное из модельного выхода, используя спектры L.I.Schiff (без учета потерь энергии и многократного рассеяния e^- в Та радиаторе толщиной $T_p=0,11X_0$ и собственного углового разброса тормозных фотонов); кривая 2 – сечение реакции, полученное с тем же радиатором и из того же модельного выхода, используя рассчитанные искаженные эффективные спектры тормозных фотонов; кривая 3 – исходное модельное сечение.

Важно еще раз подчеркнуть, что с точки зрения фотоядерных исследований работы вблизи толстого радиатора сильно повышают чувствительность проводимых экспериментов, что особенно существенно в случае реакций с относительно малыми сечениями, а также при относительно невысокой эффективности регистрации продуктов искомых реакций. С точки же зрения прикладных применений фотоядерных реакций и, в частности, при наработке требуемых изотопов такой тип работ позволяет значительно увеличить выход интересующих фотоядерных реакций, что особенно существенно в случае низких уровней: сечений этих реакций и/или содержания материнских ядер в мишени, и/или эффективности выделения (или регистрации)

продуктов реакции. И при этом, как, в частности, показано нами в [186], удается с разумной точностью проводить оценки, оптимизации и обработку результатов таких облучений.

3.2. Свойства излучения от аннигиляции позитронов на лету

При столкновении на лету ультррелятивистского e^+ с e^- среды может произойти их фотонная аннигиляция. Как следует из квантовой электродинамики [25,56,169], для интересующих падающих энергий e^+ , углов коллимирования аннигиляционных фотонов, а также материалов и толщин аннигиляционных мишеней в основном можно учитывать только двухфотонную аннигиляцию (игнорируя аннигиляцию с иным числом фотонов, прежде всего, одно- и трехфотонную аннигиляцию) и пренебрегать при описании радиационными поправками. Кроме того, при описании можно считать, что e^+ и e^- , участвующие в аннигиляции, являются свободными и что в лабораторной системе координат (ЛС), т.е. в системе аннигиляционной мишени участвующие в аннигиляции e^- покоятся. Ниже, если не оговорено иное, говоря об аннигиляции e^+ , имеем в виду рассматриваемую указанным образом двухфотонную аннигиляцию.

3.2.1. Сечения образования излучения от аннигиляции позитронов на лету

Приведем собранные и проанализированные нами в [196,197] сведения о сечениях двухфотонной аннигиляции e^+ на лету, необходимые для понимания аспектов получения квазимонохроматических аннигиляционных фотонов. В системе центра масс (СЦМ) усредненное по направлениям спинов e^+ и e^- и просуммированное по всем направлениям поляризации фотонов дифференциальное сечение двухфотонной аннигиляции e^+ с e^- [25,56,169] можно представить:

$$(d\sigma_{oa}/d\Omega_{oa}) = (r_o)^2 [1/(4\gamma_o((\gamma_o)^2-1)^{0.5})] \{ [(2(\gamma_o)^2-1+(\gamma_o)^2-1)\sin^2\theta_{oa}/D] - [(2((\gamma_o)^2-1)^2\sin^4\theta_{oa}/D^2)] \},$$

где r_o – «классический радиус» e^- ; γ_o – полная энергия испытывающего столкновение e^+ (или e^-) в СЦМ в единицах μ – полной энергии покоящегося e^+ (или e^-); θ_{oa} – в СЦМ угол испускания одного из фотонов по отношению к направлению движения e^+ , $d\Omega_{oa}$ – элемент телесного угла в СЦМ, в котором рассматривается вылет этого фотона; $D=(\gamma_o)^2-((\gamma_o)^2-1)\cos^2\theta_{oa}$.

В согласии с законами сохранения энергии и импульса в СЦМ два фотона аннигиляции разлетаются в противоположных друг другу направлениях и имеют каждый в единицах μ энергию $k_{oa}=\gamma_o$ вне зависимости от θ_{oa} . Анализ же зависимости $(d\sigma_{oa}/d\Omega_{oa})$ от θ_{oa} показывает, что в СЦМ имеется преимущественный вылет фотонов вперед и назад по отношению к направлению движения налетающего e^+ (e^-) и что анизотропия растет с ростом γ_o , так при $\gamma_o \gg 1$:

$$(d\sigma_{oa}/d\Omega_{oa})\{\theta_{oa}=0\} = (d\sigma_{oa}/d\Omega_{oa})\{\theta_{oa}=\pi\} = (r_o)^2 [1/(4\gamma_o((\gamma_o)^2-1)^{0.5})] [(2(\gamma_o)^2-1)] \cong (r_o)^2/2,$$

$$(d\sigma_{oa}/d\Omega_{oa})\{\theta_{oa}=\pi/2\} = (r_o)^2 [1/(4\gamma_o((\gamma_o)^2-1)^{0.5})] [((\gamma_o)^4+2(\gamma_o)^2-2)/(\gamma_o)^4] \cong (r_o)^2/4(\gamma_o)^2.$$

Значение характеристического угла, при котором сечение падает вдвое по сравнению с максимальным сечением при $\theta_{oa}=0$, при росте γ_0 стремится к величине $1/\gamma_0$.

Используя релятивистские преобразования [56,198], можно, исходя из величин γ_0 , θ_{oa} , k_{oa} и $(d\sigma_{oa}/d\Omega_{oa})$ в СЦМ, найти выражения для соответствующих величин γ , θ_a , k_a и $(d\sigma_a/d\Omega_a)$ в ЛС (здесь $\gamma \equiv \gamma^+$ есть полная энергия падающего e^+ (в единицах μ) в ЛС, а θ_a – угол, под которым в ЛС по отношению к направлению движения падающего e^+ испускается аннигиляционный фотон с энергией k_a (также в единицах μ)). Скорость систем ЛС и СЦМ по отношению друг к другу в единицах c (скорости света в вакууме) есть $\beta = [(\gamma-1)/(\gamma+1)]^{0.5}$.

Полная энергия падающего e^+ в ЛС γ связана с γ_0 известным соотношением, объясняющим основное преимущество встречных пучков для исследований в физике высоких энергий:

$$(\gamma_0)^2 = (\gamma+1)/2.$$

В [199] было дано выражение для $(d\sigma_a/d\Omega_a)$ в ЛС, удобный вид которого:

$$(d\sigma_a/d\Omega_a) = [(r_0)^2/2][(\gamma+1)/(\gamma-1)]^{0.5} \{-[2/(\gamma+1-(\gamma^2-1)^{0.5}\cos\theta_a)^2] + [(3+\gamma)/((\gamma+1)(\gamma-(\gamma^2-1)^{0.5}\cos\theta_a))] - [(\gamma+1-(\gamma^2-1)^{0.5}\cos\theta_a)/((\gamma+1)(\gamma-(\gamma^2-1)^{0.5}\cos\theta_a))]^2\}.$$

На рис. 37 для нескольких γ показаны графики $(d\sigma_a/d\Omega_a)$ от θ_a при относительно малых θ_a . Из этих графиков видно, что в ЛС в угловом распределении аннигиляционных фотонов при $\theta_a=0$ есть пик, у которого высота и “острота” (величина, обратная полной ширине пика на половине его высоты) растут с ростом γ . Более аккуратный анализ даёт: $(d\sigma_a/d\Omega_a)$ при $\theta_a=0$ с ростом γ стремятся к $(r_0)^2\gamma$, значит, в этих случаях поток аннигиляционных фотонов (без учета угловых разбросов e^+) в малый приосевой коллиматор растёт линейно с ростом энергии e^+ (см. рис. 38), т.е. не так круто, как $[d^2\sigma_b/(dk_b d\Omega_b)]\{\theta_b=0\}$, которое, как указано в подразделе 3.1.1, при некоем фиксированном k_b растёт с ростом γ круче, чем γ^2 . Последнее делает проблему фона тормозного излучения, генерируемого e^+ в самой аннигиляционной мишени, особенно острой при энергиях e^+ , заметно превышающих энергии максимумов ГР в исследуемых атомных ядрах. При этом условие $(d\sigma_a/d\Omega_a)\{\theta_a\} = 0,5[(d\sigma_a/d\Omega_a)\{\theta_a=0\}]$ выполняется при θ_a , стремящихся к $(1/\gamma)$ и совпадающих с характеристическим углом спада тормозного излучения при росте θ_b .

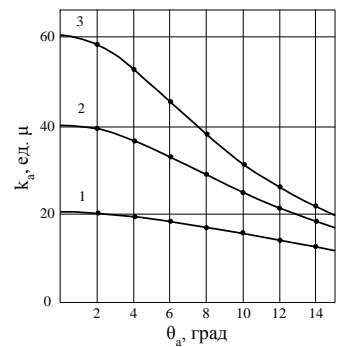
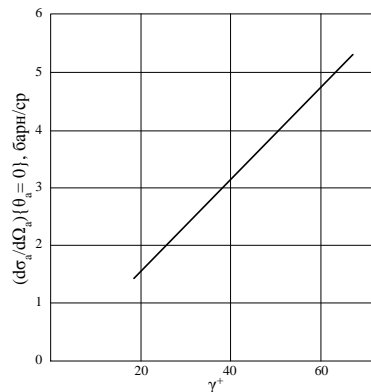
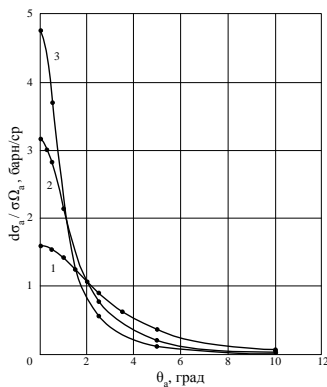


Рис. 37. Зависимости для падающих e^+ сечения $d\sigma_a/d\Omega_a$ от угла θ_a при $\gamma^+ = 20$; 40; 60 (кривые 1; 2; 3 соответственно).

Рис. 38. Зависимость сечения $d\sigma_a/d\Omega_a$ от γ^+ для $\theta_a=0$.

Рис. 39. Зависимости k_a от θ_a для $\gamma^+ = 20$; 40; 60 (кривые 1; 2; 3 соответственно).

Полезны приближенные выражения для $(d\sigma_a/d\Omega_a)$ при ультрарелятивистских энергиях налетающих e^+ ($\gamma \gg 1$), пригодные для различных диапазонов θ_a :

при $\theta_a \ll 1$ (в согласии с [56]):

$$(d\sigma_a/d\Omega_a) \cong [(r_0)^2/(2(1+0,5\gamma(\theta_a)^2)^2)] \{ [(2\gamma)/(1+\gamma^2(\theta_a)^2)] + [(1+\gamma^2(\theta_a)^2)/(2\gamma)] + [(4\gamma^2(\theta_a)^2)/(1+\gamma^2(\theta_a)^2)^2] \};$$

при θ_a , меньших или примерно равных $(1/\gamma)$, т.е. в совсем приосевых случаях:

$$(d\sigma_a/d\Omega_a) \cong (r_0)^2\gamma/(1+\gamma^2(\theta_a)^2);$$

при $(1/\gamma) \ll \theta_a \ll 1$: $(d\sigma_a/d\Omega_a) \cong [(r_0)^2/2(1+0,5\gamma(\theta_a)^2)^2] \{ [2/\gamma(\theta_a)^2] + [\gamma(\theta_a)^2/2] \};$

при $(1/\gamma) \ll \theta_a \ll (2/\gamma)^{0,5}$: $(d\sigma_a/d\Omega_a) \cong [(r_0)^2/\gamma(\theta_a)^2].$

Последнее выражение интересно для подавления вклада фона от излучения e^+ в полях атомных ядер в аннигиляционной мишени тормозных фотонов, сечение которого при таких углах, как указано в подразделе 3.1.1, спадает с ростом θ_a круче, а именно, как $1/(\theta_a)^4$.

В ЛС импульс e^+ и волновые векторы испускаемых аннигиляционных фотонов лежат в одной плоскости. Угол испускания аннигиляционного фотона θ_{oa} и энергия этого фотона k_{oa} (в единицах μ) в СЦМ и соответствующие величины в ЛС θ_a и k_a связаны между собой:

$$\cos\theta_a = (\cos\theta_{oa} + \beta)/(1 + \beta\cos\theta_{oa});$$

$$\begin{aligned} k_a &= k_{oa}(1-\beta^2)^{0,5}/(1-\beta\cos\theta_a) = 1/(1-\beta\cos\theta_a) = (\gamma+1)/[\gamma+1-(\gamma^2-1)^{0,5}\cos\theta_a] = \\ &= (1+\beta\cos\theta_{oa})/(1-\beta^2) = [\gamma+1+(\gamma^2-1)^{0,5}\cos\theta_{oa}]/2. \end{aligned}$$

На рис. 39 показаны зависимости $k_a\{\theta_a\}$ для трех полных энергий падающего e^+ $\gamma \equiv \gamma^+$.

Имеющееся однозначное соответствие между энергией и углом испускания аннигиляционных фотонов позволяет с помощью установки после бомбардируемой “игольчатый” пучком монохроматических e^+ очень тонкой аннигиляционной мишени коллиматора под определенным углом и с определенной апертурой получать пучок аннигиляционных фотонов с определенными энергиями и определенным разбросом этих энергий. Этот вывод остается в меру справедливым и для неидеализированного случая, когда имеются разбросы энергии, угла и положения e^+ (как некоторые начальные на входе в аннигиляционную мишень, так и несколько возрастающие по мере прохождения этой мишени), если все эти разбросы достаточно умеренные (см. подробнее об этом в следующем подразделе). Заметим, что такое действие коллимирования невозможно для тормозного излучения e^+ , для которого в тех же условиях мы по-прежнему будем иметь сплошной спектр по энергии фотонов и которое, к сожалению, присутствует, как фоновый процесс, также происходящий с e^+ в аннигиляционной мишени (но, как будет видно из дальнейшего, для подавления или учета которого все же существуют довольно

эффективные пути). Таким образом, двухфотонная аннигиляция в тонкой мишени e^+ , взятых из их пучка с малыми разбросом по энергии и поперечным эмиттансом, способна обеспечить нас источником квазимонохроматических фотонов, и такая возможность была успешно реализована на ЛУЭ [44-47,54,57,66,79,80,110,146,157,162,200-203]. Для заданной “геометрии” (падения e^+ на аннигиляционную мишень и относительного расположения этой мишени и фотонного коллиматора) энергию квазимонохроматических аннигиляционных фотонов можно плавно изменять, плавно изменяя энергию падающих на мишень e^+ . Надо также отметить, что при неизменной энергии падающих на мишень e^+ изменение угла выделения (коллимирования) фотонов тоже ведет к изменению энергии получаемых аннигиляционных фотонов (см. рис. 39). Среди экспериментальных установок с пучками квазимонохроматических аннигиляционных фотонов, публикации о которых только что были указаны, на части установок [46,54,57,202] при энергиях фотонов существенно выше области ГР в ядрах для уменьшения фонов от тормозных фотонов из аннигиляционной мишени (и соответственно образованных ими фонов в физической мишени) было с заметной пользой использовано внеосевое коллимирование. Следует, однако, указать, на ограничения для имеющего смысл увеличения угла между осью коллиматора и осью пучка e^+ из-за нескольких эффектов: 1) существенное и возможно неприемлемое уменьшение интенсивности аннигиляционных фотонов; 2) возрастание (которое также может быть неприемлемым) разброса по энергии выделяемого пучка аннигиляционных фотонов, в частности, из-за увеличения относительного вклада от трехфотонной аннигиляции; 3) замедление уменьшения вклада тормозных фотонов из-за относительного увеличения в них части тормозных фотонов, образованных e^+ в полях e^- мишени и интенсивность которых медленнее спадает с ростом угла, чем интенсивность тормозных фотонов, образованных в полях ядер. Поэтому такие увеличенные углы должны быть $\leq \sim(2/\gamma)^{0.5}$ [56,204].

В приведенных формулах нет различия между двумя фотонами, испускаемыми при аннигиляции в одном и том же ее акте, но удобно дать этим фотонам в ЛС отдельные названия и обозначения характеризующих их величин: “жесткий” фотон (с энергией k_{a1} и углом вылета θ_{a1}) и “мягкий” фотон (с энергией k_{a2} и углом вылета θ_{a2}). Причем $k_{a1} \geq k_{a2}$ (откуда и взято название фотонов) и $|\theta_{a1}| \leq |\theta_{a2}|$, при этом $(k_{a1} + k_{a2}) = (\gamma + 1)$. Запишем связи характеристик “жесткого” и “мягкого” фотонов друг с другом, полагая $\theta_{a12} = |\theta_{a2} - \theta_{a1}|$:

$$k_{a2} = (\gamma + 1) / [\gamma + 1 - (\gamma^2 - 1)^{0.5} \cos \theta_{a2}] = \gamma + 1 - k_{a1} = [(\gamma + 1)(\gamma - (\gamma^2 - 1)^{0.5} \cos \theta_{a1})] / [\gamma + 1 - (\gamma^2 - 1)^{0.5} \cos \theta_{a1}];$$

$$\cos \theta_{a2} = [(\gamma^2 - 1)^{0.5} - \gamma \cos \theta_{a1}] / [\gamma - (\gamma^2 - 1)^{0.5} \cos \theta_{a1}]; \quad \text{tg} \theta_{a2} = [-\sin \theta_{a1}] / [(\gamma^2 - 1)^{0.5} - \gamma \cos \theta_{a1}];$$

$$\sin^2 \theta_{a12} = \{ [2(\gamma - 1) \sin^2 \theta_{a1}] / [\gamma - (\gamma^2 - 1)^{0.5} \cos \theta_{a1}] \} - \{ [(\gamma - 1)^2 \sin^4 \theta_{a1}] / [\gamma - (\gamma^2 - 1)^{0.5} \cos \theta_{a1}]^2 \}.$$

В ЛС “жесткий” (“мягкий”) фотон – это тот фотон в СЦМ, который испускается в переднюю (заднюю) полусферу к падающему e^+ . Узконаправленный вперед пик в угловом распре-

делении аннигиляционных фотонов в ЛС есть именно для “жестких” фотонов. Интересно для некой энергии налетающего e^+ в ЛС $\gamma \gg 1$, рассмотреть три замечательные пары “жесткого” и “мягкого” фотонов, каждая для своего акта двухфотонной аннигиляции.

В первой из этих пар фотоны испускаются так, что и в ЛС, и в СЦМ для фотонов “жесткого” $\theta_{a1} = \theta_{oa1} = 0$, а “мягкого” $\theta_{a2} = \theta_{oa2} = \pi$. При этом в ЛС при выбранной энергии γ (где $\gamma \gg 1$) налетающих e^+ у “жесткого” и “мягкого” фотонов максимально ($k_{a \max} = k_a \{ \theta_a = 0 \} = k_{a1} \{ \theta_{a1} = 0 \}$) и минимально ($k_{a \min} = k_a \{ \theta_a = \pi \} = k_{a2} \{ \theta_{a2} = \pi \}$) возможные энергии для двухфотонной аннигиляции:

$$k_{a \max} = (\gamma + 1)^{0.5} / [(\gamma + 1)^{0.5} - (\gamma - 1)^{0.5}] \cong \gamma + 0,5; \quad k_{a \min} = (\gamma + 1)^{0.5} / [(\gamma + 1)^{0.5} + (\gamma - 1)^{0.5}] \cong 0,5; \quad k_{a \max} \cong k_{b \max} + 1,5.$$

Во второй паре в ЛС у “мягкого” фотона $|\theta_{a2}| = (\pi/2)$ и $k_{a2} = 1$, а у “жесткого” $k_{a1} = \gamma$ и $\theta_{a1} \cong (-\theta_{a2}/|\theta_{a2}|)(1/\gamma)$, а в СЦМ $\theta_{oa1} \cong \pm(1/\gamma_0)$ и $\theta_{oa2} \cong [\pi \pm (1/\gamma_0)]$.

В третьей паре в СЦМ $\theta_{oa \text{ симм}} = |\theta_{oa1}| = |\theta_{oa2}| = (\pi/2)$, в ЛС же $k_{a1} = k_{a2} = k_{a \text{ симм}} = (\gamma + 1)/2$ и $|\theta_{a1}| = |\theta_{a2}| = \theta_{a \text{ симм}}$, причем $\cos \theta_{a \text{ симм}} = \beta = [(\gamma - 1)/(\gamma + 1)]^{0.5}$, а при $\gamma \gg 1$ имеем $\theta_{a \text{ симм}} \cong (2/\gamma)^{0.5}$.

Отметим, что для $\theta_a = \theta_{a1} \leq \sim(1/\gamma)$ имеем: $k_a = k_{a1} \cong (k_{a \max} - (\gamma^2(\theta_a)^2/2))$ и $\theta_a = \theta_{a1} \cong (2(k_{a \max} - k_{a1}))^{0.5}/\gamma$.

Связь энергий и углов вылета “жесткого” и “мягкого” фотонов из одного и того же акта двухфотонной аннигиляции монохроматических e^+ из их “игольчатого” пучка, имеющего фиксированный (обычно нормальный) угол падения на аннигиляционную мишень, приводит к принципиальной возможности мечения “жесткого” аннигиляционного фотона с помощью регистрации “мягкого” фотона для подавления различных фонов (прежде всего, от конкурентного процесса излучения e^+ тормозных фотонов, идущего в той же аннигиляционной мишени). Несмотря на то, что этот вариант методики получения квазимонохроматических аннигиляционных фотонов встречается с сильной конкуренцией со стороны способа получения меченых тормозных фотонов, испущенных e^- , он был успешно осуществлён в двух подвариантах.

В первом подварианте методики меченых аннигиляционных фотонов для мечения используется “мягкий” фотон, который в ЛС испускается в заднюю полусферу ($|\theta_{a2}| \geq \pi/2$) и имеет $\sim 0,5 \leq k_{a2} \leq \sim 1$, при этом у меченого “жесткого” фотона $k_{a1} \geq \sim \gamma$ и он испускается вперед под малым углом $|\theta_{a1}| \leq (\sim 1/\gamma)$, а детектор “мягкого” фотона размещается вверх по течению пучка от аннигиляционной мишени и в принципе его можно изготавливать так, чтобы он охватывал с этой мишени телесный угол как можно более близкий к 2π , оставляя только малую часть для удаленного отверстия для пропуска проходящего на аннигиляционную мишень e^+ пучка. В этом детекторе независимо от энергии падающих e^+ может быть установлено постоянное “окно” по энергии $\sim (0,25 \div 0,5)$ МэВ. Сообщение об осуществлении такого мечения аннигиляционных фотонов дано в [200], где дана измеренная при этом функция отклика NaI γ -спектрометра.

Во втором подварианте методики меченых аннигиляционных фотонов и используемый для мечения “мягкий” фотон, и меченый “жесткий” испускаются в ЛС в переднюю полусферу так, что $\theta_{a \text{ симм}} \cong (2/\gamma)^{0.5} \leq |\theta_{a2}| < (\pi/2)$, а $(1/\gamma) < |\theta_{a1}| \leq \theta_{a \text{ симм}}$, и при этом в зависимости от выбора величины

$|\theta_{a1}|$ “мягкий” фотон может в ЛС уносить заметную часть выделяемой при аннигиляции энергии. Этот подвариант методики мечения аннигиляционных фотонов также нашел свое успешное экспериментальное осуществление в работах [157,162,205], однако, если в работе [205] его практическое использование также не пошло дальше измерения функции отклика используемого γ -спектрометра, то уже в работах [157,162] его удалось использовать для программ экспериментальных работ по исследованию сечений рассеяния фотонов на атомных ядрах [157], а также сечений полного ядерного фотопоглощения и сечений фоторождения пионов [162].

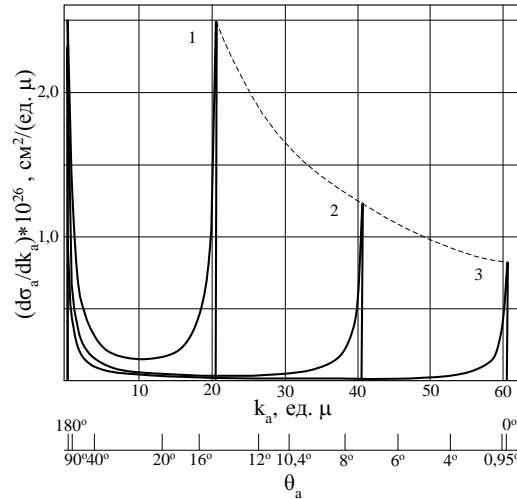


Рис. 40. Зависимости $d\sigma_a/dk_a$ от k_a (сплошные кривые). Для кривых 1; 2; 3 $\gamma^+ = 20; 40; 60$ соответственно, в последнем случае дана также дополнительная неравномерная ось абсцисс – ось θ_a . Штриховая кривая – зависимость $d\sigma_a/dk_a$ для $k_a = k_{a \max}$, рассматриваемая как $f\{k_{a \max}\}$, где $f\{k_{a \max}\} \approx 2\pi(r_0)^2/k_{a \max}$.

В то же время наличие в ЛС однозначного соответствия между углом испускания фотона и его энергией при двухфотонной аннигиляции позволяет выразить в ЛС дифференциальное поперечное сечение этого процесса, используя только энергетические величины γ и k_a :

$$(d\sigma_a/dk_a) = [(\pi(r_0)^2)/(\gamma^2-1)]\{-2+[(3+\gamma)(\gamma+1))/(k_a(\gamma+1-k_a))]-[(\gamma+1)/(k_a(\gamma+1-k_a))]^2\}.$$

Графики зависимости $(d\sigma_a/dk_a)$ для $\gamma = 20; 40$ и 60 приведены на рис. 40. Каждое из распределений, приведенных на рис. 40, является симметричным относительно своего значения $k_{a \text{ симм}} = (k_{a \max} + k_{a \min})/2$, и при этом выше такой точки каждый график на рис. 40 относится к “жестким” фотонам, а ниже – к “мягким”. Каждому значению k_a соответствует определенное значение θ_a , и поэтому на рис. 40 в целях иллюстрации наряду со шкалой энергий фотонов k_a для случая $\gamma=60$ параллельно проведена соответствующая неравномерная шкала углов θ_a . При $\gamma \gg 1$ и $\Delta k = (k_{a \max} - k_a) \leq (\sim 1)$ имеем: $(d\sigma_a/dk_a) \cong \{2\pi(r_0)^2/k_{a \max}[1+2(k_{a \max}-k_a)]\}$. Аналогичная гиперболическая зависимость есть и при $k_a \sim k_{a \min}$. Легко показать, что приближенно $(d\sigma_a/dk_a)$ спадает от своих одинаковых наибольших значений при $k_{a \max}$ и $k_{a \min}$ в 2 раза при значениях k_a , смещенных на $\cong(1/2)$ от этих значений к центру симметрии распределения $(d\sigma_a/dk_a) = f\{k_a\}$.

Для различных оценок и расчетов наряду с дифференциальным сечением ($d\sigma_a/dk_a$) необходимо также и интегральное, для которого в ЛС в случае, когда энергия “жесткого” фотона k_{a1} находится в пределах от k' до k'' , т.е. $k_{a \text{ симм}} \leq k' \leq k_{a1} \leq k'' \leq k_{a \text{ max}}$, получаем

$$\sigma_a(\gamma, k', k'') = [(\pi(r_0)^2)/(\gamma^2-1)] \{ -(k''-k')[2+(1/k'k'')+(1/((\gamma+1-k')(\gamma+1-k'')))] + ((\gamma^2+4\gamma+1)/(\gamma+1)) \ln[(k''(\gamma+1-k'))/(k'(\gamma+1-k''))] \}.$$

В случае, когда имеется осевое коллимирование, т.е. если $k''=k_{a \text{ max}}$, а $k'=k_{a \text{ max}}-\Delta k$ имеем:

$$\sigma_a(\gamma, k'=k_{a \text{ max}}-\Delta k, k''=k_{a \text{ max}}) = [(\pi(r_0)^2)/(\gamma^2-1)] \times \{ -2 \cdot \Delta k [1 + ((\gamma - (\gamma^2 - 1)^{0.5}) / (\gamma + 1 - \Delta k (\gamma + 1 - (\gamma^2 - 1)^{0.5}))) + ((\gamma + (\gamma^2 - 1)^{0.5}) / (\gamma + 1 + \Delta k (\gamma + 1 + (\gamma^2 - 1)^{0.5})))] + ((\gamma^2 + 4\gamma + 1) / (\gamma + 1)) \ln[(\gamma + 1 + \Delta k (\gamma + 1 + (\gamma^2 - 1)^{0.5})) / (\gamma + 1 - \Delta k (\gamma + 1 - (\gamma^2 - 1)^{0.5}))] \}.$$

При $\gamma \gg 1$ и $\Delta k \leq (\sim 1)$: $\sigma_a(\gamma, k'=k_{a \text{ max}}-\Delta k, k''=k_{a \text{ max}}) \cong [(\pi(r_0)^2)/k_{a \text{ max}}] \ln[1+2(k_{a \text{ max}}-k')]$,

что дает для $\Delta k = (1/2)$: $\sigma_a(\gamma, k'=k_{a \text{ max}}-(1/2), k''=k_{a \text{ max}}) \cong [(\pi(r_0)^2 \ln 2)/\gamma]$.

Для получения в ЛС полного поперечного сечения двухфотонной аннигиляции позитрона на лету надо в предыдущих формулах взять $k'=k_{a \text{ симм}}$ и $k''=k_{a \text{ max}}$ (необходимо учитывать, что в процессе излучаются два фотона), что дает известную формулу Р.А.М. Dirac [25]:

$$\sigma_{a \text{ полн}}(\gamma) = [(\pi(r_0)^2)/(\gamma+1)] \{ -[(\gamma+3)/(\gamma^2-1)^{0.5}] + [(\gamma^2+4\gamma+1)/(\gamma^2-1)] \ln[\gamma+(\gamma^2-1)^{0.5}] \}.$$

При очень больших значениях γ эта формула приближенно переходит [25] в:

$$\sigma_{a \text{ полн}}(\gamma) \cong [(\pi(r_0)^2)/\gamma] [-1 + \ln(2\gamma)].$$

В завершении данного подраздела надо указать, что все приведенные в нем сечения аннигиляции e^+ даны в расчете на один e^- мишени, с которым e^+ претерпевает столкновение. Для сечений аннигиляции в расчете на атом надо учитывать все e^- атома, т.е. такие сечения пропорциональны атомному номеру Z , в то время как сечения образования e^+ тормозного излучения в расчете на атом мишени (см. подраздел 3.1.1) примерно пропорциональны $Z(Z+1)$. Таким образом, так как тормозное излучение e^+ в аннигиляционной мишени – нежелательный фоновый процесс, для улучшения соотношения между основным и фоновым процессами в аннигиляционной мишени выгоднее брать для неё вещества с низкими значениями отношений $Z(Z+1)$ к Z (или их эффективных значений). Возможные кандидаты для аннигиляционных мишеней: H_2 , He, LiH, Li, Be и CH_4 (здесь не имеются в виду вещества, применяемые для добавочных мишеней в узлах аннигиляционных мишеней, которые применяются для “ e^+-e^+ вычитания”, упоминаемого выше и проводимого с целью учета вкладов от тормозных фотонов, рождаемых в самой аннигиляционной мишени). На выбор конкретного вещества из только что указанных влияют также вопросы безопасности использования, простоты конструкции, удобства обращения. Из-за игры этих факторов на практике пока не использовались только He и CH_4 .

Наконец, рассматривая использование процесса испускания в узкий коллиматор квазимонохроматических фотонов при аннигиляции e^+ на лету с точки зрения создания источника фотонов для исследований фотоядерных реакций, и взвешивая существенные достоинства и не-

достатки рассматриваемого процесса по сравнению с процессом испускания e^- тормозных фотонов, надо указать, что, несмотря на относительную малость сечений процесса аннигиляции на лету, у него имеется очень важное достоинство – все распределение дифференциального по энергии фотонов сечения сосредоточено в относительно узком интервале значений k_a и уже существующая к настоящему времени теория позволяет рассчитывать во всем таком интервале форму этого распределения с высокой точностью. Последнее также особенно важно, поскольку, как указывалось в подразделе 3.1.1, несмотря на все усилия многих исследователей, к сожалению, не удалось достичь с хотя бы отдаленно сопоставимой точностью по отношению к форме распределения дифференциального по энергии фотонов сечения испускания e^- тормозных фотонов сплошного спектра и в особенности для области энергии k_b вблизи их верхней границы $k_{b \max}$, которая, прежде всего, существенна при нахождении формы сечения исследуемых с помощью таких тормозных фотонов фотоядерных реакций.

3.2.2. Коэффициенты конверсии позитронов в аннигиляционные фотоны

При аккуратных абсолютных измерениях сечений фотоядерных реакций со сравнительно высоким разрешением по энергии, проводимых на пучках квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету, нужны достаточно точные сведения о потоках и спектрах по энергии этих фотонов. Кроме рассмотренных в подразделе 3.2.1 сечений аннигиляции e^+ , интересные потоки и спектры зависят от параметров полученного e^+ пучка, падающего на аннигиляционную мишень, от выбранных материала и толщины этой мишени и от условий выделения аннигиляционных фотонов, осуществляемого путем либо только одного коллимирования фотонов (в основном), либо (в редких случаях) с подключением к последнему еще и методики совпадений событий, вызванных двумя фотонами от одного акта аннигиляции. Для успешного решения вопросов выбора конкретных экспериментов на пучках аннигиляционных фотонов, оптимизации условий этих экспериментов и, наконец, обработки результатов измерений с целью получения надежной и точной экспериментальной ядернофизической информации нужна адекватная вычислительная методика нахождения обсуждаемых потоков и спектров фотонов для разнообразных условий. Близкие задачи имеются и при работе с тормозными фотонами (см. подраздел 3.1.2), но для аннигиляционных фотонов есть свои существенные особенности.

Разработанные различные программы расчетов полных и дифференциальных по энергии фотонов коэффициентов конверсии e^+ в квазимонохроматические фотоны от аннигиляции e^+ на лету ($e^+ \rightarrow \text{«моно-}\gamma\text{»}$), т.е. в расчете на один падающий e^+ соответственно полного числа фотонов или же плотности числа фотонов по энергии фотонов можно свести к двум типам: численно-аналитические с использованием разбиения мишени на тонкие слои [196,197,206,207] и на основе метода Монте-Карло [57,203,208]. Так как в задаче рассматриваются довольно тонкие мишени, значительно легче, чем для тормозного излучения из толстых мишеней, рассмот-

ренного в подразделе 3.1.2, и, тем более, для генерации e^+ в толстых конвертерах, рассмотренной в разделе 2.1, удается получать результаты, хорошо согласующиеся как между собой при расчетах по обоим указанным типам программ (см. ниже рис. 41а и 41с), так и с экспериментом. Поэтому в проводимом далее рассмотрении основных черт поведения полных и дифференциальных по энергии фотонов коэффициентов конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ для типичных характеристик e^+ пучка, аннигиляционной мишени и коллиматора фотонов можно опереться на наши собственные расчеты [196,197], тем более что нам удалось получить объем результатов, который позволяет сложить достаточно полную картину для области энергий фотонов, наиболее интересной при исследованиях ГР в атомных ядрах.

В расчетах [196,197] полных и дифференциальных коэффициентов конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ мы применили численно-аналитический расчет с разбиением мишени на тонкие слои, толщину и число которых можно варьировать, добиваясь сходимости получаемых результатов. Использовались дифференциальные сечения двухфотонной аннигиляции из подраздела 3.2.1. Учитывались многократное рассеяние и потери энергии e^+ в мишени (см. подраздел 3.1.2).

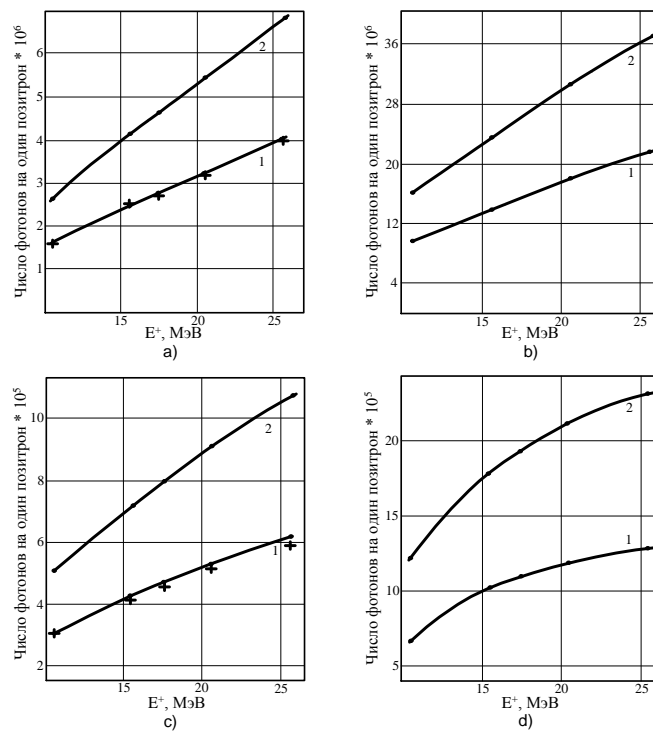


Рис. 41. Рассчитанные зависимости полного коэффициента конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ от полной энергии падающих e^+ $E^+ = \mu\gamma^+$ для Be аннигиляционных мишеней различной толщины T и различных углов раствора приосевого коллиматора фотонов θ_c : а) $\theta_c = 0,40 \times 10^{-2}$ рад; б) $\theta_c = 0,97 \times 10^{-2}$ рад; в) $\theta_c = 1,74 \times 10^{-2}$ рад; д) $\theta_c = 2,88 \times 10^{-2}$ рад. Кривые 1 для $T = 0,5$ мм; кривые 2 для $T = 1,0$ мм. Крестики расчет из работы [203] по методу Монте-Карло.

Сначала мы провели расчеты для монохроматических “игольчатых” падающих пучков e^+ , ось которых совпадает с центральной осью СТФА. Эти расчеты проводились для используемых на нашей системе получения пучков квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету Be мишеней, рассмотренный диапазон изменения толщин которых простирался от 0,025 мм до 3 мм, для полных энергий падающих e^+ $E^+ = \mu\gamma^+ = (10,5; 15,5; 17,5; 20,5 \text{ и } 25,5)$ МэВ

и для углов раствора приосевого коллиматора фотонов (т.е. углов между осью указанного “игольчатого” падающего пучка e^+ (совпадающей с осью СТФА) и образующей конического приосевого коллиматора фотонов) $\theta_c=(0,4; 0,97; 1,74$ и $2,88)\times 10^{-2}$ рад. Далее в подразделе, если не оговорено иное, под расчетными имеются в виду именно результаты этих наших расчетов.

Результаты расчетов полных (интегральных) коэффициентов конверсии $e^+\rightarrow\langle\text{моно-}\gamma\rangle$ показаны на рис. 41÷43. Кроме того, на рис. 41а и 41с крестиками показаны полученные методом Монте-Карло результаты [203], хорошо согласующиеся с соответствующими нашими.

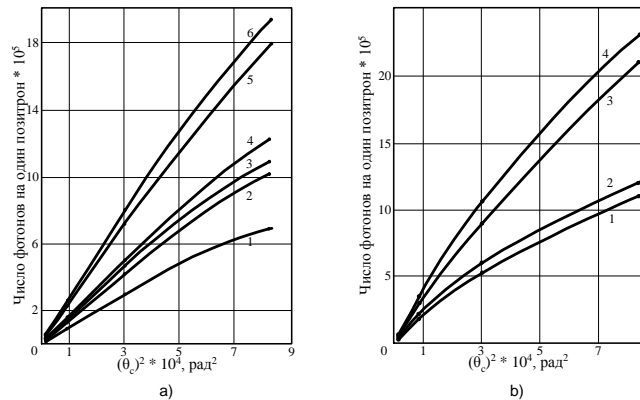


Рис. 42. Рассчитанные зависимости полного коэффициента конверсии $e^+\rightarrow\langle\text{моно-}\gamma\rangle$ от квадрата угла раствора приосевого коллиматора фотонов $(\theta_c)^2$ для Be аннигиляционных мишеней различной толщины T и различных значений полной энергии падающих e^+ $E^+=\mu\gamma^+$. **а):** 1 – $E^+=10,5$ МэВ, $T=0,5$ мм; 2 – $E^+=15,5$ МэВ, $T=0,5$ мм; 3 – $E^+=17,5$ МэВ, $T=0,5$ мм; 4 – $E^+=10,5$ МэВ, $T=1,0$ мм; 5 – $E^+=15,5$ МэВ, $T=1,0$ мм; 6 – $E^+=17,5$ МэВ, $T=1,0$ мм. **б):** 1 – $E^+=20,5$ МэВ, $T=0,5$ мм; 2 – $E^+=25,5$ МэВ, $T=0,5$ мм; 3 – $E^+=20,5$ МэВ, $T=1,0$ мм; 4 – $E^+=25,5$ МэВ, $T=1,0$ мм.

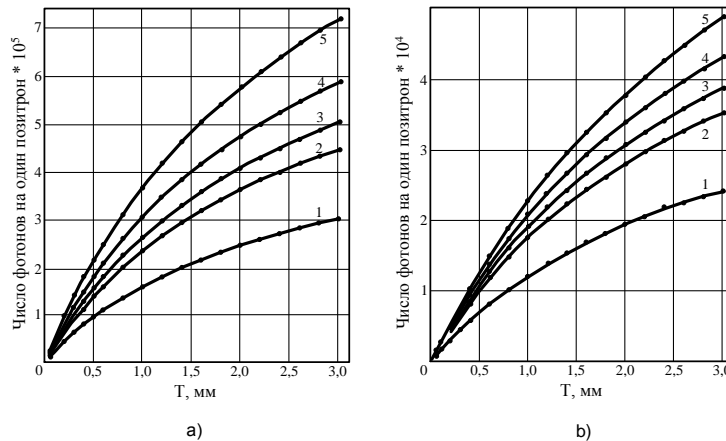


Рис. 43. Рассчитанные зависимости полного коэффициента конверсии $e^+\rightarrow\langle\text{моно-}\gamma\rangle$ от толщины Be аннигиляционных мишеней T для различных значений углов раствора приосевого коллиматора фотонов θ_c и полной энергии падающих e^+ E^+ . **а)** $\theta_c=0,97\times 10^{-2}$ рад; **б)** $\theta_c=2,88\times 10^{-2}$ рад. Кривые: 1 – $E^+=10,5$ МэВ; 2 – $E^+=15,5$ МэВ; 3 – $E^+=17,5$ МэВ; 4 – $E^+=20,5$ МэВ; 5 – $E^+=25,5$ МэВ.

На рис. 44 в качестве примера приведены рассчитанные спектры дифференциального по энергии фотонов коэффициента конверсии $e^+\rightarrow\langle\text{моно-}\gamma\rangle$ для $E^+=25,5$ МэВ и для трех значений угла раствора приосевого коллиматора $\theta_c=(0,97; 1,74$ и $2,88)\times 10^{-2}$ рад.

Используемая нами программа позволяет также рассчитывать полные и дифференциальные по энергии фотонов коэффициенты конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ и с учетом различных отклонений от вышеуказанного идеализированного случая монохроматического “игольчатого” осевого пучка e^+ и приосевого коллимирования пучка аннигиляционных фотонов.

На рис. 45 в качестве примера, демонстрирующего важность учета эффектов внеосевого коллимирования фотонов, приведена зависимость рассчитанного дифференциального по энергии фотонов коэффициента конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ от энергии фотонов для монохроматического “игольчатого” осевого пучка e^+ , имеющих полную энергию $E^+ = 25,5$ МэВ, падающего на Ве аннигиляционную мишень толщиной $T = 1$ мм, но не для приосевого коллиматора, а когда выделяются фотоны между двумя приосевыми коллиматорами с $\theta_c = (1,74 \text{ и } 2,88) \times 10^{-2}$ рад.

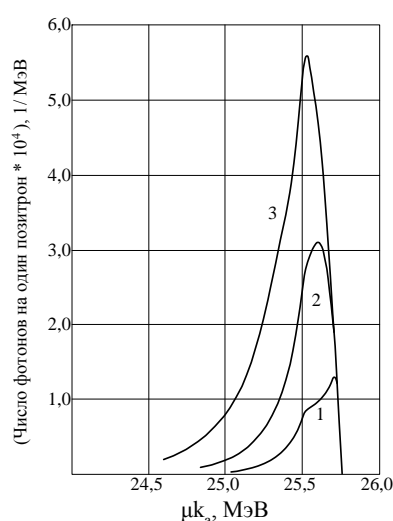


Рис. 44. Рассчитанные зависимости дифференциального по энергии фотонов коэффициента конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ от энергии фотонов μk_a для Ве аннигиляционной мишени толщиной $T = 1$ мм и полной энергии падающих e^+ $E^+ = 25,5$ МэВ. Кривая 1 – $\theta_c = 0,97 \times 10^{-2}$ рад; кривая 2 – $\theta_c = 1,74 \times 10^{-2}$ рад; кривая 3 – $\theta_c = 2,88 \times 10^{-2}$ рад.

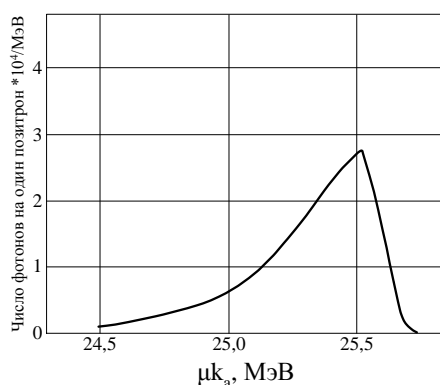


Рис. 45. Рассчитанная зависимость дифференциального по энергии фотонов коэффициента конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ от энергии фотонов μk_a для Ве аннигиляционной мишени толщиной $T = 1$ мм, полной энергии падающих e^+ $E^+ = 25,5$ МэВ и аннигиляционных фотонов, выделяемых между двумя приосевыми коллиматорами, имеющими $\theta_c = (1,74 \times 10^{-2} \text{ и } 2,88 \times 10^{-2})$ рад.

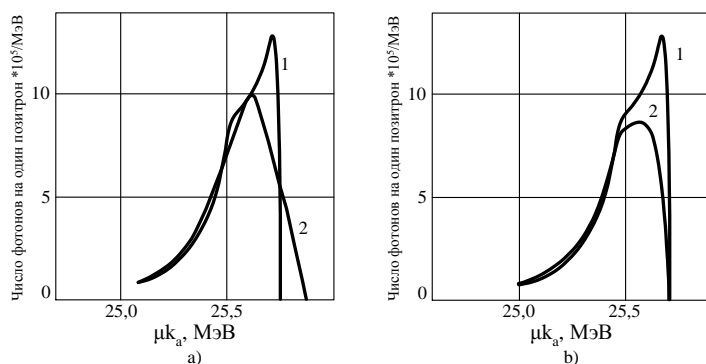


Рис. 46. Рассчитанные зависимости дифференциального по энергии фотонов коэффициента конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ от энергии фотонов μk_a для Ве аннигиляционной мишени толщиной $T=1$ мм, полной энергии падающих e^+ $E^+=25,5$ МэВ и угла раствора приосевого коллиматора фотонов $\theta_c=0,97 \times 10^{-2}$ рад без “уширений” (кривые 1), связанных с разбросами падающего e^+ пучка, и с учетом “уширений” (кривые 2), связанных с различными такими разбросами, а именно: **а)** $(\Delta E^+/E^+)=\pm 0,5\%$; $(\theta^+)_{1/e}=0$; **б)** $(\Delta E^+/E^+)=0$, $(\theta^+)_{1/e}=3,4 \times 10^{-2}$ рад.

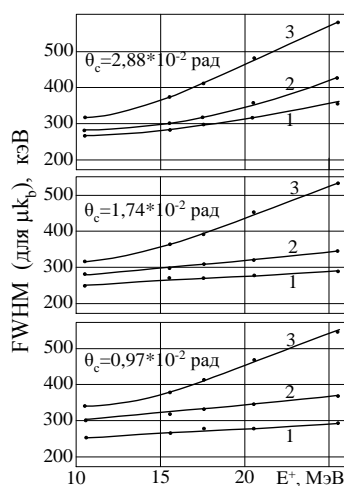


Рис. 47. Полные ширины на полувысоте рассчитанных спектров по энергии фотонов μk_a дифференциального коэффициента конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ в зависимости от энергии падающих e^+ E^+ для Ве аннигиляционной мишени толщиной $T=1$ мм и углов раствора приосевого коллиматора фотонов $\theta_c = (0,97; 1,74; 2,88 \times 10^{-2})$ рад. Кривые 1 – $(\Delta E^+/E^+)=0$; кривые 2 – $(\Delta E^+/E^+)=\pm 0,5\%$; кривые 3 – $(\Delta E^+/E^+)=\pm 1,0\%$.

Надо указать, что для реальных пучков e^+ при достаточно строгом рассмотрении условия внеосевого коллимирования (в том или другом виде) должны учитываться не только в специальных случаях, организованных в целях уменьшения вкладов от тормозных фотонов, образуемых e^+ в аннигиляционной мишени, или же в случаях наличия погрешностей при установке коллиматоров фотонов, которые должны были бы быть приосевыми, но также и из-за поперечных линейных смещений и разбросов или же из-за угловых отклонений и разбросов падающего e^+ пучка от оси СТФА. В принципе эффекты действия на получающиеся полные и дифференциальные коэффициенты конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ всех таких смещений, отклонений и разбросов могут быть рассмотрены в рамках используемой нами программы. Существенное влияние на получающиеся полные и дифференциальные по энергии фотонов коэффициенты конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ оказывает и разброс по энергии падающего на аннигиляционную мишень e^+ пучка. Это влияние также может быть найдено с помощью нашей программы.

В качестве характерных примеров на рис 46 приведены зависимости дифференциального по энергии фотонов коэффициента конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ от энергии фотонов $\mu_{\text{б}}$ для Be аннигиляционной мишени толщиной $T=1$ мм, полной энергии падающих e^+ $E^+=25,5$ МэВ и угла раствора приосевого коллиматора фотонов $\theta_c=0,97 \times 10^{-2}$ рад без “уширений” (кривые 1), связанных с разбросами падающего e^+ пучка, и с учетом “уширений” (кривые 2), связанных с некоторыми из таких разбросов, а именно: относительным разбросом полной энергией падающих e^+ E^+ , т.е. $(\Delta E^+/E^+)$, который задается здесь прямоугольным распределением, и угловым разбросом падающих e^+ , который задается здесь гауссоподобным распределением, характеризуемым величиной $(\theta^+)_{1/e}$ (см. выше подраздел 3.1.2). При этом имеем: для рис. 46а) $(\Delta E^+/E^+)=\pm 0,5\%$ и $(\theta^+)_{1/e}=0$; для рис. 46б) $(\Delta E^+/E^+)=0$ и $(\theta^+)_{1/e}=3,4 \times 10^{-2}$ рад.

На рис. 47 приведены полные ширины на полувысоте (Full Width on Half Maximum, FWHM) рассчитанных спектров по энергии фотонов $\mu_{\text{а}}$ дифференциального коэффициента конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ в зависимости от энергии падающих e^+ E^+ для Be аннигиляционной мишени толщиной $T=1$ мм и углов раствора приосевого коллиматора фотонов $\theta_c=(0,97; 1,74$ и $2,88) \times 10^{-2}$ рад. Кривые 1 – $(\Delta E^+/E^+)=0$; кривые 2 – $(\Delta E^+/E^+)=\pm 0,5\%$; кривые 3 – $(\Delta E^+/E^+)=\pm 1,0\%$.

Надо отметить, что упомянутая в подразделе 3.2.1 высокая точность используемых в расчетах имеющихся теоретических сечений аннигиляции e^+ на лету и относительная доступность аккуратного учета в расчетах различных влияющих на получаемые результаты факторов (если сами эти факторы известны с достаточно высокой точностью!) могут при соблюдении указанного требования позволить достичь в расчетах большие достоверность и точность получаемых полных и дифференциальных по энергии фотонов коэффициентов конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ в реальных условиях проводимых на этих фотонах экспериментов.

Проведенные нами расчеты охватывают почти всю представляющую практический интерес область изменения параметров, влияющих на полный и дифференциальный по энергии фотонов коэффициенты конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$. Вопрос выбора материала аннигиляционной мишени уже был затронут в подразделе 3.2.1. Хотя наши расчеты выполнены только для Be мишеней, однако полученные результаты близки к тому, что следует ожидать в случаях мишеней с такими же поверхностными плотностями e^- , но когда эти мишени изготовлены из других материалов-кандидатов, указанных в подразделе 3.2.1, что подтверждается, в частности, при сопоставлении наших результатов с результатами расчетов работы [207], в которой рассматривались мишени из LiH. Заметим также, что в проведенных нами расчетах область изменения толщины мишеней T , угла раствора приосевого коллиматора θ_c , относительного разброса энергии падающего пучка e^+ $(\Delta E^+/E^+)$ и углового разброса этого пучка выбиралась в основном таким образом, чтобы вклады от каждого из этих факторов в величину FWHM по $\mu_{\text{а}}$ не пре-

вышали собственной величины FWHM по $\mu_{\text{ка}}$ для пика направленного вперед неколлимированного аннигиляционного излучения, а именно ~ 250 кэВ.

Проведенные расчеты показывают, что в указанной области в зависимости от приемлемой величины FWHM по $\mu_{\text{ка}}$ получаются полные коэффициенты конверсии e^+ в аннигиляционные фотоны $\sim (10^{-5} \div 10^{-4})$ при значениях FWHM по $\mu_{\text{ка}}$, составляющих соответственно $\sim (150 \div 400)$ кэВ. Дальнейшее уменьшение FWHM по $\mu_{\text{ка}}$ возможно (см., например, о достигнутом разрешении по $\mu_{\text{ка}}$ около или лучше 70 кэВ [209]), но оно для традиционного случая однократного прохождения e^+ пучком аннигиляционной мишени (см. об этом также в разделе 3.4) сопровождается существенным снижением полного коэффициента конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$.

Так как форма спектров дифференциального по энергии фотонов коэффициента конверсии $e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$ такова, что получаемые в указанных условиях фотоны в основном сосредоточены в довольно узкой области энергий, то эти фотоны должны позволять проводить измерение величин сечений фотоядерных реакций (при каждой установке энергии падающих e^+ E^+), усредненные по некоторому интервалу $\mu_{\text{ка}}$, величина которого должна быть порядка величины FWHM спектра фотонов. И только об этого типа измерениях на пучках таких фотонов и сообщается во всех известных к настоящему времени оригинальных экспериментальных работах (см. об этом также в подразделе 3.1). Такой тип работы находил весьма положительный отклик у значительной части сообщества физиков, у которой встречающиеся во многих случаях затруднения и противоречия при решении различными методами обратной задачи (т.е. то, что в англоязычной литературе обычно называют “unfolding techniques”, здесь это методы нахождения сечений из данных по выходам реакций) вызывали крайние обеспокоенность, неудовлетворенность, сомнение в получаемых результатах и желание, если не отказываться от них совсем, то, по крайней мере, обязательно проверять их с помощью альтернативных методик.

Особенно ярко такого типа затруднения и противоречия проявлялись в фотоядерных экспериментальных работах на пучках тормозных фотонов сплошного спектра, и для этого случая имеет смысл привести несколько характерных примеров. Так, с одной стороны, согласно высказанному в книге [156] замечанию, выявление двугорбого характера фотонейтронного сечения на тантале, связанного с отличием формы ядра от сферической, в свое время было сопряжено с серьезными спорами при обсуждении экспериментальных данных, полученных на пучках тормозных фотонов сплошного спектра (в то время как этот характер был надежно подтвержден в первых же экспериментах на пучках квазимонохроматических аннигиляционных фотонов!). С другой стороны, возникали и обратные ситуации, когда гипертрофированные структуры в сечениях фотоядерных реакций, полученные при обработке данных измерений в некоторых экспериментах на тормозных фотонах сплошного спектра, не находили своего подтверждения, по крайней мере, по масштабу “раскачки” исследуемого сечения ни в других экспериментах на тех же пучках тормозных фотонов сплошного спектра, ни в экспериментах на

квазимонохроматических аннигиляционных фотонах. К последнему относятся, например, казус с измерениями сечений фотонейтронной реакции на ^{141}Pr [210] (см. также [20-23] для сопоставления этих результатов с результатами других фотонейтронных экспериментов на ^{141}Pr).

Такое положение вызвало даже крайние формы реакции некоторой части научной общности. Так, редакция одного из ведущих международных журналов “Nuclear Physics” (Amsterdam), по крайней мере, некоторое время отказывалась принимать экспериментальные фотоядерные работы, если они были выполнены на тормозных фотонах сплошного спектра с извлечением сечений реакций из данных измеренных выходов этих реакций. Именно эти затруднения и противоречия и привели к необходимости настойчивых попыток создания источников хотя бы квазимонохроматических фотонов, которые актуальны и сегодня.

Тем не менее, поиски улучшенных методов как проведения, так и обработки результатов фотоядерных экспериментов на пучках тормозных фотонов сплошного спектра с использованием решения обратной задачи для получения сечений исследуемых реакций продолжались (см., например, [51-53]). В результате этих работ, по-видимому, были найдены пути значительного уменьшения остроты указанных затруднений и противоречий. Поэтому в принципе можно было бы попытаться приложить эти улучшенные методы и к работам с коллимированными фотонами, получаемыми при бомбардировке e^+ тонких мишеней из материалов с низким Z , тем более что спектр фотонов здесь в смысле решения рассматриваемой обратной задачи значительно лучше, чем просто спектр тормозных фотонов, так как здесь имеется существенное обогащение фотонами области спектра, близкой к его верхней границе. Такую попытку можно было бы проводить как с полным спектром фотонов от e^+ , так и только с квазимонохроматическими фотонами от аннигиляции e^+ на лету после вычитания тем или иным путем части спектра, связанной только с тормозными фотонами, образованными в мишени e^+ . Цель указанной попытки – существенное улучшение достигаемого разрешения по энергии, а также устранение возможных искажений получаемых сечений из-за отличия формы спектров аннигиляционных фотонов от гауссоподобной и, в частности, из-за наличия некоторой “приподнятости” низкоэнергетического крыла пика спектра фотонов по сравнению с высокоэнергетическим. Понятно, что для получения достоверных результатов в обсуждаемой попытке, как минимум, необходимо иметь, во-первых, достаточную точность исходных данных (включая статистическую, что с учетом относительной малости потоков квазимонохроматических аннигиляционных фотонов представляет собой определенную задачу) и, во-вторых, необходимы хорошие проводка пучка e^+ и диагностика его параметров, чтобы получить точную исходную для такой попытки информацию о форме пика аннигиляционных фотонов, которая, как было показано выше в этом разделе, может существенно для этих целей отличаться от случая к случаю. Автор настоящей работы обсуждал эти вопросы с одним из ведущих специалистов по

разработке и применению методики квазимонохроматических аннигиляционных фотонов С. Schuhl и убедился, что он также разделяет только что высказанные соображения [211].

Необходимо отметить, что указанного типа попытки переобработки опубликованных в литературе для области ГР в атомных ядрах фотонейтронных сечений, полученных из старых измерений, выполненных другими группами на пучках квазимонохроматических аннигиляционных фотонов, были предприняты группой МГУ (см., например, [212]). Однако в самих оригинальных работах, откуда в этих случаях бралась исходная для переобработки информация, еще не уделялось достаточное внимание к указанным в предыдущем абзаце требованиям и, тем более, не сообщалась исчерпывающе полная информация о реальной форме спектров аннигиляционных фотонов во всей приводимой ими области измерений. Поэтому полученные в этих конкретных случаях результирующие переобработанные сечения требуют к себе осторожное отношение. При проведении же новых специально поставленных в этом смысле измерений с квазимонохроматическими аннигиляционными фотонами, обеспечивающих исследователей точной и достаточной информацией о потоках и спектрах этих фотонов, по-видимому, имеет смысл обсуждаемые попытки возобновить.

3.3. Получение прецизионных пучков тормозных и аннигиляционных фотонов

Для прецизионных измерений сечений фотоядерных реакций с помощью либо тормозных фотонов сплошного спектра от e^- , либо квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету необходимо создать условия, дающие возможность получения как достаточно высоких потоков таких фотонов с еще удовлетворяющими их спектрами по энергии, а также с приемлемыми уровнями фона, так и нужной точности данных об указанных потоках и спектрах.

Как уже указывалось, условия экспериментальных исследований фотоядерных реакций на пучках тормозных фотонов, образуемых e^- в специальных мишенях-радиаторах, в зависимости от взаимного расположения радиатора и исследуемой физической мишени можно разделить на два типа: условия “плотной геометрии” и условия “раздвинутой геометрии”.

В подразделе 3.1.2 рассмотрена возможность работы с тормозными фотонами сплошного спектра, генерируемыми e^- в толстых радиаторах, стоящих вблизи от физических мишеней, т.е. в условиях так называемой “плотной геометрии”. Было показано, что эффективные поток и спектр тормозных фотонов в этом случае для радиатора и мишени, известных состава и толщины, следует определять расчетным путем, исходя из результатов мониторинга параметров падающего пучка e^- (см. в подразделе 1.3 описание методов такого мониторинга). Надо подчеркнуть, что, строго говоря, результат эксперимента такого типа – сумма прошедших в физической мишени и фото-, и электро- ядерных реакций (последние под действием e^- , которые в радиаторе потеряли свою кинетическую энергию до величин не ниже порога интересующей реакции, вышли из радиатора и попали в физическую мишень), так что в общем слу-

чае требуется некая процедура разделения соответствующих вкладов (см. о последнем, например, в нашей работе [186], а также в разделе 3.5 и подразделе 5.1.3). Понятно, что такой тип работы является либо вынужденным при необходимости исследовать реакции со сравнительно малыми сечениями, либо на него решаются, желая упростить оборудование экспериментов. Понятно также, что цена такого шага – усложнение задачи определения “работающих” в задаче потоков и спектров тормозных фотонов из-за процессов и эффектов, играющих существенную роль как в толстом радиаторе, так и в стоящей вблизи от него физической мишени, хотя, как было показано нами в [186], такое усложнение задачи в значительной степени удается с помощью выше описанных приближений учитывать и преодолевать, что и позволило нам провести с использованием этой методики несколько успешных экспериментов (см. главу 5).

Когда же уровни интересующих сечений позволяют, а желательные точности этих сечений достаточно высоки, гораздо надежнее высокая точность в нахождении эффективных для конкретных условий эксперимента потоков и спектров фотонов, вызывающих исследуемые ядерные реакции, достигается в так называемой “раздвинутой геометрии”. При “раздвинутой геометрии” e^- пучок с малым разбросом по энергии и поперечным эмиттансом, полученными тем или иным способом (либо в самом ускорителе, либо после выхода из него, когда с помощью соответствующей СТФА из полного пучка выделяется требуемый), падает на тонкий радиатор, за которым размещается очищающий магнит, отклоняющий вышедшие из радиатора e^- в защищенную ловушку пучка, а физическая мишень, где и идут исследуемые фотоядерные реакции, размещается за специальным коллиматором на некотором удалении от радиатора. При работе же с квазимонохроматическими аннигиляционными фотонами, в сущности, только и используется схема “раздвинутой геометрии”. В прецизионных экспериментах поток и спектр фотонов, облучающих физическую мишень в “раздвинутой геометрии”, в принципе можно мониторить либо измеряя параметры падающего на известной толщины радиатор (или аннигиляционную мишень) пучка e^- (соответственно e^+) и находя затем расчетным путем эти поток и спектр, либо измеряя непосредственно искомые поток и спектр фотонов.

Эксперименты первого этапа исследований ГР в атомных ядрах проводились на пучках тормозных фотонов от e^- на кольцевых ускорителях (бетатронах и синхротронах). При этом e^- пучок с малым разбросом по энергии бомбардировал тонкий внутренний для ускорителя радиатор, роль очищающего магнита играло само ведущее магнитное поле ускорителя, роль ловушки пучка выполнял замкнутый и хорошо защищенный зал собственно ускорителя, а получаемый пучок фотонов через коллиматор в разделительной стене выводился в отдельный (физический) зал, и так реализовывалась схема “раздвинутой геометрии”. Имеющиеся здесь трудности корректного определения параметров e^- пучка, падающего на радиатор, а также эффективной толщины радиатора (последнее из-за обычной малости шага сворачивания пучка на радиатор и возможного «цепляния» пучком при этом краевых областей радиатора, имеющих

по ходу пучка существенно неоднородную и неопределенную толщину, а также из-за возможного повторного попадания e^- на радиатор) приводят к невозможности или ненадежности расчетов потоков тормозных фотонов на основе измерений параметров пучка e^- . Это заставило развивать методы непосредственного измерения потоков тормозных фотонов (в основном ионизационные, причем в случаях $k_{b \max}$ из области ГР, обычно для этого использовались толстостенные абсолютные (чувствительность которых находилась путем расчетов, хотя известные из литературы такие расчеты и вызывают на сегодня большие вопросы) и тонкостенные относительные камеры, чувствительность которых определялась путем сопоставления с абсолютными [70]). Что же касается определения при работе с внутренними радиаторами e^- кольцевых ускорителей спектров тормозных фотонов, то в таких работах использовались расчетные спектры типа L.I.Schiff [26], что, не говоря уж о бóльшей предпочтительности спектров типа S.M.Seltzer и M.J.Berger [28] (см. подраздел 3.1.1), вызывает также свои вопросы, так как для сильно коллимированных тормозных фотонов при возможной несоосности тормозного пучка и коллиматора могут стать существенными различия формы спектров тормозных фотонов вблизи их верхней границы при разных значениях θ_b (см. об этом в [27]).

При переносе значительной части исследований фотоядерных реакций на появившиеся сравнительно сильноточные импульсные ЛУЭ использование мониторинга потоков тормозных фотонов от внешних по отношению к собственно ЛУЭ радиаторов с помощью ионизационных камер затруднительно из-за резко возросшей импульсной плотности ионизации в газовых полостях этих камер по сравнению с тем, что обычно имелось на кольцевых ускорителях e^- . Зато появляется возможность определения потоков тормозных фотонов на основе точных сведений о толщине радиатора и о токе падающего на радиатор пучка e^- при тщательной настройке и выделении направления, а также поперечных и угловых разбросов этого пучка. Методы формирования прецизионных падающих на радиатор пучков e^- и измерений их параметров рассмотрены в разделах 1.2 и 1.3. Отметим, что, благодаря возможности тщательного формирования пучка падающих e^- , намного более, чем на кольцевых ускорителях, обосновано использование в качестве спектров тормозных фотонов расчетных сведений о них, полученных для конкретной «геометрии» проводимых на этих фотонах экспериментов.

Для пучков квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету, получаемых также на ЛУЭ, в принципе возможно как прямое измерение их потока, так и определение их путем расчета на основе измеренного тока и других параметров падающего на аннигиляционную мишень пучка e^+ (причем во втором способе расчеты определяют также и спектры этих фотонов). Второй способ более предпочтителен, так как, как показано в подразделе 3.2.2, потоки e^+ на 4÷5 порядков выше получаемых с их помощью потоков квазимонохроматических аннигиляционных фотонов, что весьма существенно, учитывая сравнительно малые абсолют-

ные значения последних. Практически везде для мониторинга потоков и спектров квази-монохроматических аннигиляционных фотонов в качестве основного применялся указанный второй способ. Заметим, что вопросы генерации и формирования необходимых при этом прецизионных пучков e^+ и измерения их параметров были рассмотрены в главе 2 и разделе 1.2.

Тем не менее, в ряде лабораторий, получавших квазимонохроматические аннигиляционные фотоны, эпизодически проводились и прямые измерения потоков этих фотонов. В качестве детекторов жестких γ -квантов наиболее часто использовались просматриваемые ФЭУ относительно большие монокристаллы NaI(Tl) [44-47,146,157,162,203,206,213], причем для исключения влияния наложения импульсов приходилось использовать как снижение и интенсивности e^+ пучка, так и дополнительное коллимирование и установку поглотителей-“ужесточителей” фотонного пучка из веществ с низким атомным весом, ослабляющих фотонный пучок вообще, но преимущественно в области более мягких фотонов, которые в данном случае являются фоновыми. Конечно, затем для обретения сведений о потоках фотонов, получаемых в реальных условиях проводимых экспериментов, требовались соответствующие пересчеты. Кроме того, при энергиях квазимонохроматических фотонов, значительно превышающих область ГР в атомных ядрах, измерения потоков таких фотонов проводились с использованием и других детекторов, способных обеспечить при таких энергиях фотонов улучшенные временную и/или пространственную разрешающие способности, а именно: ливневые детекторы из чередующихся слоев Pb и пластического сцинтиллятора [162,202]; черенковский детектор из свинцового стекла [162]; наборы газонаполненных многопроволочных пропорциональных камер, предваряемых различными конвертерами (например, из Pb) для образования (e^+ и e^-) пар, с добавлением слоя пластика [162] или без него [54,57]; парные магнитные спектрометры [57,202].

Известны также примеры экспериментального определения спектров квазимонохроматических аннигиляционных фотонов, которые проводились различными методами: а) измерения изохроматы, использующие линию 15,11 МэВ резонансной ядерной флюоресценции на ^{12}C [44,45,47,110,157]; б) измерения уширения тонкой структуры в сечении реакции $^{28}\text{Si}(\gamma, p_0)^{27}\text{Al}$ при энергии 19,15 МэВ с помощью Si(Li) детектора [110,206]; в) измерение с использованием относительно большого Ge(Li) детектора [146]; д) измерения с использованием парного магнитного γ -спектрометра [57,202]; е) оценки, использующие измеренную с помощью NaI(Tl) γ -спектрометра со сравнительно высоким разрешением по энергии ширину пика аннигиляционных фотонов с учетом известной так или иначе функции отклика этого γ -спектрометра [45,162]; ф) оценки, использующие уширение известных узких пиков в сечениях фотонейтронных реакций на легких ядрах (см. в [209] об оценке, сделанной на основе измеренного уширения пика в сечении реакции $^{16}\text{O}(\gamma, n)$ при энергии 17,42 МэВ, чья собственная ширина ≤ 33 кэВ).

Проведенный анализ позволяет считать, что при определении с разумной точностью и полнотой параметров как аннигиляционной мишени, так и аккуратно сформированного падающе-

го пучка e^+ расчеты дают достаточно точные данные о потоках и спектрах квазимонохроматических аннигиляционных фотонов, практически совпадающую с прямо измеренными.

Далее в этом подразделе перейдем к нашей системе получения прецизионных пучков фотонов и тормозных сплошного спектра от e^- , и квазимонохроматических от аннигиляции e^+ .

Сначала рассмотрим ситуацию с получением прецизионных пучков тормозных фотонов от e^- . На базе описанной в главе 1 нашей СТФА (см. рис. 1) для фотоядерных экспериментов на ЛУЭ-100 на пучках тормозных фотонов от e^- в условиях и “плотной” и “раздвинутой” “геометрии” предусмотрены два возможных варианта места их проведения на выходах этой СТФА: на участке « 0° » (используя пучок e^- полного их спектра, но зато и полной интенсивности, характерных для ЛУЭ-100) и на участке « 90° » (используя выделенные из полного пучка его части с достаточно малыми разбросом по энергии и поперечным эмиттансом с обеспечением при этом существенно меньших фонов в согласии с требованиями проводимых более прецизионных экспериментов). Вопросы достижимых параметров пучков e^- , падающих на радиатор в каждом случае, а также формирования и мониторинга этих пучков были рассмотрены в главе 1. При работе в условиях “раздвинутой геометрии” на участке « 0° » возможны два подварианта этой методики: а) радиатор размещается после выходной фольги, за ним устанавливается дополнительный очищающий магнит, поворачивающий вышедший из радиатора пучок e^- в так или иначе организованную достаточно защищенную ловушку пучка (именно такой подвариант и был использован, например, в работе [88], выполненной на выходе участка « 0° » нашей СТФА; б) достаточно тонкий радиатор размещается перед первым поворотным магнитом M_1 нашей СТФА (и, в частности, в узле конвертерной мишени КМ4) и при этом магнит M_1 совместно с линзами L_5 – L_{10} используется, как «очиститель». При работе в условиях “раздвинутой геометрии” на участке « 90° » возможны такого же типа подварианты, как указанные “а)” и “б)”, но здесь в подварианте типа “б)” роль очищающего играет магнит M_3 , а вместо узла конвертерной мишени – узел аннигиляционной мишени.

Теперь рассмотрим получение прецизионных пучков квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету. Получение и мониторинг нами на ЛУЭ-100 прецизионных пучков e^+ с относительно малыми разбросом по энергии и поперечным эмиттансом при полных e^+ энергиях $\sim(6\div 40)$ МэВ для генерации квазимонохроматических аннигиляционных фотонов для исследований фотоядерных реакций в области ГР описаны в разделе 2.3. Эти пучки выводятся на выход магнита M_2 , т.е. в начало участка « 90° » нашей СТФА. На участке « 90° » e^+ должны сбрасываться на тонкую аннигиляционную мишень из материала с низким Z , где только малая часть e^+ испытывает аннигиляцию или тормозное излучение фотонов. Вышедшие из аннигиляционной мишени e^+ отклоняются с оси участка « 90° » с помощью очищающего магнита M_3 . В качестве основной аннигиляционной мишени мы использовали Ве мишень ($Z=4$) толщиной

$T=1$ мм, но, кроме того, можно вместо такой мишени устанавливать и другие мишени из Ве толщиной (0,5; 2; 3) мм, а также мишени из веществ с большим Z (а именно мишени из Al или Cu фольг для осуществления вместо (e^+ , e^-) процедуры вычитания (или, по крайней мере, учета) подложки тормозного излучения с одной и той же мишенью проведение уже упоминавшейся выше (e^+ , e^+) процедуры вычитания с двумя мишенями с различными Z).

Получение квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету достаётся высокой ценой существенного снижения достижимых потоков фотонов по сравнению с потоками тормозных фотонов даже из тонкого радиатора при “раздвинутой геометрии”, а тем более из толстого радиатора при “плотной геометрии”. При конверсии ($e^- \rightarrow e^+$) происходит большое снижение потоков интересуемых частиц (см. главу 2), что для имеющихся здесь энергий e^+ , малых требуемых разбросов этих энергий и поперечных эмиттансов выделяемых e^+ пучков доходит до 5÷6 порядков. В свою очередь при переходе от выделенных и сброшенных на тонкую аннигиляционную мишень e^+ к коллимированным квазимонохроматическим аннигиляционным фотонам теряется еще 4÷5 порядков (см. подраздел 3.2.2). Из-за этого получающиеся потоки аннигиляционных фотонов относительно малы. Поэтому здесь весьма серьёзна проблема возможных фонов γ -квантов и нейтронов, генерируемых как первичным e^- пучком ЛУЭ (особенно в узле конвертерной ($e^- \rightarrow e^+$) мишени), так и вторичными пучками e^+ (или e^-), проводимыми по участкам нашей СТФА и в особенности на ее участках « 90° » и « $90^\circ-90^\circ$ ».

Приемлемое подавление фона, связанного непосредственно с первичным e^- пучком ЛУЭ, достигается за счет сравнительно большой протяженности нашей СТФА, обеспечивающей при этом для проводимого пучка e^+ ахроматический поворот на $2 \times 45^\circ$, и за счет установки при проводке пучков защитных стен и тоннелей, а также дополнительной защиты как конвертеров, так и зон, в которых размещаются облучаемые квазимонохроматическими фотонами физические мишени и детекторы продуктов исследуемых при этом фотоядерных реакций.

Что касается фона, связанного с самим выводимым на участок « 90° » нашей СТФА e^+ пучком (заметим, что всё оказывается аналогичным и в случае используемого для разностной методики вторичного e^- пучка из той же конвертерной мишени (последнее для того, чтобы обеспечить большую близость эмиттансов пучков, их интенсивностей, следующих отсюда времен требуемых экспозиций и получающихся при этом фонов)), то этот пучок надо так сформировать и провести, чтобы без введения аннигиляционной мишени он, имея довольно резкие границы, на всем своем пути по участку « 90° » и далее при отклонении очищающим магнитом с достаточным запасом не касался стенок пучкопровода и не приводил к излучению тормозных фотонов, способных попасть в установленный коллиматор аннигиляционных фотонов. При этом выделенный падающий e^+ пучок должен иметь настолько малый поперечный эмиттанс, чтобы пучок мог быть сфокусирован в достаточно малое пятно в центре вводимой аннигиля-

ционной мишени при еще приемлемой угловой расходимости e^+ . Решение этих задач обеспечивается в основном свойствами начальной части нашей СТФА до входа ее участка «90°», но этому помогают также и установленные дополнительные корректирующие магниты, а также дублет находящихся уже на самом участке «90°» линз L_{11} – L_{12} . Контроль проводки и фокусировки e^+ пучка на участке «90°» осуществляется с помощью набора различных по диаметру коллиматоров, которые могут дистанционно устанавливаться на участке «90°» СТФА внутри его вакуумированного пучкопровода. Введение в пучок e^+ аннигиляционной мишени из-за многократного рассеяния e^+ в ней приводит к возрастанию угловой расходимости пучка e^+ вниз от этой мишени по течению пучка по сравнению с расходимостью падающего пучка e^+ , что, конечно, усложняет задачу проводки пучка e^+ далее по участку «90°», через очищающий магнит и на участке «90°–90°» нашей СТФА без потерь проводимого пучка, которые могут приводить к возрастанию нежелательных фонов или даже к затруднениям при мониторинговании e^+ . Но, как показали наши расчеты и пучковые эксперименты, оказалось, что, благодаря наличию для интересующего участка СТФА вышеуказанного запаса в соотношениях между величинами апертур пучкопровода и размерами огибающих для выделенного падающего e^+ пучка (т.е. без введения аннигиляционной мишени) и благодаря установке дополнительной защиты для монитора и ловушки пучка e^+ на участке «90°–90°», при аккуратной приосевой проводке пучка e^+ и использовании специального разработанного и изготовленного у нас достаточно стабильного питания магнита M_3 удастся в значительной степени исключить образование вызванных e^+ дополнительных фонов и успешно подавить те из них, которые все же образуются. При этом также удастся избежать затруднения для корректного мониторингования e^+ на участке «90°–90°», судя по сопоставлению результатов попеременного мониторингования e^+ пучка и на участке «90°», и на участке «90°–90°» как с введением при этом аннигиляционной мишени, так и без него. Хотя указанных мер практически достаточно для исключения или подавления затруднений, связанных с нежелательными фонами от e^+ и с мониторингованием e^+ , мы рассмотрели также некоторые дополнительные и/или альтернативные для этих же целей.

Среди таких мер следует указать на преобразование очищающего магнита M_3 в спектрометр с двойной фокусировкой (и в горизонтальной, и в вертикальной плоскостях) путем установки перед этим магнитом дополнительной квадрупольной линзы, фокусирующей пучок по вертикали (в согласии с [214]). Еще одной интересной добавочной мерой можно считать предложение Л.Е.Лазаревой изготавливать аннигиляционную мишень в виде газовой ионизационной камеры с плоскими нормальными к пучку электродами, выполненными из тонких Ве пластин, и использовать сигнал с такой камеры для мониторингования падающего e^+ пучка.

Заметим, что слово “спектрометр” в связи с магнитом M_3 может содержать в себе еще один важный смысл. Дело в том, что наша СТФА, содержит сравнительно большое число различ-

ных магнитных элементов и имеет относительно большую длину, что может из-за различных несоосностей, из-за проявления гистерезиса в кривых намагничивания этих элементов, из-за наличия даже небольших посторонних магнитных полей приводить к затруднениям в абсолютной калибровке по энергии выводимого e^+ пучка. Такую калибровку можно проводить (что мы и делали, см. раздел 4.1) при проведении фотоядерных экспериментов на пучках аннигиляционных фотонов. Однако представляет большой интерес использовать вдобавок для анализа по энергии падающего e^+ пучка магнит M_3 , установив в нем высокоточный измеритель магнитного поля, введя относительно тонкие разнесенные коллиматоры на входе магнита и узкую щель на его выходе, пользуясь тем, что M_3 является окончательным магнитным элементом СТФА, на который падает уже хорошо сформированный пучок e^+ . При этом можно считать, что указанные причины для беспокойства сняты. Мы использовали для нашей СТФА в качестве магнита M_3 уже имевшийся в ЛФЯР магнит СП-11 с круглыми полюсами, который по сравнению с секторным экономически не оптимален, но у него есть свои серьезные достоинства.

Во-первых, в таком магните сильно облегчается задача размещения, не создавая препятствий для отклоняемого пучка e^+ , датчиков вышеупомянутых высокоточных измерителей магнитного поля (включая основанные на ядерном магнитном резонансе и работоспособные только в достаточно однородных полях). Во-вторых, этот магнит позволяет симметрично поворачивать в нем пучок и на -90° , и на $+90^\circ$, проводя пучок через соответствующие установленные в вакуумной камере магнита M_3 патрубки с фланцами, что в свою очередь обеспечивает дополнительными удобствами и возможностями работы: а) возможность установки на выходах « $90^\circ-90^\circ$ » и « $90^\circ+90^\circ$ » двух различных стационарных мониторов пучка e^+ (например, тонкостенной ионизационной камеры и цилиндра Фарадея соответственно) с попеременным их использованием для калибровок и контролей; б) возможность использования выхода « $90^\circ+90^\circ$ » в качестве дополнительного и зафиксированного выхода для работ с проанализированным e^- пучком ЛУЭ-100 (и для прикладных, и ядернофизических работ, в частности, напомним (см. раздел 1.2), что первый вариант проводки e^- пучка к магнитному спектрометру группы рассеяния e^- на атомных ядрах был осуществлен, начиная именно от этого выхода нашего магнита M_3); в) возможность после установки прозрачного окна на выходном « $90^\circ+90^\circ$ » фланце вакуумной камеры магнита M_3 проводить (в качестве, в частности, продолжения нашей работы [69]) для повернутых на выход « $90^\circ-90^\circ$ » e^- исследования переходного излучения в заднюю полусферу (в особенности, под углом 180° к направлению движения e^- , что, как указал И.М.Франк, особенно интересно для физики процесса).

На ЛУЭ-100 основное предназначение фотонных пучков от аннигиляции e^+ на лету – проведение с их помощью фотоядерных экспериментов в области возбуждения ГР в атомных ядрах. Мы выбрали при этом режим работы с коллимированным приосевым пучком аннигиляционных фотонов без использования фотон-фотонной совпадательной методики, упоминаемой

выше. Напомним, что во всей рассматриваемой области энергий фотонов основной вклад в полное сечение фотоядерных реакций вносит Е1 ГР. В этих условиях имеется несколько причин для принятия указанного решения: а) практически во всей рассматриваемой области энергий фотонов выход реакции для фотонов от аннигиляции e^+ на лету является все еще сопоставимым (а при малых энергиях и существенно преобладающим) по сравнению с выходом для тормозных фотонов (их полного спектра) от тех же e^+ и в той же аннигиляционной мишени; б) даже для приосевого коллимирования при рассматриваемых энергиях фотонов интенсивность пучка аннигиляционных фотонов довольно мала, так что нет резерва, позволяющего за счет потери интенсивности при внеосевом коллимировании фотонов выиграть в соотношении интенсивностей аннигиляционных и тормозных фотонов; в) даже в варианте приосевой коллимации “жесткого” фотона использование совпадательной методики для двух фотонов аннигиляции затруднено из-за низкого коэффициента заполнения на ЛУЭ вообще и на ЛУЭ-100, в частности, и, кроме того, есть большая конкуренция со стороны мечения тормозных фотонов, так что лучше воспользоваться важным достоинством фотонов от e^+ в избранной методике их получения, состоящем в значительном улучшении формы их полного спектра.

На раннем этапе работы по получению на ЛУЭ-100 квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету мы провели прямые измерения этих потоков [213]. Измерения были проведены с помощью сцинтилляционного монокристаллического NaI(Tl) детектора диаметром 100 мм и толщиной 100 мм, просматриваемого фотоэлектронным умножителем ФЭУ-49Б и окруженного домом защиты, имеющим со всех сторон, кроме передней, внутреннюю Pb стенку толщиной 10 см и наружную бетонную стену толщиной 0,5 м. Передняя же стена этого дома защиты собрана из Pb толщиной 20 см и имела коллимационный диаметром 30 мм канал, ось которого, – продолжение оси участка «90°» нашей СТФА. Для приближения работы детектора фотонов к “однофотонному” режиму токи падающих на аннигиляционную мишень пучков e^+ и e^- значительно снижались, но не ниже уровней, при которых еще можно было обеспечить надежное и достаточно точное их мониторингирование ионизационной камерой, описанного в разделе 2.3 типа, после их отклонения магнитом M_3 на выход участка «90°–90°» нашей СТФА. Но и при этом для исключения наложений импульсов в NaI(Tl) детекторе приходилось в фотонный пучок вводить толстый Al поглотитель-“ужесточитель” толщиной несколько десятков сантиметров. На рис. 48а приведены измеренные в указанных условиях распределения амплитуд импульсов нашего γ -детектора при бомбардировке Be мишени толщиной 1 мм одинаковыми количествами e^+ (кривая 1) и e^- (кривая 2), имеющими полную энергию ~21 МэВ. На рис. 48б приведен график поканальной разницы спектров 1 и 2 из рис. 48а, подтверждающий факт регистрации квазимонохроматических аннигиляционных фотонов. Наблюдаемая на рис. 48б форма пика отражает не форму спектра полученных аннигиляционных фотонов, а форму функции отклика используемого γ -детектора. К сожалению, у использованного в этих

измерениях имевшегося у нас в то время NaI(Tl) детектора было очень плохое разрешение, что и привело к наблюдаемым недостаткам формы спектра на рис.48б.

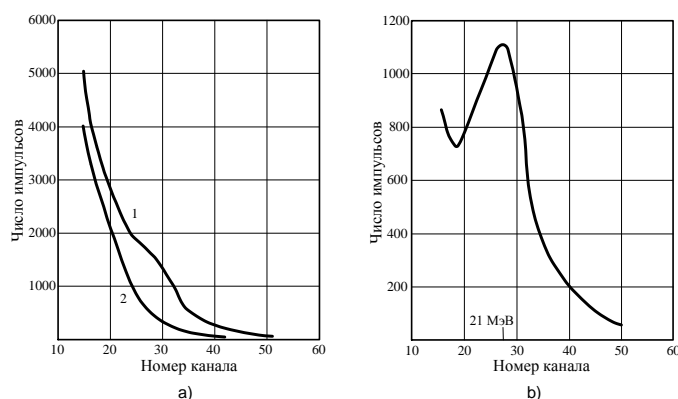


Рис. 48. **а)** распределение амплитуд импульсов от γ -детектора при бомбардировке Ве мишени e^+ (кривая 1) и e^- (кривая 2); **б)** пик квазимонохроматических аннигиляционных фотонов, полученный как разность распределений 1 и 2 на части “а)” рисунка (на оси абсцисс отмечен канал для $E_\gamma=21$ МэВ).

Позже нам удалось даже на стандартных промышленных NaI(Tl) сцинтилляционных блоках типа “Лимон” диаметром 150 мм и толщиной 100 мм получить при этих энергиях существенно более высокого качества функцию отклика и разрешение (см. подраздел 2.4.2). Но, как можно понять из имеющихся публикаций на эту тему [44-47,146,157,162,203,206], даже в случаях использования при этих энергиях лучших однокристалльных NaI(Tl) детекторов их типичное разрешение не позволяет найти истинную форму пика в спектре измеряемого пучка квазимонохроматических аннигиляционных фотонов. Тем не менее, получаемые при таких измерениях данные (в том числе и в представленном нами случае) позволяют получать сведения о потоках квазимонохроматических аннигиляционных фотонов. В нашем случае эти полученные сведения, как и следовало ожидать, оказались в хорошем согласии с потоками, рассчитанными на основе измеренного тока e^+ , бомбардировавших в этом случае аннигиляционную мишень. Поэтому в дальнейшем мы в согласии со сказанным в начале этого подраздела проводили мониторингирование только пучков e^+ (и вторичных e^-), а потоки квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету находили из результатов этого мониторингирования расчетным путем.

Таблица 4. Потоки N_γ и разбросы энергии ΔE_γ фотонов от аннигиляции на лету e^+ с энергией $E^+ \approx 16$ МэВ и с ее разбросом $[\Delta(E^+)/E^+] \approx \pm 1\%$ из Ве мишени толщиной Т при работе на ЛУЭ-100 с пучком e^- энергии $E^- \approx 85$ МэВ и среднего тока $I \approx 17$ мкА, для e^+ из конвертера КМЗ при разных Т и углах коллимирования фотонов θ_c

Т, мм	$\theta_c, 10^{-2}$ рад	$N_\gamma,$ 1/сек	$\Delta E_\gamma,$ кэВ
1	0.97	$\sim 10^4$	~ 350
1	~ 3	$\sim 10^5$	~ 450
2 $\div 3$	~ 3	$\sim 2 \times 10^5$	~ 550

Теперь перейдем к достигнутым нами на ЛУЭ-100 потокам квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету для основного направления их использования, а именно, для

проведения на их пучках экспериментальных исследований фотоядерных реакций. Для различных условий получения e^+ и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов варьируются параметры пучков этих фотонов: их полный поток N_γ , энергия в максимуме их спектра E_γ и полная ширина этого спектра на полувысоте ΔE_γ . В такие условия входят: используемая схема получения e^+ и используемый при этом узел конвертерной ($e^- \rightarrow e^+$) мишени КМ1÷КМ4; используемые средний ток I и полная энергия E^- падающих на конвертер e^- ; величина полной энергии $(E^+)_k$ получаемых и выделяемых e^+ и ее относительный разброс $\Delta(E^+)_k/(E^+)_k$; толщина аннигиляционной (в нашем случае Ве) мишени T ; угол раствора приосевого коллиматора фотонов θ_c (поскольку, как уже указывалось выше, для целей исследований фотоядерных реакций с помощью получаемых квазимонохроматических фотонов мы рассматривали только случай такой коллимации). При этом с учетом достигнутых и найденных экспериментально коэффициентов конверсии ($e^- \rightarrow e^+$, см., например, рис. 21) и рассчитанных коэффициентов конверсии ($e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$), см., например, рис. 41-44,47) можно найти вышеуказанные параметры получаемого пучка квазимонохроматических аннигиляционных фотонов N_γ , E_γ и ΔE_γ (понятно, что приблизительно E_γ совпадает с $(E^+)_k$, более же точное соотношение между ними в каждом случае можно найти с помощью расчетов спектров аннигиляционных фотонов, о которых говорится в подразделе 3.2.2). Для того чтобы дать представление о масштабах достигнутых у нас параметров пучка квазимонохроматических аннигиляционных фотонов, в табл. 4 (которая в несколько модифицированном виде приводилась в [66]) для конвертера КМ3, бомбардируемого сфокусированным на него e^- пучком ЛУЭ-100 с $I \approx 17$ мкА и $E^- \approx 85$ МэВ, для выделяемого и сформированного с помощью нашей СТФА e^+ пучка с энергией $(E^+)_k \approx 16$ МэВ и с ее разбросом $[\Delta(E^+)_k/(E^+)_k] = \pm 1\%$ даны получаемые нами N_γ – потоки квазимонохроматических (с энергией $E_\gamma \approx 16$ МэВ и ее разбросом ΔE_γ) фотонов от аннигиляции e^+ на лету из Ве аннигиляционной мишени различной толщины T при различных значениях θ_c .

Интересно сравнить приведенные в табл. 4 значения N_γ с аналогичными величинами из других лабораторий мира, осуществивших и применивших для исследований фотоядерных реакций в области возбуждения ГР в атомных ядрах описываемую методику получения квазимонохроматических фотонов. Необходимые для такого сравнения значения N_γ , полученные в других лабораториях, взяты из [30,215]. Из этого сравнения следует, что на установках, на которых с помощью квазимонохроматических аннигиляционных фотонов была получена основная масса сведений, приведенных, например, в атласе [21], значения N_γ оказываются сопоставимыми с нашим, хотя для этого нам, имеющим приведенные в табл. 4 сравнительно низкие токи e^- пучка (о существующих у нас резерве в этом смысле см. в разделе 2.3), пришлось пойти на некоторое ухудшение достигаемого разрешения по энергии, т.е. на увеличение величины ΔE_γ . При реализации упомянутого резерва можно ждать сопоставимых и N_γ , и ΔE_γ .

Кроме основного предназначения созданной нами на ЛУЭ-100 системы получения пучков квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету – использования их для исследований фотоядерных реакций, можно, как было отмечено нами в работе [149], использовать ее для калибровки и исследований различных спектрометров и детекторов фотонов. Как правило, в этих случаях нужно существенное снижение потоков фотонов для перехода в так называемый «одnofотонный» режим, когда можно пренебречь эффектами наложения в исследуемых детекторах сигналов. В сущности, как уже было отмечено, описанная выше в этом разделе регистрация нами [213] с помощью сравнительно низкого качества NaI(Tl) детектора пика квазимонохроматических аннигиляционных фотонов и представляет собой пример измерения функции отклика этого детектора. В этом измерении [213] использовалась не совпадательная, а разностная методика отделения вклада тормозных фотонов, образуемых e^+ в той же самой Be аннигиляционной мишени, но, как указывалось нами в [149], для целей отделения указанного вклада тормозных фотонов, а также вклада возможных фонов можно (благодаря достаточному в этих случаях резерву интенсивности фотонов) использовать и совпадения событий от двух фотонов из одного и того же акта превалирующей двухфотонной аннигиляции. Надо указать, что часть калибровок сцинтилляционных блоков из BGO (германата висмута ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$)), являющихся модулями большого детектора (BGO Ball) с захватываемом телесным углом, близким к 4π , в начальном этапе разработок которого автор принял участие [216], проводилась на меченном пучке квазимонохроматических фотонов в Saclay (см., например, [162]).

Хотя изложенное в этом подразделе на основе собственного опыта работы на ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50) имеет прямое отношение к получению тормозных и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов на импульсных многосекционных ЛУЭ на бегущей волне, но этот опыт полезен при работе с реальными фотонами при их энергиях из области ГР в атомных ядрах (и несколько выше) и на других типах импульсных резонансных ускорителей e^- , по крайней мере, тех из них, на которых удастся получать сопоставимые по току, поперечному эмиттансу, энергии и ее разбросу выведенные пучки e^- . При этом возможно осуществление главных преимуществ ускорителей такого типа (довольно большие ток и достижимая энергия ускоренных e^-) при исследованиях на квазимонохроматических аннигиляционных фотонах и/или тормозных фотонах (с последними, прежде всего, для реакций с малыми сечениями и/или с особо малыми периодами полураспада дочерних ядер, см. ниже главы 4 и 5). К этому, видимо, следует добавить и возможности исследований с виртуальными фотонами в e^- - и e^+ - ядерных реакциях (см. ниже раздел 3.5 и подраздел 5.1.3). Конечно, в более полной степени это могло бы быть применимым для соответствующих импульсных ЛУЭ на стоячей волне и импульсных линотронах, но представляет интерес и использование этого опыта для работы на импульсных разрезных микротронах, и, в частности, на уже упоминавшемся РМ-55 ФИАН – НИИЯФ МГУ.

3.4. Возможности получения тормозных и аннигиляционных фотонов при соединении импульсных ЛУЭ с кольцевыми ускорителями-накопителями

Для эффективной работы кольцевых ускорителей-накопителей со встречными (e^+e^-) пучками необходима инжекция в них пучков e^+ и e^- . Как правило, для этой цели использовались резонансные ЛУЭ, пучок e^- которых использовался и для непосредственной инжекции в ускоритель-накопитель, и для генерации e^+ пучка с инжекцией уже последнего в ускоритель-накопитель [217]. При этом особенности таких ЛУЭ и достижения разработок вопросов физики и техники получения на этих ускорителях прецизионных пучков e^+ и e^- учитывались при создании комплексов указанных ускорителей-накопителей. С другой стороны, естественно рассмотреть, какие соединения ЛУЭ с ускорителями-накопителями (благодаря в свою очередь особенностям последних) предоставляет инжектированным пучкам e^+ и e^- возможности для экспериментов не только в моде (e^-e^+) встречных пучков, но и с использованием внутренних вводимых так или иначе в ускоритель-накопитель мишеней (радиаторов и аннигиляционных мишеней) для получения соответственно тормозных и аннигиляционных фотонов.

Захваченные в кольцевой ускоритель-накопитель e^+ и e^- движутся около некоей с периметром Π замкнутой центральной орбиты, задаваемой основными поворотными дипольными магнитами, создающими ведущее магнитное поле накопителя. Как правило, эти магниты размещают с некоторыми разрывами между ними, так что у центральной орбиты есть прямолинейные участки. Так как при этом энергии e^+ и e^- ультрарелятивистские, можно считать, что их скорость $v \approx c$, где c – скорость света в вакууме, т.е. время T_0 и частота f_0 обращения по центральной орбите есть соответственно $T_0 \approx \Pi/c$ и $f_0 = 1/T_0 \approx c/\Pi$. Для удержания вблизи центральной орбиты e^+ и e^- , имеющих энергии, совпадающие с энергией движущейся по центральной орбите реперной частицы, но обладающих отличиями поперечных линейных и/или угловых координат по сравнению с этой реперной частицей, используется слабая или сильная фокусировка (последняя чаще с помощью квадрупольных линз в прямолинейных участках орбиты).

Изменение вектора скорости e^+ и e^- ведет к излучению фотонов. В частности, такое излучение испускается в магнитном поле поворотных магнитов ускорителя-накопителя (синхротронное излучение, ведущее к потерям полной энергии частицы E , пропорциональным E^4/τ в расчете на полный оборот движения по окружности радиуса r , где r совпадает с радиусом кривизны орбиты частицы в некоторой рассматриваемой ее точке [24]). Поэтому, строго говоря, реперный e^- (e^+) – гипотетический, для которого как бы “выключено” синхротронное излучение. Радиационные потери могут идти и в фокусирующих магнитных полях ускорителя-накопителя, а также в полях различных иных магнитных устройств, установленных в накопителе, коль скоро в них происходит для e^- (e^+) торможение и/или дополнительное искривление их орбит. Для компенсации радиационных потерь энергии, а также для (при необходимости)

дополнительного ускорения в самом ускорителе-накопителе инжектированных в него e^+ и e^- в нем устанавливают СВЧ-резонатор, работающий на частоте $f_p = k_p f_0$ (k_p – целое число).

Одной из существенных характеристик ускорителя-накопителя является постоянная времени жизни в нем удерживаемых e^+ и e^- $T_{ж}$. Обычно желаемые значения $T_{ж}$ довольно велики, так что частицы в накопителе при этом должны иметь возможность совершить большое число оборотов, проходя большой путь в остаточном газе, содержащемся в камере накопителя, и многократно пересекая внутреннюю мишень накопителя, если последняя вводится в пучок. Чтобы это было возможно, необходимо, чтобы вакуум в камере накопителя был сравнительно высоким, а мишень достаточно тонкой. Кроме того, требования к вакууму остаточного газа могут усугубляться также необходимостью, чтобы эффекты взаимодействия накопленного пучка с атомами этого газа были бы малы по сравнению с эффектами взаимодействия пучка с атомами мишени. Заметим, что мы рассматриваем такие случаи, в которых токи накопленных e^+ и e^- не слишком велики, так что здесь можно не учитывать при определении величины $T_{ж}$ эффекты взаимодействия захваченных в накопитель частиц между собой (см., например, [24]), а также не принимать во внимание эффекты возбуждения пучком в СВЧ-резонаторе паразитных колебаний, которые тоже могли бы дополнительно уменьшать величину $T_{ж}$.

При соблюдении некоторых условий (включающих требование, чтобы внутренняя мишень накопителя была достаточно тонкой), благодаря действию различных магнитных полей накопителя с соответствующими каждому из них радиационными потерями, а также резонансному действию электрического поля в СВЧ-резонаторе e^- (или e^+) в накопителе совершают затухающие колебания как по их поперечным линейным и угловым отклонениям от центральной орбиты и соответственно от направления касательной к ней (бетатронные колебания), так и по своим энергиям относительно энергии реперной частицы и фазам по отношению к электрическому полю в СВЧ-резонаторе (синхротронные колебания). Затухание этих колебаний идёт со своими характерными временами T_3 и приводит к стягиванию накопленного пучка в некоторой области шестимерного траекторного пространства (см. раздел 1.2), размеры которой определяются и квантовыми флуктуациями потерь e^- (или e^+) в накопителе на “радиационное трение” в полях различных магнитных устройств накопителя, и флуктуациями тормозных и ионизационных потерь, а также многократным рассеянием этих частиц в мишени и остаточном газе камеры накопителя. Когда величина T_3 неприемлемо велика (скажем, из-за недостаточного темпа радиационных потерь при снижении энергии накапливаемых e^- или e^+), можно попытаться уменьшить ее с помощью введения в накопитель дополнительных магнитных устройств, существенно увеличивающих в них “влияние” удерживаемых частиц около центральной траектории и, следовательно, уровень потерь на “радиационное трение”. В качестве такого устройства можно использовать wiggler или ондулятор [41,218]. Как правило, $T_3 \gg T_0$. С

другой стороны, для реальной работы надо, чтобы $T_3 \ll T_{ж}$. Пучок e^+ или e^- в ускорителе-накопителе приобретает квазинепрерывную временную структуру, так как через любое поперечное сечение камеры накопителя сгруппированные в фазовые сгустки частицы следуют с частотой СВЧ-резонатора. Для многих случаев ядернофизических экспериментов с учетом характерных времен используемой “электроники” такой пучок можно считать непрерывным. Доля таких случаев может быть увеличена при увеличении f_p за счет увеличения k_p .

При прецизионных исследованиях ядерных реакций под действием e^+ , e^- и генерируемых ими квазимонохроматических аннигиляционных и/или тормозных фотонов требования высоких определенностей энергии и направления этих e^+ и e^- приводят к тому, что из-за потерь энергии и многократного рассеяния в физических мишенях, в аннигиляционных мишенях или в мишенях-радиаторах приходится брать малую толщину всех таких мишеней (скажем, только до $10^{-3} X_0$, где X_0 – радиационная длина материала мишени). В накопителях со сверхтонкими внутренними мишенями эффективная толщина мишеней за счет многократного пересечения циркулирующим пучком мишени может быть доведена до десятых долей X_0 (т.е. на два порядка больше, чем для внешних мишеней) при сохранении качества параметров проходящего через мишень пучка [41]. В то же время, при проведении исследований со сверхтонкими внутренними мишенями в ускорителях-накопителях e^+ или e^- удастся достигать значительно более высокие уровни отношений эффект/фон, чем при работе с внешними мишенями.

К настоящему времени известны проведенные в Новосибирске исследования на ускорителях-накопителях с использованием внутренних сверхтонких мишеней инклюзивных (e, e') и эксклюзивных ($e, e'X$) реакций рассеяния e^- на атомных ядрах [219]. С такого же типа мишенями на ускорителях-накопителях возможны и исследования электроядерных реакций, в которых сами испытывавшие неупругое рассеяние e^+ или e^- не регистрируются, а регистрируются только некие вылетающие в таких реакциях частицы-продукты X и при этом используются различия спектров виртуальных фотонов, “работающих” в реакциях, как по сравнению друг с другом в случаях, когда реакции вызваны либо e^+ , либо e^- , так и по сравнению со спектрами реальных фотонов, когда аналогичные реакции идут еще и на реальных фотонах (подробнее о таких различиях см. в разделе 3.5, в качестве же успешного примера исследований электроядерных реакций под действием e^- на внутренней мишени циклического ускорителя e^- (а именно синхротрона) см. [220]). Для возможностей исследований как указанных электроядерных реакций, так и эксклюзивных реакций неупругого рассеяния ($e, e'X$) тогда, когда в обоих случаях необходимо в качестве частиц X регистрировать относительно короткопробежные низкоэнергичные заряженные частицы, весьма существенна высокая “прозрачность” к ним используемых в ускорителях-накопителях сверхтонких внутренних мишеней. Исходя из анализа

всех этих возможностей, надо признать, что экспериментальные исследования на ускорителях-накопителях с пучками e^+ или e^- , непосредственно бомбардирующими физические сверхтонкие внутренние мишени, содержащие изучаемые ядра, представляют большой интерес.

Тем не менее, далее в этом подразделе сосредоточимся только на теме, указанной в его заглавии, и перейдем к рассмотрению возможностей получения на ускорителях-накопителях со сверхтонкими внутренними мишенями пучков тормозных и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов соответственно от e^- и e^+ для проведения ядернофизических исследований с реальными фотонами. При этом будем опираться на разработки в этом направлении на ускорителе-накопителе ADONE во Frascati [41], проведенные с участием автора диссертации, а также на наше предложение для накопителя ВЭПП-3 в Новосибирске [221].

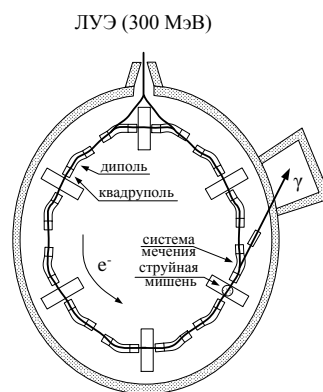


Рис. 49. Схематическое изображение залов и оборудования при получении на ускорителе-накопителе ADONE пучка меченых тормозных фотонов.

У ускорителя-накопителя ADONE (см. рис. 49) периметр центральной орбиты $P \approx 105$ м (т.е. время обращения по ней ультррелятивистских e^- (или e^+) $T_0 \approx 351$ нс). Поворотнo-фокусирующее магнитное поле накопителя образуется 12 одинаковыми блоками (каждый из дипольного поворотного магнита, около входа и выхода которого – по дуплету квадрупольных линз). Указанные блоки разделены прямолинейными участками-секциями длиной 2,58 м.

У циркулирующих в ADONE пучков e^- или e^+ квазинепрерывный характер: при рабочей частоте СВЧ-резонатора $f_p = 51,4$ МГц эти пучки группируются на орбите в 18 сгустков, следующих друг за другом через $\sim 19,5$ нс, а при переходе к СВЧ-резонатору с $f_p \approx 350$ МГц в 126 сгустков (т.е. каждые $\sim 2,86$ нс). Такая квазинепрерывность пучка e^- позволяет получать меченые тормозные фотоны. Была применена схема внутреннего мечения, когда полученные на внутренней для используемого кольцевого ускорителя мишени-радиаторе тормозные фотоны (сами или же события, ими вызванные) регистрируются на совпадения со вторичными e^- , отклоняемыми ведущим магнитным полем ускорителя. На самом деле здесь в качестве магнитного анализатора вторичных e^- используется только первый после мишени-радиатора поворотный магнит, в поле которого между стенкой вакуумной камеры и ярмом магнита размещается годоскоп детекторов системы мечения из работающих на попарные совпадения двух ря-

дов следующих по пучку друг за другом пластических сцинтилляционных счетчиков, которые вместе образуют 80 счетных каналов (см. рис. 50). Такая система позволяет метить фотоны с энергиями $E_\gamma = (0,4 \div 0,8)E_0$, где E_0 – энергия реперного e^- на центральной орбите ускорителя-накопителя. Так как в ADONE e^- с энергией 300 МэВ инжектируются из ЛУЭ и затем доускоряются до рабочих энергий таких, что величина E_0 может принимать значения от 500 МэВ до 1500 МэВ, то энергия меченых фотонов E_γ может быть от 200 МэВ до 1200 МэВ. Разрешение по энергии таких фотонов: от $\sim 3\%$ при $E_0 = 500$ МэВ до $\sim 1\%$ при $E_0 = 1500$ МэВ.

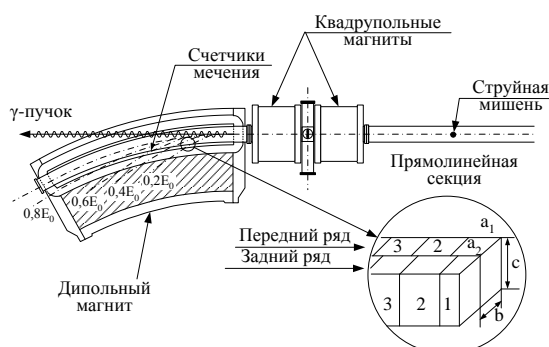


Рис. 50. Схематическое изображение системы мечения на ADONE.

Существенная часть всего комплекса оборудования – внутренняя сверхтонкая струйная мишень из сконденсированного молекулярного пучка, образуемого потоком имеющего сверхзвуковую скорость газа, благодаря расширению газа из резервуара с высоким давлением и низкой температурой в вакуум через сопло с очень малым отверстием (до ~ 100 мкм) и со специальной геометрией. Схема этой струйной мишени на ADONE приведена на рис. 51. Из сопла молекулярная струя через систему коллиматоров направляется в приемную камеру, проходя по пути через имеющий высокий вакуум пучкопровод ADONE. Причем только практически полностью сконденсированная центральная часть струи достигает высоковакуумной области пучкопровода (область “b” на рис. 51), в то время как почти весь несконденсированный остаток скачивается системой дифференциальной откачки, осуществляемой шестью (по три со стороны камеры расширения (область “a” на рис. 51) и со стороны приемной камеры (область “c” на рис. 51)) турбомолекулярными насосами, имеющими каждый скорость откачки 350 л/с.

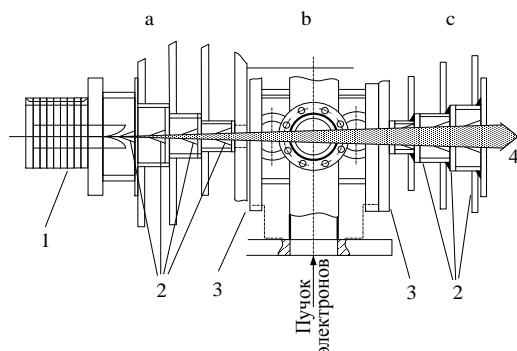


Рис. 51. Схематическое изображение аргоновой струйной мишени на ADONE: 1 – камера газового расширения; 2 – коллиматоры; 3 – клапаны; 4 – приемная камера.

Рабочий газ струйной мишени – аргон. Два мощных дополнительных турбомолекулярных насоса (каждый со скоростью откачки 1000 л/с) установлены на прямолинейном участке пучкопровода до и после струйной мишени. Для большей автономности работы и защиты высоковакуумированного пучкопровода ADONE в случае возможных поломок системы струйной мишени установлены два разделительных высоковакуумных клапана. Мишень создает в области центральной орбиты струю диаметром ≈ 1 см и толщиной по пучку e^- до ~ 10 нг/см².

Из-за опасности случайных наложений полная скорость счета системы мечения ограничена ($10^7 \div 10^8$) γ /с. Необходимый для такой скорости счета циркулирующий ток e^- (около 100 мА) удается обеспечить инжекцией из ЛУЭ в кольцо за два-три оборота пучка в кольце. Время до ~ 20 с необходимо для поднятия энергии e^- в кольце. После включения работы струйной мишени время жизни пучка e^- достигает уровня $T_{ж} \approx 130$ с. Затем ведущее магнитное поле и энергия e^- в кольце снижаются и цикл начинается заново, но даже при этом “макроскопический” рабочий фактор остается на уровне десятков процентов. При инжекции e^- с уже нужными энергиями, рабочий фактор существенно вырос бы (в идеале до $(T_{ж} - T_3)/T_{ж}$).

Интересно рассмотреть также возможности методики получения на ускорителях-накопителях аннигиляционных фотонов, при этом можно ожидать важные преимущества:

- a. Если поперечный аксептанс и диапазон захватываемых энергий ускорителя-накопителя (основного или предварительного) достаточно велики, то за счет “радиационного охлаждения” инжектированного пучка количество e^+ с приемлемыми разбросами геометрических и энергетических параметров их пучка на аннигиляционной мишени способно претерпеть значительное увеличение по сравнению со случаем без накопителя. Есть надежда получить эффективное решение весьма заманчивой задачи увеличения плотности e^+ в траекторном пространстве, которую, к сожалению, не удалось решить в рамках красивых на первый взгляд, но, к сожалению, нереалистичных, как оказалось, предложений (см. [222,223] и Приложение 2).
- b. За счет действия “радиационного охлаждения” при многократном прохождении аннигиляционной мишени ее эффективная толщина может возрасти вплоть до $(0.1 \div 0.2)$ радиационной длины (с соответствующим ростом полного коэффициента конверсии ($e^+ \rightarrow \langle \text{моно-}\gamma \rangle$)).
- c. Получаемый пучок аннигиляционных фотонов приобретает квазинепрерывный характер, облегчающий во многих случаях работу используемой “электроники” (очень важный частный случай – при совпадениях двух фотонов от одного и того же акта аннигиляции).
- d. Резко улучшается фоновая обстановка.
- e. Возможны наиболее “выгодные” мишени для наилучшего соотношения между аннигиляционными и тормозным излучениями, а именно чисто водородные мишени (см. раздел).

При этом полные ожидаемые выигрыши составляют порядки по интенсивности квазимонохроматических аннигиляционных фотонов и разы по соотношению интенсивностей аннигиляционных и тормозных фотонов, рождаемых в той же самой мишени.

Для наиболее полного осуществления всех этих возможностей, кроме уже указанных требований к накопителю и мишени в нем, необходимо осуществить такой режим работы накопителя, при котором удастся использовать все (в идеале) поступающие импульсы за импульсом пригодные e^+ из ЛУЭ (или, по крайней мере, значительную их часть). Поэтому инжекция e^+ в накопитель представляется более сложной по сравнению с проводимой для получения меченых тормозных фотонов инжекцией e^- , которую удастся обеспечить из ЛУЭ однооборотным образом (или же только за два-три оборота). Тем не менее, это усложнение вполне преодолимо либо при введении накопления e^+ в накопителе за время $\sim T_{ж}$ с последующим включением струйной мишени на время около $T_{ж}$ (что сулит использование десятков процентов пригодных e^+), либо при инжекции в накопитель e^+ из каждого импульса ЛУЭ в течение всей работы. Причем в последнем случае в момент инжекции очередного импульса e^+ из ЛУЭ на интервал времени $\sim T_3$ набор “статистики” в проводимых экспериментах на получаемых таким образом квазимонохроматических аннигиляционных фотонах приостанавливается, так что полный рабочий фактор стремится к уже указанной выше величине $(T_{ж}-T_3)/T_{ж}$.

Здесь сообщаются основные черты предложенного источника квазимонохроматических аннигиляционных фотонов с $E_{\gamma}=(500\div 750)$ МэВ на основе внутренней сверхтонкой водородной мишени-ячейки на ускорителе-накопителе ВЭПП-3 в Институте ядерной физики имени Г.И.Будкера СО РАН (Новосибирск).

Таблица 5. Параметры ВЭПП-3, мишени, пучков

периметр центральной орбиты P , м	74.39
частота обращения пучка f_0 , МГц	4.03
период обращения пучка T_0 , нс	248.14
рабочая частот резонатора f_{p1} , МГц	8.06
рабочая частот резонатора f_{p2} , МГц	72.54
время инжекции, с	12
накопленный e^+ -ток I^+ , мА	~ 60
e^+ -энергия E^+ , МэВ	~ 600
время затухания колебаний пучка T_3 , с	
вертикальные бетатронные колебания;	0.161;
радиальные бетатронные колебания;	0.175;
фазовые колебания	0.077
толщина H_2 -мишени X_H , атом/см ²	10^{16}
время жизни e^+ -пучка $T_{ж}$, с	~ 30
средняя светимость L , см ⁻²	$\sim 6 \cdot 10^{32}$
поток аннигиляционных фотонов N_{γ} при $\theta_{\gamma} \leq 3$ мрад, с ⁻¹	$\sim 2 \cdot 10^5$
поток аннигиляционных фотонов N_{γ} при $5 \leq \theta_{\gamma} \leq 10$ мрад, с ⁻¹	$\sim 2 \cdot 10^5$

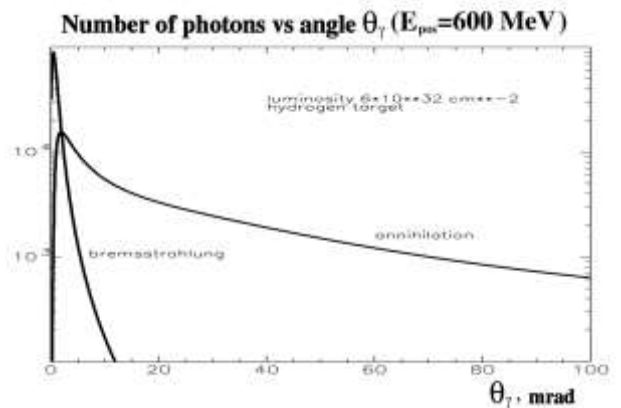


Рис. 52. Количества образуемых аннигиляционных и тормозных фотонов в зависимости от θ_{γ} для водородной мишени при e^+ -энергии $E^+=600$ МэВ и светимости $L=6 \cdot 10^{32}$ см⁻².

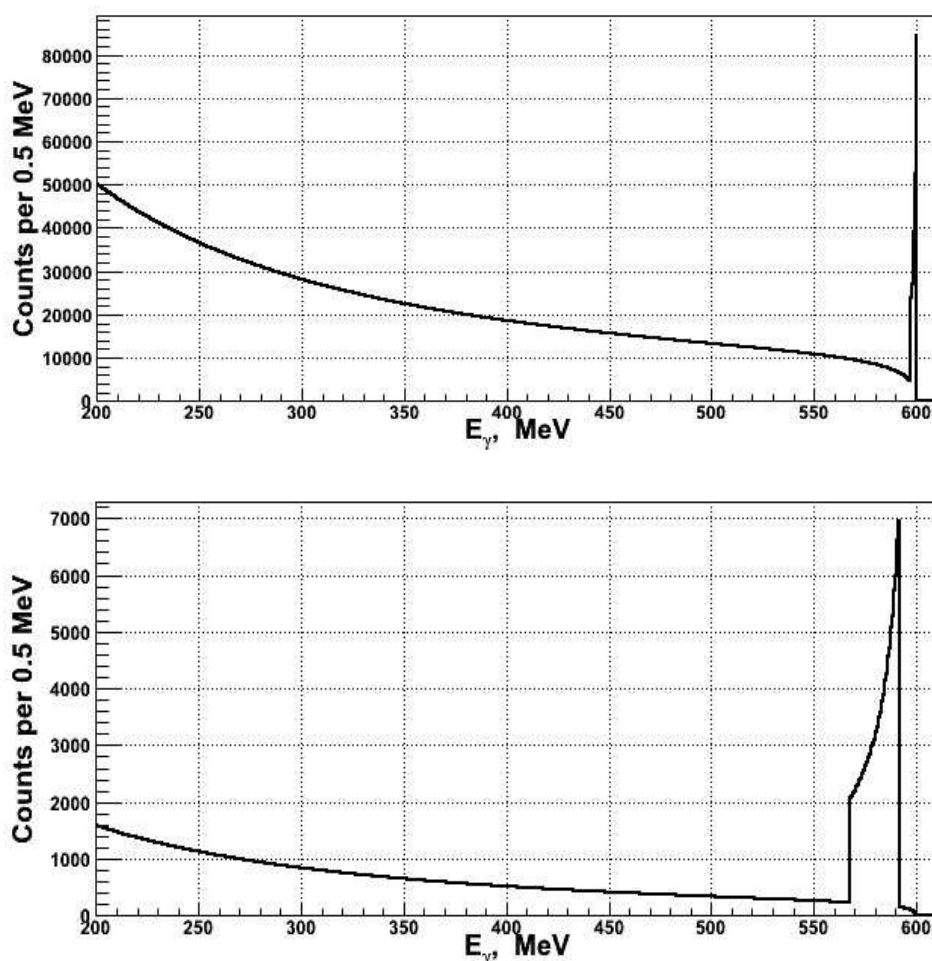


Рис. 53. Спектры тормозных и аннигиляционных фотонов для коллимирования с θ_c от 0 до 3 мрад (верх) и θ_c от 5 до 10 мрад (низ) при: $E^+=600$ МэВ; $L=6 \cdot 10^{32}$ см $^{-2}$; ширине канала 0.5 МэВ.

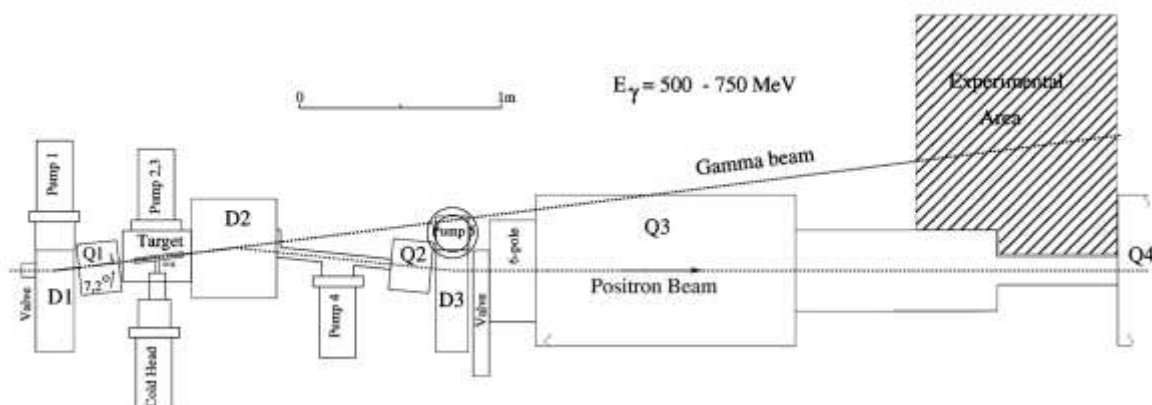


Рис. 54. Расположение оборудования для получения квазимонохроматических аннигиляционных фотонов на ВЭПП-3.

На рис. 52 показаны зависимости от угла испускания фотонов θ_γ для количеств образуемых в H_2 -мишени тормозных и аннигиляционных фотонов при e^+ -энергии $E^+=600$ МэВ и светимости $L=6 \cdot 10^{32}$ см $^{-2}$. В табл. 5 приведены важные параметры ВЭПП-3, а также H_2 -мишени (газовой накопительной ячейки) и e^+ -пучка в нем. Предполагается, что в каждом подцикле инжекции длительностью ~ 2 с в ВЭПП-3 инжектируется $\sim 2 \cdot 10^{10}$ e^+ с энергией $E^+ \approx 500$ МэВ [224]. Так

что нужно 12 с для полного цикла инжекции, чтобы достичь e^+ -тока $I^+ \sim 60$ мА. Затем e^+ ускоряются до энергий (500-750) МэВ в течение времени ~ 10 с. С H_2 -мишенью, имеющей 10^{16} атомов/см², $T_{ж} \sim 30$ с. При этом оптимальное время для измерений ~ 33 с. Нужно еще ~ 5 с для возвращения к энергии инжекции. После этого цикл повторяется вновь. Но и при этом средний рабочий фактор составляет десятки %. На рис. 53 сопоставляются спектры фотонов для случаев осевого и внеосевого коллимирования (см. также нижние две строки в табл. 5 для этих случаев). Узкий пик при $E_\gamma \approx 600$ МэВ в спектре на верхней части рис. 53 имеет согласно подразделу 3.2.1 собственную FWHM ≈ 250 кэВ, но и с учетом разбросов e^+ -пучка в ВЭПП-3 при введенной H_2 -мишени для этого пика полная оцененная FWHM ~ 350 keV. Такой пик интересен для поисков узких особенностей в сечениях и выходах фотопроцессов, исследуемых на образуемом γ -пучке. Для нижнего спектра на рис. 53 при том же количестве аннигиляционных фотонов соотношение их потока с тормозным, как следует из рис. 52, улучшено, по крайней мере, на порядок (последнее является существенным для экспериментов в рассматриваемой области E_γ (см., например, [54,57,162,202]). На рис. 54 показано расположение оборудования для получения квазимонохроматических аннигиляционных фотонов на ВЭПП-3.

3.5. Виртуальные фотоны в электрон- и позитрон- ядерных реакциях

К настоящему времени известны циклы экспериментов по изучению ГР в атомных ядрах с использованием реакций неупругого рассеяния ультрарелятивистских e^- на этих ядрах. В таких экспериментах рассматриваются случаи, в которых e^- , имеющий начальные импульс \mathbf{p}_0 и полную энергию $E_0 = \mu\gamma$ (здесь μ – полная энергия покоящегося e^- , при этом, как правило, $\mu\gamma$ не превышает (100÷200) МэВ), рассеивается на некоторый угол θ и приобретает конечные импульс \mathbf{p}_f и полную энергию E_f , а ядро получает импульс $\mathbf{q} = (\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_f)$ и энергию возбуждения ε , равную, пренебрегая отдачей, $(E_0 - E_f)$. Надо отметить, что в отличие от ситуации с реальными фотонами, здесь для всех практически доступных значений угла θ оказывается, что $|\mathbf{q}| > (\varepsilon/c)$, где c – скорость света в вакууме. При этом проводится либо только спектрометрическая регистрация неупруго рассеянного e^- (инклюзивные (e, e') -эксперименты), либо же к ней добавляется «совпадательная» регистрация каких-либо частиц X – продуктов идущих при этом ядерных реакций (эксклюзивные $(e, e'X)$ -эксперименты).

При проведении (e, e') - и $(e, e'X)$ - экспериментов в исследуемых ядрах могут возбуждаться различные λL продольные и поперечные по отношению к передаваемому ядру импульсу \mathbf{q} ГР, где: $\lambda = C$ для продольных кулоновских ГР; $\lambda = E$ и $\lambda = M$ для поперечных соответственно электрических и магнитных ГР; L – мультипольность ГР (например, $L = 0; 1; 2$ соответственно для монопольного, дипольного и квадрупольного ГР, причем, если для продольных ГР значения L могут начинаться с $L=0$, то для поперечных ГР они начинаются только с $L=1$). Из теории [225]

и экспериментальной практики [13-15,226-228] следует, что (e,e') - и $(e,e'X)$ - эксперименты весьма интересны для выделения различных ГР в ядрах, включая как E1 ГР (поперечный электрический дипольный), на который в значительной степени “нацелены” эксперименты на реальных фотонах, так и ГР, отличные от него. При этом варьирование условий (e,e') - и $(e,e'X)$ - экспериментов (изменения θ и $|\mathbf{q}|$) существенно для разделения вкладов различных ГР.

Хотя первые циклы (e,e') -экспериментов и были проведены на ЛУЭ со сравнительно низкими рабочими факторами, однако это было связано с отсутствием в то время наиболее подходящих для этих целей сильноточных ускорителей e^- с непрерывным (или близким к нему) пучком нужной энергии. К настоящему же времени, когда такие ускорители удалось реализовать, понятно, что систематические (e,e') - и совпадательные $(e,e'X)$ - эксперименты с e^- следует планировать на них, тем более что именно такого типа эксперименты способны “переварить” практически полностью пучки ускорителей непрерывного действия с наибольшими токами ускоренных e^- на физической мишени на уровне многих десятков мкА, достигаемые за счет существенного увеличения стоимости сооружения и эксплуатации ускорителя, и тем самым оправдать само существование таких дорогостоящих ускорителей (см. наш проект программы работы на разрезном микротроне непрерывного действия на энергию e^- до 175 МэВ [42]).

Наряду с (e,e') - и $(e,e'X)$ - экспериментами с e^- можно рассматривать для изучения ГР в ядрах и электроядерные эксперименты как с e^- , так и с e^+ , т.е. (e^-,X) - и (e^+,X) - эксперименты, в которых не регистрируются рассеянные на ядрах e^- (или e^+), а регистрируются либо частицы-продукты проходящих при этом ядерных реакций неупругого рассеяния, либо наведенная активность образованных в таких реакциях ядер. Результаты (e,X) -экспериментов при каждом из значений E_0 являются проинтегрированными как по переданной ядру энергии ε , так и по углу рассеяния θ (т.е. и по переданному ядру импульсу $|\mathbf{q}|$) результатами соответствующих гипотетических $(e,e'X)$ -экспериментов. Характерные черты возбуждения ядер в (e^-,X) - и (e^+,X) - экспериментах, имеющего важные отличия и между собой, и с возбуждением ядер в типичных условиях (e,e') - и $(e,e'X)$ -, а также (γ,X) – экспериментов, собраны автором диссертации в [180].

Согласно [229,230] в интегральных в указанном выше смысле сечениях неупругого рассеяния e^- (e^+) на ядрах превалирует вклад событий с малыми углами рассеяния e^- (или e^+) θ и с относительно низкими значениями $|\mathbf{q}|$. При этом в исследуемых ядрах превалируют поперечные переходы типа тех, которые вызываются реальными фотонами. Последнего превалирования нет в (e,e') - и $(e,e'X)$ - экспериментах, где продольные и поперечные вклады сопоставимы, поскольку (e,e') - и $(e,e'X)$ - эксперименты обычно проводятся при довольно больших θ . Кроме того, надо учитывать, что в длинноволновом приближении, справедливом в интересующих нас случаях исследований ГР, работает теорема Зигерта [225], дающая простые соотношения между параметрами продольных CL и поперечных EL ГР.

Приведенные в предыдущем абзаце соображения весьма способствуют плодотворности представлений сечений (e^-,X) - и (e^+,X) - реакций так, как если бы они вызывались виртуальными фотонами с энергиями (пренебрегая отдачей) $\mu k_v = (E_o - E_f)$, причем виртуальные фотоны для каждой из их полных мультипольностей λL описываются спектрами своих интенсивностей $N^{\lambda L}\{\mu\gamma, \mu k_v, Z\}$, где Z – атомный номер исследуемых ядер. Согласно этим представлениями:

$$\sigma_{(e,X)}\{\mu\gamma\} = \int_0^{\mu(\gamma-1)} \sum_{\lambda L} [(\sigma_{(\gamma,X)})^{\lambda L}\{\mu k_v\}] \cdot [N^{\lambda L}\{\mu\gamma, \mu k_v, Z\}] \cdot (1/\mu k_v) \cdot d(\mu k_v).$$

Таким образом, величина $\sigma_{(e,X)}(\mu\gamma)$ является как бы выходом по спектру принимающих участие в интересующей задаче виртуальных фотонов для рассматриваемой ядерной реакции, идущей на этих виртуальных фотонах с разложенными по мультиполям сечениями $(\sigma_{(\gamma,X)})^{\lambda L}\{\mu k_v\}$. Интересно сопоставить так записанное выражение для сечения электроядерной реакции с известным выражением для так называемого сечения проводимой на реальных тормозных фотонах фотоядерной реакции в расчете на эквивалентный квант $\sigma_{(Q,X)}(\mu\gamma)$, которое само в сущности является одним из вариантов выхода соответствующей фотоядерной реакции, получающимся с учетом имеющегося спектра интенсивностей реальных тормозных фотонов $N\{\mu\gamma, \mu k\}$ (при этом тормозные фотоны образуются электронами в некой сравнительно тонкой мишени-радиаторе). Считаем также, что для одного и того же мультиполя сечения реакций на виртуальных и реальных фотонах при $k=k_v$ равны друг другу. Тогда имеем:

$$\sigma_{(Q,X)}\{\mu\gamma\} = \int_0^{\mu(\gamma-1)} \sum_{\lambda L} [(\sigma_{(\gamma,X)})^{\lambda L}\{\mu k\}] \cdot [N\{\mu\gamma, \mu k\}] \cdot (1/\mu k) \cdot d(\mu k).$$

Для реальных фотонов $N\{\mu\gamma, \mu k\}$ не зависит от λL и для случая $\sigma_{(Q,X)}\{\mu\gamma\}$ имеем:

$$\int_0^{\mu(\gamma-1)} [N\{\mu\gamma, \mu k\}] \cdot (1/\mu k) \cdot d(\mu k) = \mu(\gamma-1).$$

Для нахождения спектров интенсивностей виртуальных фотонов были применены различные подходы (см. [229-231] и ссылки в них). Приведем основные достоинства и недостатки этих подходов, а также характерные черты получаемых в них спектров интенсивности виртуальных фотонов. Отсюда постараемся сделать выводы о возможностях и ограничениях методики изучения ГР в ядрах в экспериментах, где измеряются выходы электроядерных реакций, сопровождаемые неизбежной большей или меньшей примесью выходов фотоядерных реакций.

Первоначально теоретическое рассмотрение спектров интенсивностей виртуальных фотонов проводилось в первом борновском приближении с плоскими волнами (сокращенно PWBA или просто PW) и без учета размеров исследуемых ядер в согласии с используемым при этом длинноволновым приближением. В таком подходе (см. [229]) формулы $N^{\lambda L}\{\mu\gamma, \mu k_v, Z\}$ имеют для наиболее существенных первых мультиполей после перехода к переменным γ и k_v вид:

$$N^{E1} = (\alpha/\pi) \left\{ -\left[\frac{(\gamma - k_v)^2 - 1}{(\gamma^2 - 1)} \right]^{0.5} + \left[\frac{(\gamma^2 + (\gamma - k_v)^2)}{(\gamma^2 - 1)} \right] \ln \left[\frac{(\gamma(\gamma - k_v) + (\gamma^2 - 1)^{0.5}((\gamma - k_v)^2 - 1)^{0.5} - 1)}{k_v} \right] \right\}$$

$$-[[(2\gamma - k_v)^2 / 2(\gamma^2 - 1)] \ln [((\gamma^2 - 1)^{0.5} + ((\gamma - k_v)^2 - 1)^{0.5})^2 / k_v (2\gamma - k_v)]]];$$

$$N^{E2} = (\alpha/\pi) [[((\gamma^2 - 1) + ((\gamma - k_v)^2 - 1)) / (\gamma^2 - 1)] \ln [(\gamma(\gamma - k_v) + (\gamma^2 - 1)^{0.5} ((\gamma - k_v)^2 - 1)^{0.5} - 1) / k_v]]];$$

$$N^{M1} = N^{E2};$$

$$N^{C1} = (\alpha/\pi) \{ - [((\gamma - k_v)^2 - 1) / (\gamma^2 - 1)]^{0.5} + [[(2\gamma - k_v)^2 / 2(\gamma^2 - 1)] \ln [((\gamma^2 - 1)^{0.5} + ((\gamma - k_v)^2 - 1)^{0.5})^2 / k_v (2\gamma - k_v)]]] \};$$

$$N^{C2} = (8/3)(\alpha/\pi) [((\gamma - k_v)^2 - 1) / (k_v)^2].$$

Это пригодные для всех ядер выражения и при $\gamma \gg k_v$ согласно [232] $N^{E1} \cong 2(\alpha/\pi) \{-0.5 + \ln \gamma\}$. Учитывая указанную выше связь в рамках длинноволнового приближения характеристик продольных CL и поперечных EL ГР, во многих работах вместо отдельного рассмотрения спектров интенсивностей виртуальных фотонов при исследованиях ГР в электроядерных реакциях используются суммарные спектры интенсивностей N^{CL} и N^{EL} . В согласии с этим далее здесь также будем понимать под N^{EL} такие суммарные спектры интенсивностей, т.е. имеем [233]:

$$N^{E1} = (\alpha/\pi) \{ -2 [((\gamma - k_v)^2 - 1) / (\gamma^2 - 1)]^{0.5} +$$

$$+ [[(\gamma^2 + (\gamma - k_v)^2) / (\gamma^2 - 1)] \ln [(\gamma(\gamma - k_v) + (\gamma^2 - 1)^{0.5} ((\gamma - k_v)^2 - 1)^{0.5} - 1) / k_v]]] \};$$

$$N^{E2} = (\alpha/\pi) \{ [[((\gamma^2 - 1) + ((\gamma - k_v)^2 - 1)) / (\gamma^2 - 1)] \ln [(\gamma(\gamma - k_v) + (\gamma^2 - 1)^{0.5} ((\gamma - k_v)^2 - 1)^{0.5} - 1) / k_v]] +$$

$$+ [(8/3) [((\gamma - k_v)^2 - 1) / (k_v)^2]] \}.$$

Пример так понимаемых и рассчитанных в работе [233] без учета размеров ядер и с помощью первого PWBA спектров интенсивностей N^{E1} и N^{E2} для полной энергии падающих e^- $\mu\gamma = 10$ МэВ дан на рис. 55 (PW спектры). Такие PW спектры интенсивностей виртуальных фотонов N^{E1} и N^{E2} по своей форме близки к спектрам интенсивности тормозных фотонов [25-28], что отмечалось в [225,231], и PW интенсивности у N^{E2} несколько больше, чем у N^{E1} .

Если считать, что полученные в рамках длинноволнового первого PWBA приближения спектры интенсивностей виртуальных фотонов от e^- (или же идентичные им в этом случае спектры интенсивностей виртуальных фотонов от e^+) соответствуют действительности, то с учетом конкретных свойств таких спектров следует, что для экспериментальных исследований ГР в ядрах появляются интересные альтернативные (по отношению к работе на реальных фотонах) возможности за счет измерений сечений электроядерных реакций, когда e^- (или e^+) непосредственно бомбардируют достаточно тонкую исследуемую физическую мишень без размещения перед ней какой-либо дополнительной мишени, в которой образуются реальные фотоны. Прежде всего, это относится к исследованиям E1 ГР, но большой интерес должны представлять также попытки исследований E2 ГР, поскольку в отличие от ситуации с реальными фотонами в рамках такого приближения интенсивности виртуальных фотонов с мультипольностью E2, как уже указывалось, заметно превышают интенсивности виртуальных фотонов с мультипольностью E1. Известны простые рецепты для учета суммарных результатов, получаемых в физических мишенях, бомбардируемых либо непосредственно (см., например, [231]), либо же по рассмотренной выше в подразделе 3.1.2 методике работы в так называемой “плотной геометрии” (см. об этом подробнее в нашей работе [186]), и составляемых из вкладов

от реальных тормозных фотонов и от виртуальных фотонов. Для проверки этих возможностей был проведен ряд экспериментальных исследований, результаты которых только частично согласуются с ожиданиями. Для превалирующего на фотонах (как реальных, так и полного спектра виртуальных в реакциях под действием e^- или e^+) E1 ГР результаты сопоставимы друг с другом, хотя для удовлетворительного согласия, видимо, требуются уточнения информации о спектрах виртуальных фотонов. Такая же ситуация и для рецептов учета суммарных результатов. Но для E2 ГР (особенно для самых тяжелых ядер) получаемые так результаты [234] неоправданно завышены по сравнению с предсказаниями правил сумм [235].

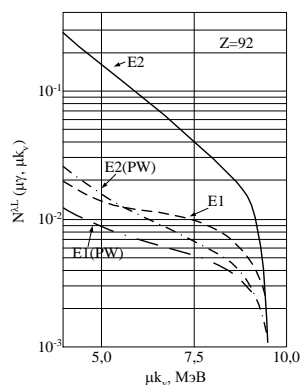


Рис. 55. Рассчитанные по DWBA и PWBA спектры интенсивности виртуальных фотонов N^{E1} и N^{E2} от e^- для $U(Z=92)$ для энергии падающих $e^- \mu_\gamma=10$ МэВ в зависимости от энергии виртуальных фотонов μ_{k_v} .

Из анализа причин этих расхождений следует, что наиболее вероятная причина – недостаточная точность рассчитанных в длинноволновом первом PWBA спектров интенсивностей виртуальных фотонов при электроядерных реакциях, ведущая, в частности, к существенному занижению так рассчитанного (N^{E2}/N^{E1}). Из анализа также следует, что для исправления необходимо, прежде всего, учет кулоновских поправок. На что указывает и превышение (растущее с ростом Z) сечений ядерных реакций, вызванных e^- , к таким же, но вызванных e^+ , вместо их равенства по длинноволновому первому PWBA [233,236,237]. Важный шаг в этом направлении сделан в [233,238,239], в которых, хотя и по-прежнему без учета размеров ядра, но зато в рамках первого борновского приближения с искаженными в кулоновском поле ядра волновыми функциями e^- или e^+ (DWBA) были рассчитаны спектры интенсивностей виртуальных фотонов N^{E1} и N^{E2} и которые в значительной степени смогли объяснить эти расхождения.

На рис. 55-57 для иллюстрации свойств расчетных спектров интенсивностей виртуальных фотонов различной мультипольности в ядерных реакциях под действием e^- и e^+ , полученных без учета размеров ядер в рамках первого DWBA приведены взятые из оригинальных работ соответствующие спектры в зависимости от μ_{k_v} для различных μ_γ и Z . Для сравнения на этих же рисунках показаны и спектры тех же интенсивностей в длинноволновом первом PWBA.

На рис. 55 для ядер $U(Z=92)$ и падающих e^- с $\mu_\gamma=10$ МэВ приведены рассмотренные в [233,238] в первом DWBA и без учета размеров ядер спектры интенсивностей виртуальных фотонов N^{E1} и N^{E2} и на этом же рисунке приведены рассчитанные в рамках длинноволнового

первого PWBA спектры интенсивностей N^{E1} и N^{E2} , помеченные как (PW). Видно, что для N^{E1} в DWBA по сравнению с PWBA есть заметное возрастание, но для N^{E2} возрастание значительно больше (если масштаб возрастания для N^{E1} – десятки %, то для N^{E2} – сотни %).

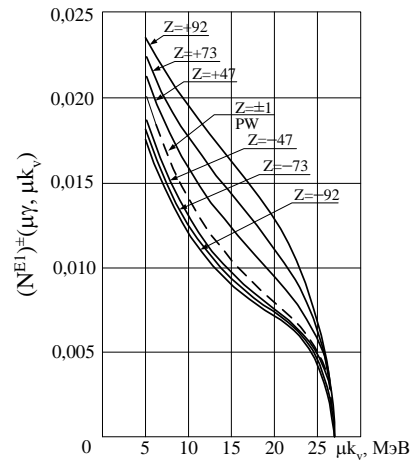


Рис. 56. Рассчитанные по DWBA спектры интенсивностей виртуальных фотонов N^{E1} от e^- (когда можно считать, что $Z > 0$) и e^+ (когда можно считать, что $Z < 0$) в случаях ядер с различными значениями Z и для полной энергии падающих частиц $\mu\gamma = 27,5$ МэВ в зависимости от энергии виртуальных фотонов μk_v .

Для e^+ учет кулоновского искажения волновых функций дает противоположный эффект по сравнению с e^- , что и объясняет в значительной степени упомянутые различия сечений ядерных реакций под действием e^- и e^+ . На взятом из [233] рис. 56 приведены рассчитанные в рамках первого DWBA и без учета размеров ядра спектры интенсивностей виртуальных фотонов N^{E1} от e^- (когда в расчетах можно считать, что $Z > 0$) и e^+ (когда в расчетах можно считать, что $Z < 0$) в случаях ядер с различными значениями Z и для $\mu\gamma = 27,5$ МэВ в зависимости от μk_v . Для $Z = \pm 1$ спектры интенсивностей, рассчитанные так по DWBA и по PWBA совпадают.

Все упомянутые DWBA расчеты проводились по теоретическим и программным разработкам D.S.Onley с соавторами. В нашей стране эти программные разработки были выверены и адаптированы в группе В.П.Чижова в Институте ядерной физики им Б.П.Константинова, которые любезно предоставили их нам и помогли освоить, так что мы смогли их использовать в своих экспериментальных электроядерных работах (см. подраздел 5.1.3). Важно отметить, что для приближенных оценок планируемых электроядерных экспериментов можно считать, что для одной и той же физической мишени оказываются примерно одинаковыми однотипные по мультипольности интенсивности виртуальных фотонов для различных $\mu\gamma$, если μk_v таковы, что в этих случаях отношения (k_v/γ) совпадают друг с другом. Последнее можно, в частности, видеть на рис. 57 а) и б), где показаны взятые из [239] рассчитанные по первому DWBA без учета размеров ядер спектры интенсивностей виртуальных фотонов N^{E1} , N^{E2} и N^{M1} от e^- для ядер Sn ($Z=50$) и для а) $\mu\gamma=25$ МэВ и б) $\mu\gamma=50$ МэВ в зависимости от μk_v . При этом на рис. 57 а) для $\mu\gamma=25$ МэВ дан также рассчитанный по длинноволновому первому PWBA спектр N^{E1} .

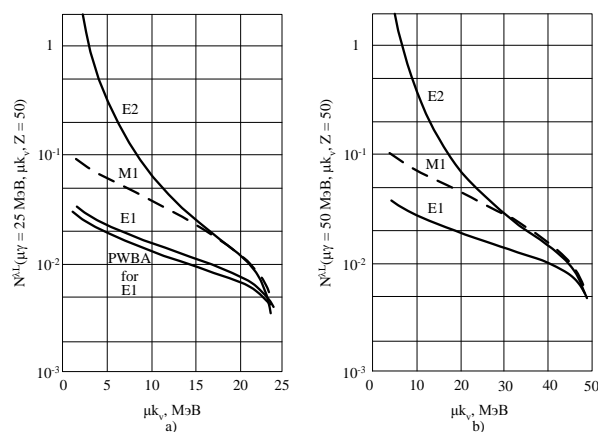


Рис. 57. Рассчитанные по DWBA спектры интенсивностей виртуальных фотонов N^{E1} , N^{E2} и N^{M1} от e^- для ядер Sn и для энергий падающих e^- а) $\mu\gamma=25$ МэВ и б) $\mu\gamma=50$ МэВ в зависимости от энергии виртуальных фотонов μk_ν . Для $\mu\gamma=25$ МэВ показан также рассчитанный по PWBA спектр интенсивности N^{E1} .

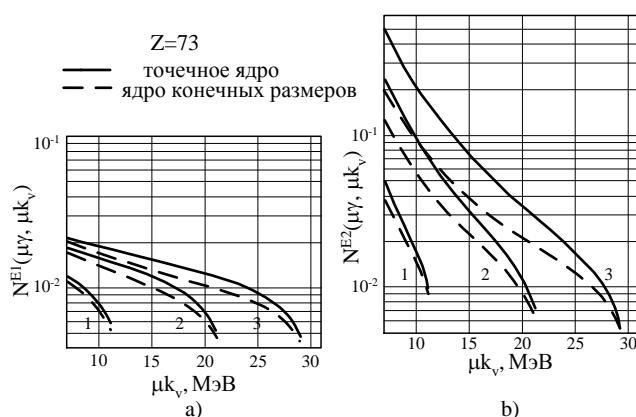


Рис.58. Результаты DWBA расчетов спектров интенсивностей виртуальных фотонов а) N^{E1} и б) N^{E2} от e^- для Ta ($Z=73$) и для полных энергий падающих e^- ($\mu\gamma$)₁=12 МэВ; ($\mu\gamma$)₂=22 МэВ; ($\mu\gamma$)₃=30 МэВ от энергии виртуальных фотонов μk_ν . Сплошные и штриховые кривые – расчеты с и без учета размеров ядер.

Для уточнения расчетов спектров интенсивностей виртуальных фотонов в электроядерных реакциях предлагались также различные методы учета конечных размеров ядер [230]. Такой учет предполагает использование информации о распределениях зарядов и токов в ядре, полученной как непосредственно из экспериментов (прежде всего, по рассеянию e^- на атомных ядрах), так и на основе неких моделей ядер. В качестве иллюстрации эффектов, проявляемых при учете влияния конечных размеров ядер на расчеты $N^{\lambda L}$, на рис. 58 а) и б) приведены взятые из [240] результаты расчетов спектров интенсивностей виртуальных фотонов а) N^{E1} и б) N^{E2} от e^- для ядер Ta ($Z=73$) в зависимости от μk_ν при: ($\mu\gamma$)₁=12 МэВ; ($\mu\gamma$)₂=22 МэВ и ($\mu\gamma$)₃=30 МэВ. Эти расчеты проведены как по упомянутым программам D.S.Onley и соавторов, разработанных в рамках первого DWBA и без учета размеров ядер (сплошные кривые), так и по программам D.S.Onley и F.Zamani-Noor, разработанных также в DWBA, но с учетом распределений зарядов и токов в ядре из гидродинамической модели L.J.Tassie (штриховые кривые).

Отметим, что, хотя учет конечных размеров ядра и приводит к противоположному эффекту по сравнению с эффектом от учета искажений в кулоновском поле ядра волновых функций e^- как при падении на ядро, так и при удалении от него, однако последний из только что указан-

ных эффектов оказывается преобладающим и результирующие спектры интенсивностей виртуальных фотонов сохраняют основные качественные черты спектров, рассчитанных в первом DWBA без учета размеров ядра, которые демонстрировались выше. Еще в большей степени основные черты, выявленные в DWBA расчетах без учета размеров ядра, сохраняются в DWBA расчетах с учетом размеров ядер для отношений (N^{E2}/N^{E1}), которые, как будет показано ниже в подразделе 5.1.3, собственно только и используются в весьма существенном, как представляется, типе исследований e^- -ядерных реакций, когда проводится сопоставление их с фотоядерными реакциями или с e^+ -ядерными реакциями.

Поскольку задача расчетов проинтегрированных по углу рассеяния θ (а значит, и по переданному ядру импульсу $|\mathbf{q}|$) спектров интенсивностей виртуальных фотонов в ядерных реакциях под действием e^- или e^+ довольно сложна, понятна желательность экспериментальных проверок таких расчетов. К сожалению, задача такого рода экспериментальных проверок в свою очередь наталкивается на большие трудности, что в особенности относится к случаям мультипольностей, отличных от E1 (см., например, анализ этих последних трудностей в [236]). Правда, справедливости ради, здесь следует напомнить о своих серьезных сложностях при расчетах спектров широко используемых тормозных фотонов от e^- (а также e^+), об аналогичной желательности экспериментальных проверок и о своих трудностях для таких проверок и в этом случае, о чем говорилось выше в подразделе 3.1.1. Тем не менее, в случае виртуальных фотонов имеет смысл указать на убедительную экспериментальную проверку спектров N^{E1} для e^- , которую удалось провести в [241] и в которой при $\mu_{\nu}=16,28$ МэВ была измерена изохромата (т.е. зависимость от μ) для возбуждения 1^- изобар-аналогового состояния в e^- -ядерной реакции $^{90}\text{Zr}(e,p)$ и было подтверждено вполне удовлетворительное согласие теоретических результатов, использующих расчетные DWBA N^{E1} - спектры, с экспериментально полученными.

3.6. Выводы

1. Проанализированы данные о спектрах тормозных фотонов от e^- (для наиболее интенсивного и используемого источника фотонов) и от e^+ (для основного фонового процесса при образовании аннигиляционных фотонов). Показано: методика (e^+,e^-)-вычитания фона от тормозных фотонов в экспериментах с аннигиляционными фотонами корректна. На основе предложенной аппроксимации различий тормозных спектров от e^- (более современных (S.M.Seltzer и M.J.Berger), и используемых ранее (L.I.Schiff)) показано существенное влияние этих различий на получаемые сечения в прецизионных измерениях с тормозными фотонами в области ГР.
2. Разработана и опробована методика расчетов потоков и спектров тормозных фотонов, а также решения прямой и обратной задач для фотоядерных реакций при толстых и радиаторах, и физических мишенях в «плотной геометрии» при изучении ГР и прикладных применениях.

3. Проведен анализ свойств сечений образования квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету («моно- γ »), важный для выбора конкретных вариантов методики использования аннигиляционных фотонов и определения их потоков и спектров. Подчеркнуто: в отличие от случая тормозных фотонов существующая теория позволяет вести здесь расчеты с высокой точностью, что особенно важно при прецизионных исследованиях ГР.
4. Разработана программа расчетов полных и дифференциальных по энергии «моно- γ » коэффициентов конверсии ($e^+ \rightarrow$ «моно- γ ») как для случая монохроматического и «игольчатого» пучка e^+ , так и для отклонений от этого случая. По этой программе проведен широкий комплекс расчетов потоков и спектров таких «моно- γ », позволивший составить и достаточно полную общую картину, и дать нужные сведения для собственных экспериментов с «моно- γ ».
5. Для получения прецизионных пучков тормозных от e^- и квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету разработаны и освоены способы формирования и мониторинга пучков этих фотонов (как прямого, так и на основе измерений падающих пучков e^- и e^+).
6. Созданная на ЛУЭ-100 наша система получения тормозных (с $E_\gamma \approx (6 \div 100)$ МэВ) и квазимонохроматических аннигиляционных (с $E_\gamma \approx (10 \div 40)$ МэВ) фотонов, которая, в частности, для аннигиляционных «моно- γ » дала для Ве аннигиляционной мишени толщиной $(1 \div 2,5)$ мм и углов коллимирования фотонов $\sim (1 \div 3) \times 10^{-2}$ рад потоки «моно- γ » $\sim (0,1 \div 2) \times 10^5$ с $^{-1}$ при энергии фотонов $E_\gamma \approx 16$ МэВ и $\Delta E_\gamma \sim (350 \div 550)$ кэВ.
7. Рассмотрены возможности получения прецизионных пучков тормозных и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов при соединении ЛУЭ с ускорителями-накопителями. В частности, эти возможности осуществились для тормозных фотонов на ускорителе-накопителе ADONE (Frascati, Италия) на созданной с участием автора установке с внутренними по отношению к накопителю струйной Ag-мишенью и системой мечения для $E_\gamma \approx (200 \div 1200)$ МэВ. Кроме того, разработан проект источника квазимонохроматических аннигиляционных фотонов на ускорителе-накопителе ВЭПП-3 (Новосибирск) на основе накапливаемого e^+ -пучка и внутренней дающей наилучшее соотношение аннигиляционных и тормозных фотонов накопительной H_2 мишени – ячейки для $E_\gamma = (500-750)$ МэВ.
8. На основе анализа теоретических описаний спектров виртуальных фотонов в e^- - и e^+ - ядерных реакциях выбрана и освоена программа расчета этих спектров, с помощью которой получены требующиеся сведения для работ с использованием таких виртуальных фотонов (в том числе для своих экспериментов).
9. Полученные на ЛУЭ-100 результаты представляют интерес и для иных импульсных резонансных ускорителей e^- (в частности, для импульсного разрезного микротрона РМ-55 ФИАН-НИЯФ МГУ) при получении на них прецизионных пучков фотонов.

4. ИССЛЕДОВАНИЯ С АННИГИЛЯЦИОННЫМИ ФОТОНАМИ

В осуществленных к настоящему времени экспериментах в области Е1 ГР на пучках коллимированных квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету («моно- γ ») в основном проводились измерения сечений реакций, идущих с испусканием нейтронов. При этом использовалась регистрация нейтронов после их замедления с определением значений множественности нейтронов в акте реакции [21,44,45,146,206,209,235]. Наряду с большими достоинствами этого направления экспериментальных исследований Е1 ГР у него имеются выявленные в цикле работ (см. [242,243] и ссылки в них) существенные проблемы в корректном определении значений такой множественности. Возможности этого направления экспериментальных исследований, как следует из его анализа, далеко не исчерпаны и по выбранным ядрам-мишеням, и по экспериментальным проверкам значений указанной множественности с помощью измерений при специально сниженных интенсивностях падающих на мишень «моно- γ ». Однако мы выбрали для своих собственных исследований Е1 ГР с квазимонохроматическими аннигиляционными фотонами на импульсном ЛУЭ-100, имеющем низкий рабочий цикл пучка, иные актуальные направления экспериментов, также способные успешно конкурировать с возможностями, присущими ускорителям e^- непрерывного действия с использованием, в частности, получаемых на них меченых тормозных фотонов. Эти исследования описываются в данной главе. В разделе 4.1 для сечения реакции ${}^{63}\text{Cu}(\gamma,n){}^{62}\text{Cu}$, часто рассматриваемого в качестве эталонного в активационных фотоядерных работах, описаны измерения с использованием методики регистрации β^+ -активности образуемого в реакции радиоизотопа ${}^{62}\text{Cu}$. Методика измерений, описанных в разделе 4.1, может давать, в частности, независимый способ экспериментального выделения реакций с различной множественностью испускаемых в них нейтронов. В разделе 4.2 для сечения реакции фотоделения ядер ${}^{238}\text{U}$, которое можно считать в свою очередь эталонным для исследований фотоделения ядер, описаны измерения с использованием для регистрации образуемых в реакции осколков деления трековых пленочных детекторов.

4.1. Измерение сечения реакции ${}^{63}\text{Cu}(\gamma,n){}^{62}\text{Cu}$

При детектировании актов интересующих ядерных реакций с помощью регистрации распадов образуемых в этих реакциях радиоактивных ядер-продуктов удаётся, по крайней мере, в значительной степени обходить негативное влияние низкого рабочего цикла используемых импульсных e^- -ускорителей на экспериментальные возможности. В тоже время при применении для детектирования β^+ -активности регистрации (γ',γ') -совпадений вылетающих в противоположные стороны «распадных» γ' -квантов с энергиями $E_{\gamma'} \cong 0,511$ МэВ каждый от аннигиляции с e^- вещества испущенных при распадах ядер-продуктов β^+ -частиц (то есть e^+) после практически полного торможения последних, сравнительно легко удается достигать низкий уро-

вень фона, что весьма существенно с учетом значительных потерь интенсивности участвующих частиц в методике получения квазимонохроматических аннигиляционных фотонов (от первичных e^- к используемым «моно- γ »). Важно также, что такая методика пригодна для детектирования актов большой доли фото- и электро- ядерных реакций. Именно эту методику мы решили опробовать на нашей системе получения квазимонохроматических аннигиляционных фотонов на ЛУЭ-100 при своих измерениях [66,79,80,124,125] сечения реакции ${}^{63}\text{Cu}(\gamma,n){}^{62}\text{Cu}$ (период полураспада $T_{1/2} \cong 9.74$ мин, β^+ 97.8% [244,245]).

Выбор этой реакции был обусловлен тем, что в сложившей к тому времени экспериментальной практике ее сечения многократно измерялись при различных условиях (включая способы получения используемых реальных фотонов: либо тормозных, либо от ядерных реакций, либо квазимонохроматических аннигиляционных) и стали «эталоном» для, если не непосредственного мониторинга при измерениях сечений иных фотоядерных реакций [246], то учета, по крайней мере, значительной части возможных систематических ошибок. Отсюда понятна желательность проверки абсолютных данных о сечениях этой реакции, разброс которых доходил до многих десятков % [203,246]. Кроме того, соотношение данных активационных измерений сечений этой реакции и данных измерений также на квазимонохроматических аннигиляционных фотонах сечений реакций с вылетом одного нейтрона [247], но с регистрацией нейтронов после их замедления выше порога (γ, n, p) реакции ($\cong 16.7$ МэВ) суммарных сечений реакций (γ, n) и (γ, n, p) связано с конкуренцией каналов девозбуждения ядер и важно для выработки представлений о распадах ГР, тем более, что это связано с областью ядер, где особенности оболочечного строения могут приводить к резким изменениям соотношения между каналами распада с вылетом n или p , как, например, для ${}^{58}\text{Ni}$ и ${}^{60}\text{Ni}$ [20-22].

Укажем основные черты этого нашего эксперимента (многие подробности получения на ЛУЭ-100 e^- , e^+ и «моно- γ » уже приводились в главах 1–3, см. также рис. 1). Использовался конвертер ($e^- \rightarrow e^+$) в узле КМЗ при полной энергии падающих e^- $E \cong 80$ МэВ и среднем токе e^- $I \cong 7$ мкА (~50% пучка e^- было сосредоточено в пятне $\varnothing 3$ мм). Облучения проводились на участке «90°» нашей СТФА, использовалась Be аннигиляционная мишень толщиной 1 мм, непроаннигилировавшие e^+ отклонялись очищающим магнитом M_3 на участок СТФА «90°–90°» и мониторировались тонкостенной ионизационной камерой, прокалброванной по цилиндру Фарадея. Для проверки проводки и размеров e^+ пучка на участке «90°» использовались дистанционно перемещаемые в пучкопроводе коллиматоры. Образующий в Be мишени γ -пучок облучал исследуемые образцы из натуральной Cu (8 мм \times $\varnothing 35$ мм; ${}^{63}\text{Cu}$ 69.2% [244,245]), находящиеся сразу за выделяющим с аннигиляционной мишени угол 0.97×10^{-2} рад коллиматором $\varnothing 30$ мм в локальном доме защиты (со стенками от периферии к центру: >10 см полиэтилена

и/или парафина; листы Cd; 10 см Pb). Для учета вклада в выходы от тормозных фотонов облучения длительностью 30 мин каждое проводились дважды (с e^+ и e^- на Be мишени), после этого образцы доставлялись к установке активационных измерений и через 3 мин после окончания экспозиции начинались измерения, использовавшие созданный в ЛФЯР спектрометр с двумя NaI (каждый 60 см×Ø60 см), хотя предпочтительнее была бы, например, уже коммерчески доступная отечественная установка УСС-1 с двумя NaI (каждый 100 см×Ø150 см).

Для определения абсолютной эффективности регистрации используемого двухкристального NaI спектрометра нами специально изготавливались моноизотопные β^+ -источники ^{18}F ($T_{1/2} \cong 109.8$ мин, β^+ 96.9% [244,245]) путем добавочных облучений фторопластовых ((C_2F_4)_n) дисков-мишеней на импульсном синхротроне ЛФЯР С-3, имевшем известную с высокой точностью калибровку верхних по энергии границ своих выходных пучков тормозных фотонов. Эти облучения проводились при энергиях выше порога реакции $^{19}\text{F}(\gamma, n)$, но ниже порога других фотоядерных реакции, способных создавать мешающую остаточную активность во фторопластовых дисках. Абсолютные значения образуемой активности ^{18}F определялись на используемом двухкристальном спектрометре, но в «раздвинутой геометрии», когда расстояние между кристаллами увеличивалось до 510 мм по сравнению с 8 мм в нормальном положении путем сопоставления с данными от образцового спектрометрического гамма-источника (ОСГИ) ^{22}Na , прямому использованию которого в рабочей «сдвинутой геометрии» мешала сопровождающая его β^+ -распад γ -линия 1.275 МэВ. Определенная с ^{18}F источником для нормального положения NaI кристаллов эффективность корректировалась с учетом (при установленных порогах дискриминаторов в «плечах» двухканального спектрометра) поправок, связанных с различием максимальных кинетических энергий испускаемых в распадах ^{18}F и ^{62}Cu β^+ -частиц (из-за различного влияния на измеряемую эффективность сопутствующих γ -излучений при торможении β^+ -частиц), и в результате нескольких повторных измерений оказалась $0.061 \pm 0,004$.

Измеренные нормированные на токи падающих на Be мишень e^+ и e^- для различных их энергий выходы реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ приведены на рис. 59 (ошибки статистические) вместе с соответствующе нормированными аналогичными величинами из работы [203]. На рис. 60 приведено измеренное нами сечение реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$, полученное из разности двух наборов выходов на рис. 59 с учетом рассчитанных потоков «моно- γ » (см. рис. 41b (кривая 2)) с учетом их ослабления по толщине Cu-образцов. На рис. 60 приведены также данные по сечению этой реакции из работы [203], с которыми наблюдается хорошее (в пределах ошибок) согласие, а также по сечению $^{63}\text{Cu}((\gamma, n) + (\gamma, np))$ из работы [247], с которыми, по крайней мере, до максимума сечений наблюдаются также хорошее согласие, а дальше они начинают превышать наши сечения и при $E_\gamma \approx 22 \div 24$ МэВ оказывается, что у реакций (γ, n) и (γ, np) примерно близкие сечения.

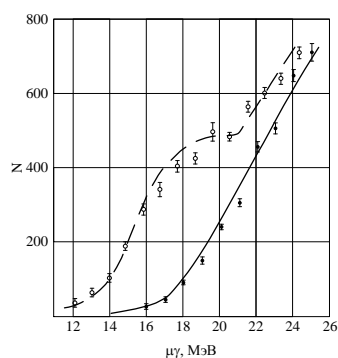


Рис. 59. Выход реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)$ к I^+ на Be мишени. Кружки – наши данные (открытые для e^+ , закрытые для e^-). Кривые – нормированные данные [203].

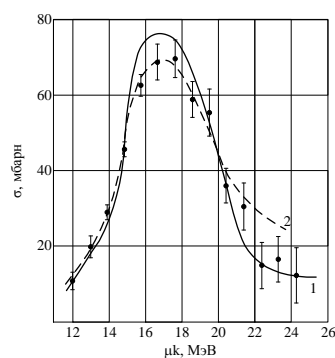


Рис. 60. Сечение реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)$. Кружки – наши данные. Кривая 1 – данные [203], кривая 2 – данные [247].

Кроме того, эти результаты указывают на то, что трудности из-за возможного фона как от конвертера, так и при взаимодействии проводимых по СТФА пучков e^+ и e^- со стенками пучкопровода (особенно на участке « 90° !») оказываются вполне преодолимыми. Эти же результаты подтверждают корректность процедуры вычитания фона от образуемых в аннигиляционной мишени тормозных фотонов, калибровки энергетической шкалы системы и используемых расчетов потоков квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету в Be мишени. Анализ показывает, что имеются большие резервы у таких экспериментов за счет увеличения: токов e^- и e^+ ; потока «моно- γ » при больших углах их коллимирования и толщинах Be мишени (см. главы 1–3); эффективности регистрации используемого двухкристального спектрометра.

4.2. Измерение сечения реакции $^{238}\text{U}(\gamma,F)$

Второе освоенное у нас направление экспериментов на пучках аннигиляционных «моно- γ » [248,249], для которого тоже не существенен низкий рабочий фактор ускорителя, связано с прямой регистрацией осколков деления с помощью твердотельных трековых детекторов. По сравнению с разделом 4.1, где толщина физической мишени возможна до $\sim 10 \text{ г/см}^2$, здесь она $\sim 1 \text{ мг/см}^2$, т.е. на ~ 4 порядка меньше, так что для приемлемой точности измерений нужна тщательная оптимизация методики (в частности, использование многослойных мишеней большой площади с обеспечением при этом регистрации осколков с высокой эффективностью). Существенные здесь достоинства твердотельных трековых детекторов (слюды, стекла, поликарбонатные пленки): высокая степень дискриминации регистрации осколков от фоновых частиц; возможность детектирования осколков с большой площади; нечувствительность к импульсным наводкам ускорителя и к его низкому рабочему фактору; высокое пространственное разрешение. Однако, как показали оценки и собственные контрольные эксперименты для ^{238}U со стеклами на полученных «моно- γ », трудоёмкость просмотра больших площадей облучённых стёкол с помощью микроскопа заставляет обратиться к методу автоматического счёта

треков (в этом случае получаемых в тонких поликарбонатных плёнках, толщина которых меньше средних пробегов осколков в такой среде (30÷40) мкм). Осколки производят в пленках радиационные повреждения, которые после протравливания в щелочи превращаются в сквозные отверстия диаметром в несколько мкм и которые можно обнаружить и сосчитать с помощью пробоя. Протравленная пленка помещается между двумя электродами, один из которых – тонкая металлическая фольга или металлизированный лавсан (или майлар). Высокое напряжение и емкость, определяющие энергию искрового разряда, подбираются так, чтобы шли однократные пробои в местах треков, но исключались повторные или ложные. Испарение алюминия гасит разряд между электродами. Треки автоматически пробиваются друг за другом.

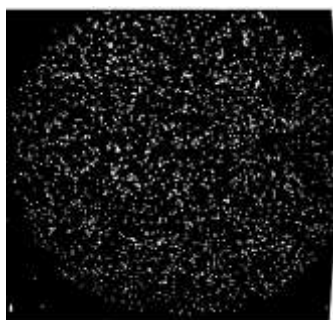


Рис. 61. Фотография следов пробоев в металлизированной плёнке.

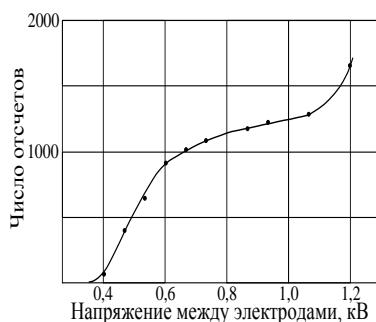


Рис. 62. Зависимость числа сосчитанных треков от напряжения между электродами.

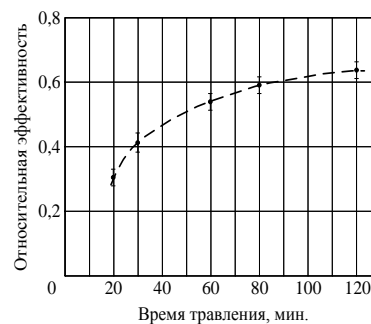


Рис. 63. Зависимость эффективности регистрации осколков деления от времени травления плёнки.

В наших работах [248,249] использовалась плёнка типа Makrofol-KG фирмы Bayer толщиной 10 мкм, для которой были исследованы и отобраны режимы травления, пробоя и счёта треков. Использовались изготовленные в Радиовом институте им. В.Г.Хлопина мишени из естественного U (^{238}U 99.275% [244,245]) толщиной (1 ± 0.02) мг/см² и $\varnothing 100$ мм на Al подложке толщиной 0.2 мм. Для облучения слои (до 30 штук) собирались в сэндвич с поликарбонатными пленками и помещались в Cd закрытый контейнер. После облучения пленки в пакетах по (10÷12) штук помещались в термостат с исключением их соприкосновения друг с другом и со стенками термостата и протравливались при температуре 60°C в растворе щёлочи КОН с плотностью 1.245 г/см³. После травления пленки промывались, высушивались и поступали на устройство для пробоя и автоматического счёта треков. Протравленная пленка помещалась между плоским стальным отшлифованным массивным электродом и металлизированной лавсановой плёнкой. Площадь испаренного в месте искры алюминия определяется энергией, запасённой в суммарной ёмкости С конденсатора из электродов и самой пленки и дополнительного конденсатора. После пробоя и разряда указанных ёмкостей последние заряжаются через зарядное сопротивление R_3 с постоянной времени CR_3 , определяющей интервал между импульсами. На рис. 61 показана типичная фотография металлизированной лавсановой плёнки со следами пробоев по протравленным трекам от осколков деления ^{238}U в пленке Makrofol-KG. На рис. 62 показан график зависимости числа пробоев от напряжения между электродами, ко-

торый при (700÷1100) В выходит почти на плато. Величина напряжения пробоя была выбрана равной 1000 В. При этом не были обнаружены ложные пробои на необлученной, но протравленной пленке, а ограничивающий предельную плотность треков (при которой можно пренебречь изменением эффективности из-за наложения треков) диаметр испаряемого слоя ≈ 1 мм. Для проверки режима травления и выбора оптимального времени травления была измерена зависимость эффективности регистрации осколков деления ^{238}U от этого времени (см. рис. 63), и для основной работы время травления было выбрано (80 ± 0.5) мин (при этом изменение эффективности $\leq 0,2\%$). Другие детали методики даны в самой работе [248] и ссылках к ней.

Для определения абсолютной эффективности регистрации осколков деления ядер ^{238}U при указанных режимах используемой методики были проведены измерения, использующие спонтанное деление ^{238}U . Из результатов, полученных для облучённых в течение 52 дней трех пленок, и из данных по периоду полураспада ^{238}U по каналу спонтанного деления $\approx 8.2 \times 10^{15}$ лет [244]) эта эффективность ≈ 0.60 . Достоинством такого метода измерения эффективности является то, что при этом практически создаются условия, аналогичные имеющимся при измерениях сечений фотоделения (угловые распределения осколков внутри слоя ^{238}U и при входе в поликарбонатную плёнку, потери энергии осколками до входа в пленку). Как следует из анализа, ролью космического фона в этих измерениях эффективности можно пренебречь.

Пучковые условия и условия проведения с этими пучками экспериментов у нас в [248,249] близки к описанным в подразделе 4.1, но с некоторыми изменениями: Pb коллиматор для γ -квантов, падающих на ^{238}U мишени, имел $\varnothing 90$ мм и выделял угол 2.88×10^{-2} рад; Cd-контейнер, окружающий сэндвич из слоёв U-мишеней и регистрирующих осколки поликарбонатных плёнок, имел переднюю стенку толщиной 2 мм; Pb-дом локальной защиты облучаемых образцов был окружен со всех сторон парафино-полиэтиленовым слоем толщиной (200÷250) мм, причем толщина его передней стенки (перед Pb коллиматором) ≈ 210 мм. Обе указанные передние стенки ослабляют γ -пучок (при $E_\gamma = 10$ МэВ до уровня $\approx 72\%$ от падающего [250]).

По описанной методике были проведены измерения достигнутого фона при $E^+ \approx (10 \text{ и } 14)$ МэВ и времени экспозиции при каждой энергии 2.5 часа. Использовались сборки по 20 U-мишеней. В обоих случаях фон весьма удовлетворительный и практически одинаковый: (13 ± 1) треков на слой, что всего в ~ 4 раза превышает фон от спонтанного деления за то же время.

Сечение фотоделения ^{238}U было измерено нами при облучениях длительностью 2.5 часа 20 слоев U при $E_\gamma \approx 10$ МэВ и $\Delta E_\gamma \approx 350$ кэВ (FWHM). При этом использовались потоки «моно- γ », рассчитанные из измеренных потоков бомбардирующих Ве мишень e^+ на основе коэффициентов конверсии ($e^+ \rightarrow \gamma$) (см. подраздел 3.2.2), и учитывалось ослабление потока «моно- γ » в парафине и Cd. Измеренное сечение $\approx (65 \pm 12)$ мбарн, что хорошо согласуется при такой же E_γ со

значениями для этого же сечения ≈ 55 мбарн и ≈ 68 мбарн соответственно из [251] и [252], измеренными также с аннигиляционными «моно- γ », но с использованием регистрации нейтронов после их замедления и с учетом анализа множественности этих нейтронов. Поскольку сечение фотоделения ^{238}U в области Е1 Гр неоднократно измерялось на обеспечивающих, как представляется, более надежными сведениями пучках квазимонохроматических аннигиляционных фотонов как на основе регистрации нейтронов после их замедления с учетом анализа множественности этих нейтронов в [251,252], так и путем прямой регистрации осколков деления нами в [248] (еще до работы [252]), а затем в [253] (довольно хорошо согласующиеся между собой результаты всех этих четырех работ показаны на рис. 64), то это сечение можно рассматривать в качестве эталонного для сечений фотоделения ядер в области Е1 ГР.

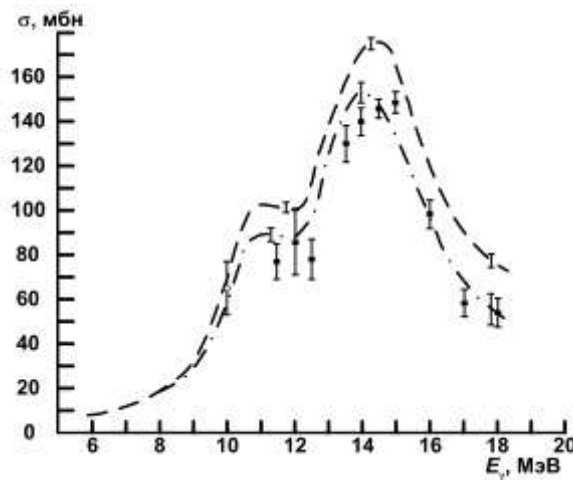


Рис. 64. Результаты измерений σ – поперечного сечения реакции $^{238}\text{U}(\gamma, F)$ от E_γ , полученные в: Saclay [251] (штрихпунктирная кривая); Москве [248] (открытый кружок); Livermore [252] (штриховая кривая); Giessen [253] (закрытые квадратики).

Примененная нами в [248] методика пригодна и для других делящихся ядер, так, для нас вместе со слоями с ^{238}U были изготовлены таких же диаметра и толщины и на таких же Al подложках слои ^{237}Np , которые также были опробованы нами, и была показана возможность экспериментов и с ними. По описанной методике возможны эксперименты и для электроядерных реакций деления под действием e^+ (или e^-): даже после снятия ~ 2 порядков на снижение масштаба их сечений по сравнению с сечениями фотоядерных реакций, остаётся ещё ~ 2 порядка выигрыша интенсивности у e^+ по сравнению с «моно- γ ». Укажем, что надежные данные о сечении фотоделения нужны, чтобы судить о спектрах виртуальных фотонов, образуемых в процессах с малыми передачами энергии и импульса, сопровождающихся реакцией $^{238}\text{U}(\gamma, F)$, при энергиях падающих фотонов $E_\gamma \sim$ сотен МэВ [254,255] в результате предполагаемых нелинейных квантово-электродинамических эффектов в рассматриваемых экспериментах [249] на предложенном пучке «моно- γ » на ВЭПП-3 (см. раздел 3.4).

4.3. Выводы

1. На квазимонохроматических аннигиляционных фотонах («моно- γ ») на ЛУЭ-100 измерено пригодным при высокой скважности ускорителей электронов активационным методом с двухкристальным γ -спектрометром (с большим резервом по эффективности) сечение реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ – эталона в фотоядерных активационных экспериментах. Подтверждая достоверность результатов при использовании «моно- γ », мы получили хорошее согласие с иными такими данными. Методика подходит для большой группы ядер и даёт информацию о конкуренции каналов распада ГР.
2. Освоена методика прямой регистрации осколков деления в поликарбонатных плёнках с автоматическим счётом протравленных треков. Методика пригодна для ускорителей электронов с высокой скважностью для изучения деления ядер под действием либо прямо e^+ , либо «моно- γ », что позволило для последних на ЛУЭ-100 измерить абсолютное сечение реакции $^{238}\text{U}(\gamma, F)$ – эталона при изучении фотоделения ядер, обеспечив существенную независимую проверку известного метода на основе определения множественности испускаемых нейтронов.

5. ИССЛЕДОВАНИЯ С ТОРМОЗНЫМИ ФОТОНАМИ И ЭЛЕКТРОНАМИ

Благодаря бóльшим на многие порядки доступным интенсивностям пучков e^- и образуемых ими тормозных фотонов полного своего спектра на e^- -ускорителях по сравнению с доступными на тех же самых ускорителях интенсивностями пучков соответственно e^+ и квази-моноэнергетических аннигиляционных фотонов, от использования пучков, прежде всего, таких тормозных фотонов (как указано в подразделе 3.1.1), но также и e^- (см. раздел 3.5) трудно отказаться при исследованиях реакций с относительно малыми сечениями и/или при прецизионном выделении тонких (но принципиально важных!) эффектов в рассматриваемых реакциях. В данной главе описываются проведенные нами на этих пучках фундаментальные и прикладные исследования фото- и электро- ядерных реакций при энергиях, близких к области возбуждения ГР. Для фундаментальных исследований выбраны два направления: 1) выделение вклада изовекторного поперечного электрического квадрупольного (E2) ГР на фоне превалирующего вклада изовекторного поперечного электрического дипольного (E1) ГР (раздел 5.1); 2) изучение для E1 ГР в фотоядерных реакциях аспектов сложной проблемы описания диссипации энергии и девозбуждения в атомных ядрах в зависимости от числа нейтронов N в ядре-мишени при фиксированном атомном номере Z (раздел 5.2). Для прикладных исследований фотоядерных реакций выбраны также два направления: 1) изучение вопросов получения и выделения радионуклидов для целей ядерной медицины (раздел 5.3); 2) изучение вопросов (^{12}N ; ^{12}B)-активационного обнаружения скрытых концентраций азота и углерода (раздел 5.4). В основном в указанных здесь исследованиях использовалась активационная методика, позволяющая обойти трудности работы на e^- -ускорителях с низким рабочим циклом и/или представляющая даже преимущества в сопоставлении с работой на e^- -ускорителях непрерывного действия при измерениях активностей от радионуклидов с малыми временами жизни (см. раздел 5.4).

5.1. Исследования разделения изовекторных E2 и E1 гигантских резонансов

Исследования каждого из различных ГР низших мультипольностей представляют самостоятельный интерес, но для выработки единых представлений о структуре ядер нужен согласованный подход к количественному описанию основных черт совокупности таких ГР. К настоящему времени наиболее изучен изовекторный E1 ГР (см., например, [23]). Но уже для изовекторного E2 ГР имеющиеся данные о его основных характеристиках (положение центроида, ширина и интенсивность) в значительной степени противоречивы и обрывочны (см. об этом, например, в [15,256]), так что получение достоверной информации об этом ГР настоятельно необходимо. Разделение изовекторных E2 и E1 ГР является трудной задачей, так как, несмотря на то, что положения центроидов этих ГР (согласно имеющимся представлениям) значительно сдвинуты друг относительно друга ($\sim 78 \text{ A}^{-1/3}$ для E1 и $\sim 130 \text{ A}^{-1/3}$ для E2 [14]), изовекторный E2 ГР оказывается «погруженным» в значительно более интенсивный изовекторный E1 ГР. Ну-

жен выбор таких условий экспериментов, в которых соотношения между вкладами этих ГР улучшаются для Е2 ГР. Понятно, что, прежде всего, исследования вкладов Е2 ГР надо вести для тяжелых сферических ядер (например, ^{208}Pb), для которых можно ожидать более компактные силовые функции ГР в зависимости от энергий возбуждения ядер E^* , но и для таких ядер задача весьма сложна. Развитию способов разделения изовекторных Е2 и Е1 ГР в прямых и обратных реакциях с реальными и виртуальными фотонами посвящен наш краткий обзор [257], основанный как на проведенных у нас разработках, описываемых в настоящем разделе, так и на анализе известных работ в этом направлении, выполненных иными группами. Считается, что первоначально изовекторный Е2 ГР удалось выделить в проведенных на импульсных e^- -ускорителях $(e^-, (e^-)')$ -экспериментах по инклюзивному неупругому рассеянию e^- на ядрах [258,259], использующих изменения соотношений между вкладами ГР различной мультипольности при изменениях энергии E_e для падающих e^- и угла θ , под которым регистрируются магнитным спектрометром рассеянные электроны $(e^-)'$, то есть при изменениях переданных ядру и энергии, и импульса \mathbf{q} , но в этих экспериментах имеются серьезные сложности, связанные с необходимостью отделять вклады ГР от большой «подложки» из-за «радиационных хвостов» и фона в зале спектрометра. Поэтому понятны определенные сомнения в результатах $(e^-, (e^-)')$ -экспериментов [258,259], тем более, что в ряде экспериментов не с e^- , а с иными пробниками (в том числе с α , как представлялось, весьма адекватными задаче) сообщалось о том, что вклады изовекторного Е2 ГР не удастся выделять (см. об этом в [15,256]). Качество исследований ГР при неупругом рассеянии электронов можно значительно улучшить на e^- -ускорителях непрерывного действия при переходе от инклюзивных (e, e') - к эксклюзивным $(e, e'X)$ -экспериментам, благодаря существенному подавлению влияния «радиационных хвостов» и фона на детекторах спектрометра. В большой степени именно на поиски вкладов изовекторного Е2 ГР в эксклюзивных $(e^-, (e^-)')X$ экспериментах был направлен наш проект программы исследований на разрезном микротроне непрерывного действия с энергией ускоренных электронов до 175 МэВ [42]. Однако, учитывая сложность задачи разделения вкладов изовекторных Е2 и Е1 ГР, для достижения надежности получаемых результатов желательны проверки на основе независимых экспериментов с использованием альтернативных неупругому рассеянию e^- на атомных ядрах способов для требуемого разделения. В данном разделе описаны проведенные нами исследования по выделению изовекторного Е2 ГР с использованием таких альтернативных способов, связанных с различиями определенных заселений выбранных низколежащих уровней дочерних ядер, возникающих от девозбуждения изовекторных Е2 и Е1 ГР. В подразделах: 5.1.1÷5.1.3 рассмотрено заселение изомерных состояний ядер (включая высокоспиновые); а в 5.1.4 рассмотрена асимметрия испускания быстрых нейтронов при непосредственном заселении низколежащих состояний дочерних ядер в (γ, n) -реакциях.

5.1.1. Связь заселения изомеров в фото- и электро- ядерных реакциях с актуальными задачами электромагнитных взаимодействий ядер

В атомном ядре могут быть возбужденные сравнительно долгоживущие (метастабильные (m)) состояния, которые вместе с основным (g) состоянием составляют совокупность его изомерных состояний. Спин метастабильного состояния mJ довольно значительно отличается от спина основного состояния gJ (здесь не рассматриваются делящиеся ядра с их изомерами формы). Чаще всего ядро сначала оказывается в некоем возбужденном состоянии, из которого оно переходит в одно из своих изомерных состояний, совершая каскад γ' -переходов. Заселение изомерных состояний детектируют по методу наведенной активности. В экспериментах на импульсных ЛУЭ-100, разрезном микротроне ФИАН – НИИЯФ МГУ, неразрезном микротроне в Ужгороде нами исследовались заселения метастабильных изомеров ^{44m}Sc [260], ^{69m}Zn [260], ^{85m}Sr [261], ^{87m}Sr [261], ^{89m}Zr [261], ^{91m}Mo [261], ^{103m}Rh , ^{111m}Cd [262], ^{112m}In [87], ^{113m}In [87,263], ^{115m}In [87,263-266], ^{196m}Au [67,267,268], ^{199m}Hg [262], ^{204m}Pb [265] и др. Информация о заселении изомеров в фотоядерных реакциях, нужна для центров ядерных данных и важна для некоторых методик прикладных активационных работ, но как мы показали в [266,268,269], она важна и для некоторых актуальных вопросов физики электромагнитных взаимодействий ядер.

При энергии падающих фотонов k , меньшей фотонуклонного порога (а для среднетяжелых и тяжелых ядер в большой степени ниже только (γ, n) -порога), девозбуждение ядра-мишени осуществляется γ' -переходами. При этом полное сечение фотопоглощения ядра-мишени есть (или почти есть) $\sigma_{\text{tot}} = \sigma^g + \sum \sigma^m = (\sigma(\gamma, \gamma')^m / \alpha_n)$, где $\sigma(\gamma, \gamma')^m$ – сечение реакции $(\gamma, \gamma')^m$ для некоего n -ого возбужденного изомерного состояния ядра. Так как в этой области значений k нужные экспериментальные данные о σ_{tot} ограничены, интересны возможности их получения из измерений $\sigma(\gamma, \gamma')^m$, но для этого надо уметь вести расчёты $\alpha_n\{k\}$, т.е. расчёты идущих γ' -каскадов.

При более высоких k в девозбуждение ядра-мишени включается эмиссия нуклонов. Важная величина для оценки правильности теоретических представлений об этом сложном процессе – отношение полной радиационной ширины уровня Γ_{rad} к полной ширине этого уровня Γ_{tot} , связанное с $(\sigma(\gamma, \gamma')^m / \sigma_{\text{tot}})$. Здесь также из-за ограниченности информации о $(\Gamma_{\text{rad}} / \Gamma_{\text{tot}})$ интересна возможность её извлечения из измеренных $\sigma(\gamma, \gamma')^m$ и σ_{tot} с привлечением расчетов γ' -каскадов.

Относительные вероятности заселения в ядерной реакции различных изомерных состояний, характеризуемых энергией возбуждения E , спином J и четностью π , могут зависеть от значений этих же характеристик для первичных возбужденных состояний во входном канале этой реакции, так что важно оценить из расчётов γ' -каскадов, насколько эта зависимость пригодна для выделения ГР с мультипольностью, отличной от $E1$ (прежде всего, $E2$ ГР)

Для описания γ' -каскадов нами было использовано следующее упрощённое приближение. Для неких начального (i) и конечного (f) состояний ядра со значениями E_i и E_f , J_i и J_f , π_i и π_f соответственно вероятность радиационного перехода $i \rightarrow f$ есть: $dw = (\Gamma_{i \rightarrow f} / \Gamma_{i \text{ tot}}) \cdot \rho\{E_f, J_f, \pi_f\} \cdot dE_f$,

где $\rho\{E_f, J_f, \pi_f\}$ – плотность состояний f , $\Gamma_{i \rightarrow f}$ и $\Gamma_{i \text{ tot}}$ – соответственно парциальная радиационная и полная ширины уровня i . В области энергий E порядка B_n – энергии связи нейтрона (область высоковозбужденных компаунд начальных (С) и конечных (С') состояний) плотность уровней описывается на основе модели Ферми-газа. В самой низкой области ($E \sim 1$ МэВ) уровни ядра (относительно простые низковозбужденные начальные (S) и конечные (S') состояния) на основе спектрометрических данных [244,245]. В промежуточной области E для ρ используется выражение, обеспечивающее «сшивку» ρ крайних областей. Вероятности SS' γ -переходов берутся из спектроскопических данных [244,245]. Для переходов CC' и CS' берутся вероятности γ -переходов, усредненные по компаунд-состояниям i , описываемые $(S_{\gamma i f}^{\lambda L}) = \langle \Gamma_{i \rightarrow f} \rangle / (\langle D_i \rangle \times (E_{\gamma})^{(2L+1)})$ – фотонными силовыми функциями, где D_i – расстояние между уровнями i , $E_{\gamma} = E_i - E_f$, λL – тип и мультипольность γ -перехода ($\lambda = E$ или M для электрических или магнитных переходов соответственно). Рассматривались три модели (S_{γ}^{E1}): 1 – модель с постоянными значениями, нормированными на экспериментальные данные; 2 – модель Акселя-Бринка; 3 – модель Кадменского-Маркушева-Фурмана. Для (S_{γ}^{M1}) и (S_{γ}^{E2}) использовались постоянные значения с нормировкой на экспериментальные данные. Подробнее особенности использованного приближения приведены в самих наших работах [269,270].

Таблица 6. Экспериментальные и расчетные значения заселённостей нижних уровней P_f и полных радиационных ширин Γ_{rad} для реакции $^{157}\text{Gd}(n, \gamma)$ на тепловых нейтронах

E, МэВ	J ^π	(P _f exp), %	(P _f p), %		
			(S _{γE1}) ₁	(S _{γE1}) ₂	(S _{γE1}) ₃
1,639	5 ⁻	0,32 ± 0,03	0,35	0,17	0,22
1,636	4 ⁻	—	1,23	0,93	0,69
1,517	2 ⁺	2,0 ± 0,2	1,77	1,73	2,21
1,499	5 ⁺	—	0,46	0,27	0,37
1,481	5 ⁺	0,83 ± 0,05	0,51	0,31	0,40
1,452	0 ⁺	0,55 ± 0,05	0,40	0,38	0,52
1,407	4 ⁺	1,54 ± 0,06	1,25	1,03	1,35
1,403	3 ⁻	3,51 ± 0,14	3,54	2,90	2,15
1,381	4 ⁺	—	2,43	1,92	2,05
1,372	6 ⁻	0,06	0,22	0,037	0,071
1,358	4 ⁺	2,65 ± 0,12	1,45	1,20	1,54
1,265	3 ⁺	5,7 ± 0,3	3,18	2,94	3,63
1,263	1 ⁻	4,4 ± 0,2	3,98	3,42	2,37
1,260	2 ⁺	3,54 ± 0,13	3,09	3,07	3,83
1,196	0 ⁺	1,21 ± 0,07	0,67	0,67	0,86
1,187	2 ⁺	8,9 ± 0,4	3,61	3,62	4,47
1,176	5 ⁻	1,44 ± 0,07	1,56	0,76	0,90
1,159	4 ⁻	2,7 ± 0,3	4,50	2,91	2,37
1,042	3 ⁻	8,5 ± 0,4	8,93	7,09	5,42
1,024	2 ⁻	9,1 ± 0,6	10,0	8,06	5,43
0,977	1 ⁻	8,1 ± 0,9	7,92	6,83	4,76
0,904	8 ⁺	0,004	0,0014	0,0002	0,001
0,539	6 ⁺	1,3 ± 0,1	1,36	0,82	1,17
0,261	4 ⁺	27 ± 2,5	29,5	26,4	27,6
0,079	2 ⁺	75 ± 15	85,8	85,2	85,2
0,000	0 ⁺	100	100	100	100
Γ_{rad} , МэВ		97±8	365	150	65

Для проверки реалистичности вышеуказанного приближенного описания γ' -каскадов нами была использована реакция $^{157}\text{Gd}(n,\gamma')^{158}\text{Gd}$ на тепловых нейтронах. В этой реакции практически однозначно задано начальное состояние i в ядре ^{158}Gd со значениями спина и чётности $J^\pi=2^-$, и для этой реакции собран богатый экспериментальный материал, который мы сопоставили с нашими расчетами идущего при этом γ' -каскада для полной радиационной ширины Γ_{rad} , для образующихся в γ' -каскаде заселённостях нижних уровней P_f и для полного спектра испускаемых в каскаде γ' -квантов $\nu(E_{\gamma'})$ (см. табл. 6 и рис. 65). Как следует из приведенных результатов, для широкой совокупности экспериментальных данных получено удовлетворительное подтверждение реалистичности используемого приближенного описания γ' -каскадов в ядрах. Подчеркнём: при этом подтверждении не понадобилось вводить свободные параметры.

Эта схема расчёта γ' -каскада была нами применена к исследованию реакций $(\gamma,\gamma')^m$ при $k \leq B_n$ на ядрах ^{115}In ($^gJ^\pi=(9/2)^+$; $^mJ^\pi=(1/2)^-$; $^mJ-gJ=4$; $^mE \approx 0.336$ МэВ; $T_{1/2} \approx 4,49$ час) и ^{180}Hf ($^gJ^\pi=0^+$; $^mJ^\pi=8^-$; $^mJ-gJ=8$; $^mE \approx 1.142$ МэВ; $T_{1/2} \approx 5.5$ час). Рассчитанные нами зависимости $\alpha\{k\}$ для этих реакций приведены на рис. 66 и 67 для E1- и E2- фотопоглощения (соответственно кривые 1 и 2). Характеры зависимостей $\alpha\{k\}$ для этих двух ядер сильно различаются. Если для ^{115}In смесь E2-переходов в γ' -каскаде практически оказывает очень малое влияние на результат (поэтому оно на рис. 66 не показано), α относительно слабо зависит и от k при рассматриваемых его значениях и от мультипольности фотопоглощения (E1 или E2), то для ^{180}Hf ситуация существенно отличается: зависимости $\alpha\{k\}$ очень крутые; заметную роль играют в γ' -каскаде E2-переходы; смена E1 фотопоглощения на E2 фотопоглощение приводит к возрастанию α , по крайней мере, на порядок величины, что может оказаться весьма существенным инструментом, помогающим выделению вкладов E2 ГР на фоне E1 ГР (см. об этом в подразделе 5.1.3).

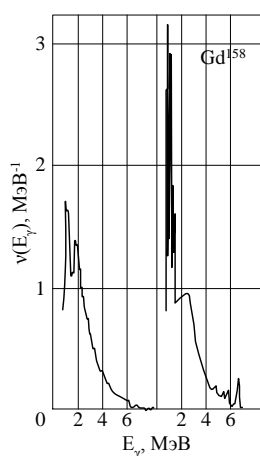


Рис. 65. γ' -спектры. Реакция $^{157}\text{Gd}(n,\gamma')$ на тепловых нейтронах. Слева—наш расчёт, справа—эксперимент [271].

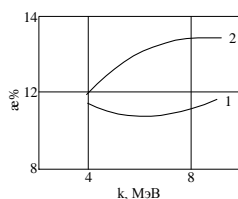


Рис. 66. Наш расчёт $\alpha\{k\}$ Реакция $^{115}\text{In}(\gamma,\gamma')^m$. E1- и E2-фотопоглощение (кривые 1 и 2).

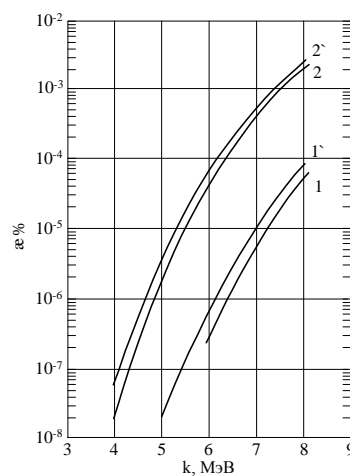


Рис. 67. Наш расчёт $\alpha\{k\}$. Реакция $^{180}\text{Hf}(\gamma,\gamma')^m$. Кривые для фотопоглощения: E1 (1—без, 1'—с E2-переходами в γ' -каскаде); E2 (2—без, 2'—с E2-переходами в γ' -каскаде).

5.1.2. Измерение сечения реакции $^{115}\text{In}(\gamma,\gamma')^{115\text{m}}\text{In}$

Заселение изомерных состояний в $(\gamma,\gamma')^{\text{m}}$ реакциях при энергиях падающих фотонов $\mu\text{к}$ в области, скажем, $4 \text{ МэВ} \leq \mu\text{к} < 30 \text{ МэВ}$ исследовалось в ряде лабораторий (в том числе и нами для указанных в начале подраздела 5.1.1 метастабильных состояний средних и тяжелых стабильных ядер, здесь значения k в единицах μ – полной энергии покоящегося e^-). Во всех этих исследованиях при $\mu\text{к}$ около порогов (γ,n) реакций в сечениях $(\gamma,\gamma')^{\text{m}}$ реакций находятся пики, которые (см., например, обзор [272]) объясняются тем, что такие сечения растут до максимума пика из-за роста и полного сечения, и \propto при росте $\mu\text{к}$ и спадают после указанного максимума из-за конкуренции с эмиссией нейтронов (быстрый спад $(\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma_{\text{tot}})$ при росте $\mu\text{к}$ после V_n). Для проводимого здесь изучения возможностей разделения изовекторных E2 и E1 ГР рассмотрим ситуацию с реакцией $^{115}\text{In}(\gamma,\gamma')^{\text{m}}$, в определённом смысле весьма характерной, но, с другой стороны, вызвавшей в своё время большую дискуссию (см. [272,273]).

Сечение $^{115}\text{In}(\gamma,\gamma')^{\text{m}}$ реакции измерялось в [274-276] на пучках падающих тормозных фотонов, получаемых от мишеней-радиаторов на импульсных e^- -ускорителях. Использовалась методика регистрации наведенной в физической мишени активности. При этом применялась регистрация испускаемых при распадах метастабильных состояний вторичных γ' -квантов в счетном (не в спектрометрическом!) режиме с использованием анализа зависимостей получаемых скоростей счета от времени измерения. В согласии с вышеизложенным в [274-276] был обнаружен пик в сечении этой реакции при энергии падающих фотонов около порога (γ,n) реакции $\cong 9.0 \text{ МэВ}$ (см. рис. 68). Однако в работе московской группы [276] был также получен дополнительный и, как следовало из анализа, весьма удивительный результат: при $\sim 15 \text{ МэВ} \leq \mu\text{к} \leq \sim 27 \text{ МэВ}$, т.е. до $\mu\text{к}$, существенно превышающих положение E1 ГР (по крайней мере, с учётом его максимума $\mu\text{к} \approx (15.6 \div 15.7) \text{ МэВ}$ при $\text{FWHM} \approx (5.2 \div 5.6) \text{ МэВ}$ [21]), крутой рост измеренного сечения до значений, многократно превышающих указанный максимум при $\mu\text{к} \approx 9 \text{ МэВ}$ и составляющих при своих $\mu\text{к}$ десятки процентов от σ_{tot} для фотопоглощения, что «крайне трудно объяснить в рамках статистической модели» [272]. В [264,266] мы дали обзор попыток объяснения появления такого результата (см. также ссылки оттуда). Эти попытки включали предположение о том, что аналогично ситуации с упругим рассеянием фотонов на ядрах и у сечения $^{115}\text{In}(\gamma,\gamma')^{\text{m}}$ реакции может быть второй пик в области E1 ГР, но это предположение не согласовалось ни с положением, ни с шириной, ни с величиной полученного в [276] сечения в области больших $\mu\text{к}$. Другое предположение связано с проявлением E2-фотопоглощения [273], при этом отметим, что наибольшее измеренное в [276] сечение соответствует значению $\mu\text{к} \approx 27 \text{ МэВ}$, практически совпадающему с ожидаемым положением центра изовекторного E2 ГР ($\sim 130A^{-1/3}$) для $A=115$. Последнее предположение плохо согласо-

валось и с описанными в подразделе 5.1.1 результатами расчетов γ' -каскадов для ^{115}In (рис. 66), и с результатами сравнительных экспериментов по заселению $^{115\text{m}}\text{In}$ в реакциях (γ, γ') и $(e^-, (e^-)')$, использующих значительное увеличение доли E2 в спектрах виртуальных фотонов при возбуждении ядер, вызванном e^- (см. раздел 3.1 и рис. 57), Однако, как указано в [266] (см. там же соответствующие ссылки), ситуация усугублялась тем, что и в последующих измерениях московской группы на ^{103}Rh и на ^{107}Ag , и в работах, выполненных в других лабораториях на ^{197}Au и ^{89}Y , были обнаружены вторые пики в зависимостях $\sigma(\gamma, \gamma')^{\text{m}}$ от $\mu\text{к}$ при $\mu\text{к}$, существенно бóльших положений центроидов изовекторного E1 ГР для этих ядер. Кроме того, были также предположения о некорректностях эксперимента [276]: либо из-за влияния некой иной активности (что частично пытались проверить и в самой работе [276]), либо из-за (наше мнение) проблем с мониторингом падающих фотонов ионизационными камерами используемых конструкций.

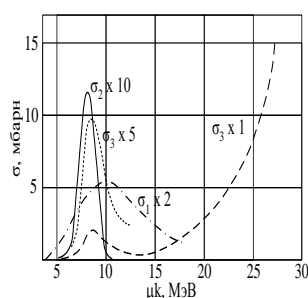


Рис. 68. Измеренные сечения $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{\text{m}}$ реакции: σ_1 – [274]; σ_2 – [275]; σ_3 – [276].

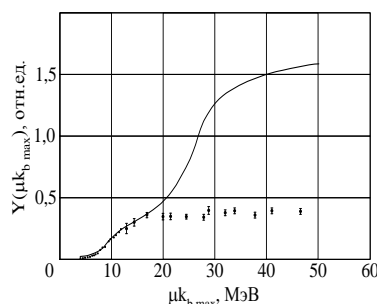


Рис. 69. Выход $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{\text{m}}$ реакции. Точки – наши измерения, кривая – расчёт на основе сечения из [276].

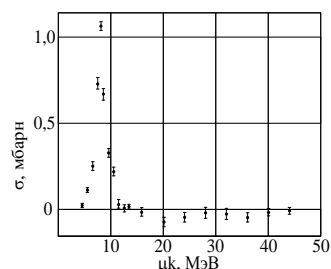


Рис. 70. Сечение $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{\text{m}}$ реакции, полученное нами в [264].

Несмотря на интерес к поведению сечения $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{\text{m}}$ реакции выше его пика при $\mu\text{к}$ около порога $^{115}\text{In}(\gamma, n)$ реакции, не было соответствующих повторных измерений, и мы в [87,263-266] постарались устранить этот пробел, воспользовавшись улучшенными экспериментальными возможностями, связанными с появлением выведенных высокоточных e^- пучков импульсных ЛУЭ и микротронов (позволяющих к тому же заменить мониторинг тормозных фотонов мониторингом падающих на радиатор e^-), а также полупроводниковых (в нашем случае Ge(Li)) γ -спектрометров высокого разрешения при достаточно большой их эффективности для регистрации «распадных» γ' -квантов от интересующей наведенной активности в облучённых образцах (переход к таким спектрометрам обеспечивает существенное улучшение качества таких исследований, значительно облегчая отделение вкладов от возможных побочных активностей и других фонов). При этом у нас выведенные из ускорителей пучки e^- бомбардировали «сэндвич» из двух образцов натурального In и стоящего между ними Ta радиатора (толщины образцов и радиатора 50 мкм у каждого) и затем мониторировались цилиндром Фарадея с учётом поправок на распад. Образец перед радиатором служил для учёта фона. Калибровка Ge(Li) детекторов осуществлялась с помощью набора γ -источников ОСГИ. Количество радиоактив-

ных ядер ^{115m}In определялось по интенсивности линии 336 кэВ (γ 45.9% [244,245]). «Сшитые» отнормированные результаты для измеренного выхода реакции с ЛУЭ и микроотрона обрабатывались согласно подразделу 3.1.2 и нашей работе [186], и отсюда были получены выход и сечение реакции, представленные точками соответственно на рис. 69 и 70. Полезно сравнить наш выход с рассчитанным из сечения, приведённого в [276], полагая, что последнее сечение равно нулю при $\mu\text{к} > 27$ МэВ (см. кривую на рис. 69, которая «сшита» при $\mu\text{к}_{b \text{ max}}$ в области пика около порога (γ, n) реакции с точками из нашего измерения этого выхода).

Полученные нами сечения $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$ реакции для пика при $\mu\text{к}$ около порога (γ, n) реакции по значению в максимуме, и по ширине пика ближе к результатам [275]. В наших результатах при $\mu\text{к} \approx (12 \div 46)$ МэВ не наблюдается роста сечения до значений, сопоставимых с максимумом (≈ 1 мбарн) при $\mu\text{к} \approx 9$ МэВ (см. рис. 70) в резком противоречии с [276].

Поиски причин ошибок в чужих экспериментах – всегда трудная задача. Внушает большие сомнения мониторинг фотонов толстостенной ионизационной камерой из-за выявленной позже зависимости её чувствительности от соотношения диаметров падающего γ -пучка и газовой полости камеры [277], а также из-за эффектов рекомбинации при увеличении плотности потока γ -излучения (из-за малой скорости счёта пришлось облучения в [276] проводить вблизи мишени синхротрона), хотя, конечно, это только предположения.

Для проверки наших результатов мы использовали уникальную возможность, которую дала нам природа. В естественной смеси изотопов индия: $\eta(^{115}\text{In}) \approx 95.7\%$; $\eta(^{113}\text{In}) \approx 4.3\%$ [244,245]. Параметры сечения для $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112}\text{In}$ реакции, видимо, близки к параметрам для $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114}\text{In}$ реакции (максимум сечения $\sigma_{\text{max}} \approx 260$ мбарн при $\mu\text{к} \approx 15.5$ МэВ [21]). С точностью данных о сечении $^{115}\text{In}(\gamma, 3n)^{112}\text{In}$ реакции можно указать, что для нее $\sigma_{\text{max}} \approx 15$ мбарн при $\mu\text{к} \approx 32$ МэВ [21]). Отсюда: $[\eta(^{113}\text{In}) \times \sigma_{\text{max}}(^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112}\text{In})] / [\eta(^{115}\text{In}) \times \sigma_{\text{max}}(^{115}\text{In}(\gamma, 3n)^{112}\text{In})] \approx 0.8$, т.е. мы получаем два пика в «приведенном» сечении с близкими по значениям максимумами, но разнесёнными по $\mu\text{к}$ на $\approx 16,5$ МэВ (разнесение очень близкое к ожидаемому из результатов [276] ≈ 18 МэВ). Так как у нас в [87] пики и от $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112}\text{In}$, и от $^{115}\text{In}(\gamma, 3n)^{112}\text{In}$ реакций надёжно наблюдались, то и для $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ реакции мы должны были бы наблюдать второй пик, если для него $\sigma_{\text{max} 2} \approx 0,2 \sigma_{\text{max} 1}$, а $\text{FWHM}_2 \approx \text{FWHM}_1$ (тем более, если $\text{FWHM}_2 \gg \text{FWHM}_1$, как в [276]). Отметим, что в подтверждение результатов наших работ позже в работах [278] также не наблюдались вторые пики ни для $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$, ни для $^{103}\text{Rh}(\gamma, \gamma')^{103m}\text{Rh}$ реакций (для последней в [276] также сообщалось о втором пике при $\mu\text{к} \approx 19.5$ МэВ).

Таким образом, как и следовало из наших расчетов, описанных в подразделе 5.1.1, малой разницы ^mJ и ^gJ , как у ^{115}In , недостаточно для решения основной задачи данного раздела –

надежного выделения изовекторного E2 ГР в реакциях $(\gamma, \gamma')^m$. В то же время из наших работ [87,263-266] следует еще три дополнительных важных вывода.

Во-первых, сопоставление низкоэнергетической части измеренного нами сечения реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ (см. рис. 71 при $\mu\text{k} \leq (\mu\text{k})_{(\gamma, n)\text{-порог}}$) с ходом по μk умножаемыми на рассчитанные нами значения $\alpha(\mu\text{k})$ (см. рис. 66) значениями подгоночной кривой Лоренца [21], которая «сшита» с этим нашим сечением в максимуме последнего и которая лишь приблизительно воспроизводит масштаб величин экспериментального сечения реакции, однако спадает при уменьшении μk менее круто, чем экспериментальное сечение. Так что измерения сечений реакций $(\gamma, \gamma')^m$ предоставляют экспериментальные сведения для исследования энергетического хода полного сечения фотопоглощения $\sigma_{\text{полн}}$ в областях μk ниже фотонуклонных порогов, что важно для попыток выделения вкладов мод возбуждений в атомных ядрах, отличных от E1 ГР, в частности, ножничной моды (см., например, [279]), а также пигми-дипольного резонанса (см., например, [280,281]).

Во-вторых, в области $\mu\text{k} \cong 9 \div 10.5$ МэВ для высокоэнергетического «крыла» пика в сечении реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ ход этого сечения в основном задается отношением $(\Gamma_{\text{рад}} / \Gamma_{\text{полн}})$ в зависимости от энергии возбуждения ядра E^* . Так что можно получать экспериментальные сведения о поведении этого отношения, вблизи порога отделения от ядра нейтрона, которые, как представляется, являются важной характеристикой сложного процесса диссипации энергии и девозбуждения в атомных ядрах при E1 ГР.

В-третьих, в [266] показано, что реакция $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$, благодаря форме своих сечения и выхода (см. рис. 68 и 69) и сравнительно большому $T_{1/2}$ для ^{115m}In , весьма интересна для создания активационных мониторов падающего на физическую мишень пучка тормозных γ -квантов полного их спектра.

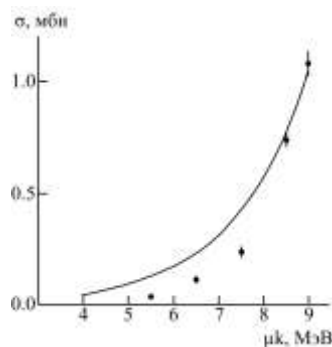


Рис. 71. Сопоставление низкоэнергетической части сечения реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ (см. рис. 69) с ходом по μk подгоночной кривой Лоренца [21], «сшитой» с этим нашим сечением в его максимуме.

5.1.3. Выделение вклада изовекторного E2 ГР в данных измерений изомерных отношений выходов реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m,g}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}(e^-, (e^-)n)^{196m,g}\text{Au}$

Один из способов выделения вклада изовекторного E2 ГР из превалирующей «подложки» изовекторного E1 ГР был предложен и успешно осуществлен у нас. Этот способ основан на использовании для указанной цели результатов измерений изомерных отношений выходов основного (2^-) и высокоспинового метастабильного (12^-) изомерных состояний ядер ^{196}Au в фотонейтронной и электронейтронной реакциях на ядрах ^{197}Au , в которых ядра ^{196}Au образуются в своих и основном ($^{196g}\text{Au}(^gJ^\pi=2^-; ^gT_{1/2}\cong 6.18 \text{ дн})$, и в метастабильном высокоспиновом ($^{196m}\text{Au}(^mJ^\pi=12^-; ^mT_{1/2}\cong 9.7 \text{ ч}; ^mE\cong 595.4 \text{ кэВ})$ состояниях [244] (см. рис. 72).

В наших работах [67,267,268] мы изучали заселение этих состояний ^{196}Au на ЛУЭ-100, используя реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$ и $^{197}\text{Au}(e^-, (e^-)n)$ и регистрируя с помощью Ge(Li) γ' -спектрометра активности, наводимые в облучённых (в течении $\sim 1 \text{ ч}$) образцах Au толщиной $\sim 15 \text{ мкм}$ либо непосредственно пучком e^- (при среднем токе до $\sim 12 \text{ мкА}$ и энергии $\sim (10\div 90) \text{ МэВ}$), либо тормозными фотонами, образованными e^- в стоящем по пучку перед Au почти вплотную радиаторе (Ta толщиной 1 мм). На рис. 73 даны примеры типичных вторичных «распадных» γ' -спектров. Изомерные отношения выходов $\tilde{\alpha}=(Y_m/Y_g)$ находились из отношений интенсивностей линий 147.8 кэВ для ^{196m}Au и 355.7 кэВ для ^{196g}Au . Для $E_{\gamma \text{ max}}\cong \mu\text{кВ}_{\text{ max}}\cong 52 \text{ МэВ}$ было получено $\tilde{\alpha}\cong (6.1\pm 0.4)\times 10^{-4}$.

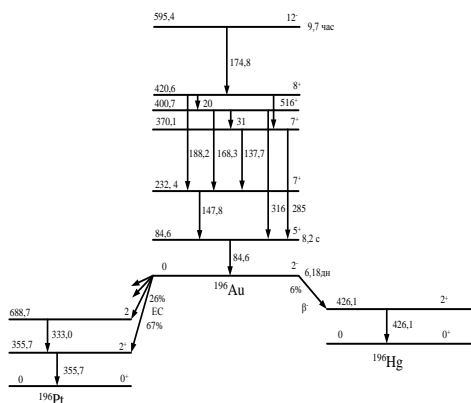


Рис. 72. Схемы нижних уровней и распада ^{196}Au (энергии в кэВ) [244].

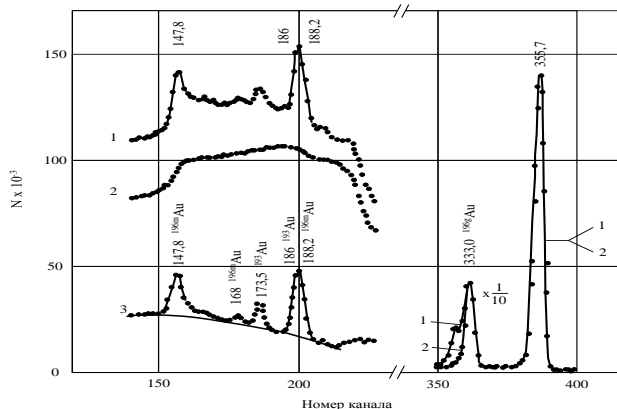


Рис. 73. Нормированные по пику 355.7 кэВ γ' -спектры от Au, облучённого при $E_{\gamma \text{ max}}\cong 52 \text{ МэВ}$. Измерения через 1 ч (кривая 1) и 14 дн (кривая 2) после облучения. Кривая 3—их разность.

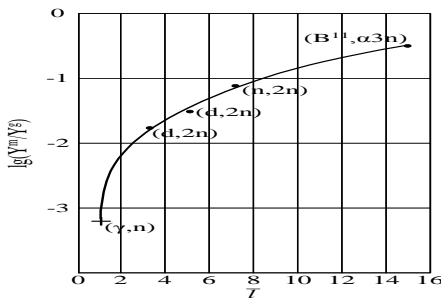


Рис. 74. Для ^{196}Au из различных реакций $(Y_m/Y_g)=f\{Z\}$. Точки—из [282], крестик—наш результат.

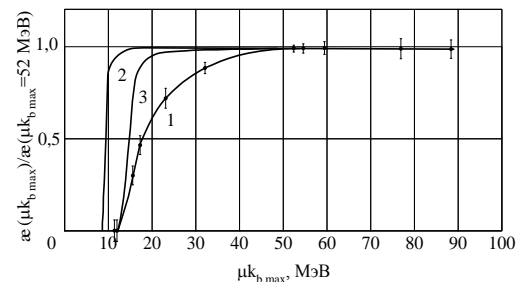


Рис. 75. 1—измерения $\tilde{\alpha}\{\mu\text{кВ}_{\text{max}}\}$; 2—расчет ($\tilde{\alpha}=\text{const}$, $(\mu\text{кВ}_{\text{пор}})_m=8.7 \text{ МэВ}$); 3—расчет ($\tilde{\alpha}=\text{const}$, $(\mu\text{кВ}_{\text{пор}})_m=12 \text{ МэВ}$).

Как следует из расчётов (включая наши собственные по программам, описанным в подразделе 5.1.1) и из экспериментальных результатов для различных использованных для заселения ^{196m}Au и ^{196g}Au реакций (включая и наш результат для (γ, n) реакции, см. рис. 74), изомерные отношения для большой разницы спинов образуемых изомеров очень чувствительны к среднему вносимому в используемой реакции моменту \tilde{l} . Согласно нашим оценкам для реальных или виртуальных фотонов переход от E1 к E2 фотопоглощению должен приводить к возрастанию изомерного отношения в ~ 10 раз, что мы и решили использовать для выделения вклада изовекторного квадрупольного ГР на фоне превалирующего изовекторного дипольного ГР.

Для реальных фотонов $Y_g = \int_{(E_{\gamma \text{ пор}})_g}^{E_{\gamma \text{ max}}} \sigma_g(E_{\gamma}) \cdot N(E_{\gamma}, E_{\gamma \text{ max}}) \cdot dE_{\gamma}$ и $Y_m = \int_{(E_{\gamma \text{ пор}})_m}^{E_{\gamma \text{ max}}} \sigma_m(E_{\gamma}) \cdot N(E_{\gamma}, E_{\gamma \text{ max}}) \cdot dE_{\gamma}$, где

$N(E_{\gamma}, E_{\gamma \text{ max}})$ – спектр энергий E_{γ} тормозных фотонов с верхней границей $E_{\gamma \text{ max}} = \mu k b \text{ max}$; $\sigma_g(E_{\gamma})$ [21], $\sigma_m(E_{\gamma})$, $(E_{\gamma \text{ пор}})_g \cong 8.1$ МэВ [244], $(E_{\gamma \text{ пор}})_m$ – сечения и пороги (γ, n) реакций для основного и метастабильного ($J^{\pi} = 12^{-}$) состояний; $\alpha = \sigma_m / \sigma_g$. Если учитывать только конечные энергии, то для изомера с $J^{\pi} = 12^{-}$ $(E_{\gamma \text{ пор}})_m \cong 8.7$ МэВ. Кривая 2 на рис. 75 – расчёт в предположении, что $\alpha = \text{const}$ от $(E_{\gamma \text{ пор}})_m$, но из рис. 75 следует, что только при $E_{\gamma \text{ max}} > \sim 12$ МэВ начинается заметное нарастание $\tilde{\alpha}$ («эффективный» порог реакции, и для него рассчитана кривая 3 на рис. 75, но также для $\alpha = \text{const}$). Отличный от кривой 3 ход измеренных $\tilde{\alpha}$ на рис. 75 связан с увеличением по мере возрастания μk возможности при γ -каскаде набрать нужную разность спинов.

При отдельном рассмотрении дипольного σ_d и квадрупольного σ_q сечений $\tilde{\alpha} = Y_m / Y_g = \frac{\int_{(E_{\gamma \text{ пор}})_m}^{E_{\gamma \text{ max}}} \alpha_d \cdot \sigma_d \cdot N_d(E_{\gamma}, E_{\gamma \text{ max}}) \cdot dE_{\gamma} + \int_{(E_{\gamma \text{ пор}})_m}^{E_{\gamma \text{ max}}} \alpha_q \cdot \sigma_q \cdot N_q(E_{\gamma}, E_{\gamma \text{ max}}) \cdot dE_{\gamma}}{\int_{(E_{\gamma \text{ пор}})_g}^{E_{\gamma \text{ max}}} \sigma_d \cdot N_d(E_{\gamma}, E_{\gamma \text{ max}}) \cdot dE_{\gamma} + \int_{(E_{\gamma \text{ пор}})_g}^{E_{\gamma \text{ max}}} \sigma_q \cdot N_q(E_{\gamma}, E_{\gamma \text{ max}}) \cdot dE_{\gamma}}$. Для реальных фотонов $N_d(E_{\gamma}, E_{\gamma \text{ max}}) \cong N_q(E_{\gamma}, E_{\gamma \text{ max}}) \cong N(E_{\gamma}, E_{\gamma \text{ max}})$, обо-

значим для них $\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_{\gamma}$. Для виртуальных фотонов в реакции, вызванной e^{-} , т.е. здесь в $(e^{-}, (e^{-})n)$ реакции (обозначим для этого случая $\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_e$), при $E_{\gamma \text{ max}} \approx 50$ МэВ согласно расчётам (см. подраздел 3.5) для области E_{γ} , дающей основной вклад в образование основного и метастабильного состояний ядра ^{196}Au $N_q(E_{\gamma}, E_{\gamma \text{ max}} = 50 \text{ МэВ}) / N_d(E_{\gamma}, E_{\gamma \text{ max}} = 50 \text{ МэВ}) \approx 3$, что дополнительно (к уже указанному отношению α_q и α_d) помогает выделению вклада искомого изовекторного E2 ГР.

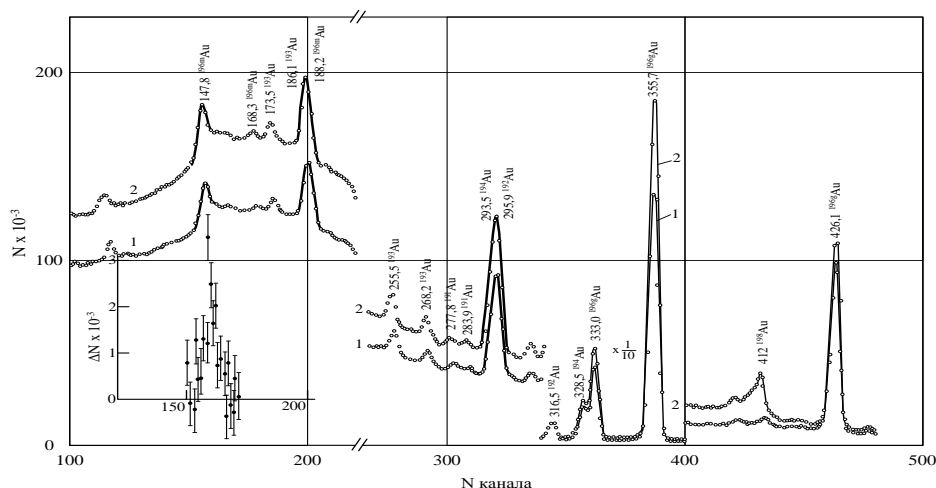


Рис. 76. γ' -спектры от ^{197}Au , облученного e^- (1) и тормозными фотонами (2) при $(E^- - \mu) = \mu k_b \text{ max} \cong 59$ МэВ. Вставка – разность спектров 1 и 2 в районе пика 147.8 кэВ после их нормировки по линии 355.7 кэВ.

Так как, несмотря на указанные усиливающие факторы, ожидаемые различия $\tilde{\alpha}_e$ и $\tilde{\alpha}_\gamma$ малы, то измерения спектров и их обработка велись особенно тщательно с исключением по возможности различных систематических погрешностей. Экспериментально определялась величина $(\tilde{\alpha}_e - \tilde{\alpha}_\gamma) / \tilde{\alpha}_\gamma$. Измеренные γ' -спектры для облучений без (1) и с (2) радиатором показаны на рис. 76. При этом была получена величина, хорошо согласующаяся с оценками, использующими правила сумм: $[(\tilde{\alpha}_e - \tilde{\alpha}_\gamma) / \tilde{\alpha}_\gamma] = 0.18 \pm 0.03$, что подтверждает плодотворность заложенных в работе идей, направленных на усиление возможности выделения вклада изовекторного E2 ГР.

Интересно отметить, что позже близкие идеи использования заселения при распадах ГР низколежащих состояний с существенно отличающимися значениями спинов были применены на установке GANIL для выделения вклада изовекторного E2 ГР в реакции неупругого рассеяния ионов ^{17}O с энергией ~ 84 МэВ/нуклон с кулоновским возбуждением ГР и последующих редких девозбуждений этих ГР в ядрах ^{208}Pb путем выделения специальных γ -переходов, идущих в реакции $^{208}\text{Pb}(^{17}\text{O}, ^{17}\text{O}'\gamma_1\gamma_{(1\rightarrow 0)})^{208}\text{Pb}$ [283,284]. Изучались тройные совпадения: рассеянных ионов $^{17}\text{O}'$, регистрируемых магнитным спектрометром, и двух γ' -квантов γ'_{11} и $\gamma'_{(1\rightarrow 0)}$ с энергиями $E_{\gamma'_{11}}$ и $E_{\gamma'_{(1\rightarrow 0)}}$, регистрируемых большим набором быстрых BaF_2 -детекторов. Здесь: $E_{\gamma'_{11}} + E_{\gamma'_{(1\rightarrow 0)}} = E^*$; E^* – начальные энергии возбуждения в ^{208}Pb ; γ'_{11} – одиночный γ' -квант, испускаемый при непосредственном γ' -переходе из начального возбужденного состояния в первое возбужденное состояние (3^-) ядра ^{208}Pb ; $\gamma'_{(1\rightarrow 0)}$ – γ' -квант с энергией $E_{\gamma'_{(1\rightarrow 0)}} \cong 2.61$ МэВ, испускаемый при γ' -переходе из первого возбужденного состояния в основное состояние ядра ^{208}Pb . Даже при уникальности использованного оборудования, в [283] удалось достичь только весьма ограниченной статистической достоверности для выделения изовекторного E2 ГР.

5.1.4. Возможности выделения вкладов изовекторного E2 ГР для реакций (γ, n) на свинце при измерениях асимметрии вылета нейтронов

Еще одним независимым и, как представляется, перспективным направлением для выделения вкладов изовекторного E2 ГР, альтернативным неупругому рассеянию e^- на атомных ядрах, являются исследования асимметрии вперед-назад испускания частиц-продуктов в зависимости от энергии падающих частиц в (γ, n) -реакциях (прямых [256] и обратных [285]), а именно, исследования величины $\alpha_\sigma = [(d\sigma/d\omega)_{55^\circ} - (d\sigma/d\omega)_{125^\circ}] / [(d\sigma/d\omega)_{55^\circ} + (d\sigma/d\omega)_{125^\circ}]$, где $(d\sigma/d\omega)_{55^\circ}$ и $(d\sigma/d\omega)_{125^\circ}$ – дифференциальные сечения рассматриваемой реакции, продукты которой вылетают под углами $\theta_1 \cong 55^\circ$ и $\theta_2 \cong 125^\circ$ по отношению к направлению движения падающих частиц. Учитывая желательность для достижения надежности получаемых результатов использования при решении сложной задачи разделения изовекторных E2 и E1 ГР многосторонних независимых подходов, нами были предприняты усилия [257,286-289] в этом направлении, ориентированные на использование, по крайней мере, на начальных этапах сравнительно доступных импульсных резонансных e^- -ускорителей: либо синхротрона С-3 ЛФЯР ИЯИ РАН, либо неразрезного микротрона Института физических проблем РАН, либо разрезного микротрона НИИЯФ МГУ с энергией ускоренных e^- до 70 МэВ, либо линейного ускорителя на бегущей волне ЛУЭ-25 Института биофизики МЗ РФ.

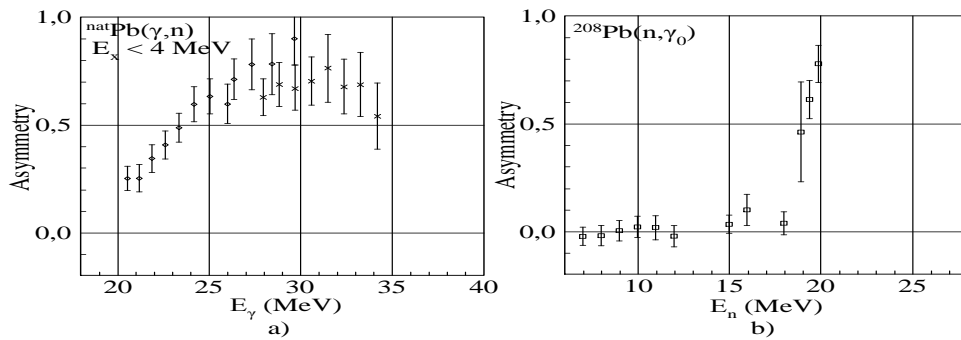


Рис. 77. Зависимости асимметрии вылета частиц-продуктов от энергии падающих частиц для реакций: а) $^{nat}\text{Pb}(\gamma, n)$ [256]; б) $^{208}\text{Pb}(n, \gamma_0)$ [285].

Эти усилия были иницированы сравнительно успешно реализованными идеями, использованными для выделения вкладов изовекторного E2 ГР при измерении α_σ в прямой фотонейтронной реакции $^{nat}\text{Pb}(\gamma, n)$ с испусканием из свинцовой мишени с естественной смесью изотопов быстрых нейтронов с энергиями не более, чем на 4 МэВ меньшими, чем энергии p_0 -нейтронов [256], а до этого в обратной фотонейтронной реакции $^{208}\text{Pb}(n, \gamma_0)$ на обогащённой мишени и пучке быстрых нейтронов, получаемых на дейтонном пучке ускорителя-тандема [285]. В обоих экспериментах использовалась времяпролётная методика: в [256] – для спектрометрии вылетающих n ; в [285] – для разделения падающих n по их энергии. Измерялась асимметрия вылета частиц-продуктов этих реакций α_σ . Результаты измерений α_σ из [256] и [285] в зависимости от энергии падающих частиц показаны на рис. 77а и 77б соответственно. Отметим, что в этих экспериментах есть ещё и то преимущество, что при относительно больших сечениях реакций и у нейтронов, и у γ -квантов большие проникающие способности, так

что можно брать толстые мишени. Кроме того, достижимы приемлемые эффективности регистрации частиц – продуктов рассматриваемых реакций, с выполнением требований на энергетическое разрешение этих частиц. Важно также, что α_σ пропорциональна произведению амплитуд (для E1 и E2 ГР), тогда как сечения пропорциональны квадратам этих амплитуд, что существенно для выделения вкладов изовекторного E2 ГР.

Результаты измерений α_σ из [285] не противоречат ожиданию, что центроид силовой функции изовекторного E2 ГР находится при ≈ 23 МэВ. Однако из-за недостаточной интенсивности пучка падающих нейтронов (особенно при росте E_n) эксперимент не позволил достичь более высоких энергий возбуждения ^{209}Pb и извлечь полную силу этого резонанса. Для устранения указанных ограничений на энергии возбуждения E^* при исследованиях (n, γ_0) -реакций перешли к исследованиям (γ, n) -реакций (прежде всего на пучках γ -квантов, получаемых на e^- -ускорителях. В [256] было использовано сочетание уникального оборудования: сверхпроводящий e^- -ускоритель – разрезной микротрон непрерывного действия; система получения меченых падающих тормозных γ -квантов; времяпролетные спектрометры быстрых нейтронов с энергиями E_n до ~ 25 МэВ; большие детекторы нейтронов в этих спектрометрах на основе жидкого сцинтиллятора с использованием дискриминации по форме импульса. В [256] были измерены α_σ при энергиях падающих γ -квантов $E_\gamma \cong (20 \div 30)$ МэВ. Авторы [256] провели обработку полученных ими результатов для $\alpha_\sigma\{E_\gamma\}$ на основе феноменологической модели прямых и полупрямых ядерных реакций [290]. Из этой обработки следовало, что силовая функция изовекторного E2 ГР имеет центроид при $E^* \cong (23.5 \pm 1.5)$ МэВ и ширину ~ 6 МэВ, но при этом исчерпывается только $\sim 40\%$ правила сумм. При несомненных достоинствах работы [256] следует указать на ряд ее недостатков и ограничений. В [256] удалось достичь только сравнительно низкой интенсивности пучка меченых фотонов (даже при использовании полного пятна на мишени с характерным диаметром ~ 7 см), которая не позволила выбрать для времяпролетного спектрометра длинные базы, что ограничило его энергетическое разрешение до $\cong 3.6$ МэВ при $E_n \cong 23$ МэВ. Так что удавалось во всем вышеуказанном интервале энергий E_γ регистрировать нейтроны, приводящие к непосредственному заселению нескольких низколежащих состояний от основных до превышающих их по энергии на $E_x \leq 4$ МэВ. Чтобы с уверенностью «охватить» полный поток падающих фотонов, в [256] пришлось вести измерения с мишенью большой площади (15×15 см²) и имеющей толщину ~ 11 г·см⁻², что вынудило использовать для мишени естественную смесь изотопов. Вследствие таких условий эксперимента в [256] были получены результаты для $\alpha_\sigma\{E_\gamma\}$, обладающие большими ошибками (прежде всего, статистическими, см. рис. 77а) и относящиеся к некоторому усреднению по нескольким низколежащим состояниям для каждого из трех (по крайней мере) дочерних ядер (^{207}Pb , ^{206}Pb и ^{205}Pb), что вместе делает интерпретацию этих результатов довольно неопределенной. Кроме того, пред-

ставляется, что для обработки получаемых при таких измерениях результатов существенно использование более обоснованного модельного подхода (см. [291] и содержащиеся там ссылки), который позволяет интерпретировать асимметрию вперед-назад эмиссии нейтронов в (γ, n) -реакциях на микроскопическом уровне, основанном на теории конечных Ферми-систем.

Для решения обсуждаемой задачи выделения изовекторного E2 ГР в [288] было предложено вместо примененных в работе [256] измерений дифференциальных по углу θ сечений (γ, n) -реакции $(d\sigma/d\omega)_{55^\circ}$ и $(d\sigma/d\omega)_{125^\circ}$ для асимметрии сечений $\alpha_\sigma\{E_\gamma\}$ использовать измерения дифференциальных по углу θ выходов этой реакции при тех же углах $Y_{55^\circ}\{E_e\}$ и $Y_{125^\circ}\{E_e\}$ на полном (немеченом) пучке тормозных γ -квантов, образуемых в радиаторе e^- с кинетическими энергиями E_e для асимметрии выходов $\alpha_Y\{E_e\} = (Y_{55^\circ} - Y_{125^\circ}) / (Y_{55^\circ} + Y_{125^\circ})$. Здесь, как и выше, под выходом реакции понимается свертка ее сечения со спектром фотонов $N(E_\gamma, E_e)$. Для настоящей работы приемлемо приближенное описание спектра тормозного излучения e^- (см., например, [182]) $N(E_\gamma, E_e)dE_\gamma dx_r \approx (1/E_\gamma)(1/X_0)dE_\gamma dx_r$, где: $0 < E_\gamma \leq E_{\gamma \max} = E_e$; dx_r – элемент толщины радиатора, имеющего малую полную толщину X_r (при радиационной толщине его материала X_0), причем в нашем случае $X_r \ll X_0$, а изменением энергии e^- в радиаторе практически можно пренебречь. Исходя из указанных условий и приближения для $N(E_\gamma, E_e)$ и измеренных в [256] при $E_x \leq 4$ МэВ значений $(d\sigma/d\omega)_{55^\circ}\{E_\gamma\}$ и $(d\sigma/d\omega)_{125^\circ}\{E_\gamma\}$, были рассчитаны в [288] $Y_{55^\circ}\{E_e\}$ и $Y_{125^\circ}\{E_e\}$, а также соответствующие $\alpha_Y\{E_e\}$ (см. рис. 78). При $E_\gamma = E_e \approx 20$ МэВ α_Y практически совпадают с α_σ , но при $E_e = E_\gamma \approx 30$ МэВ имеем $\alpha_Y \approx 0,44$, (при этом $\alpha_\sigma \approx 0,9$), то есть $\alpha_Y\{E_e\}$ все еще сопоставимы с $\alpha_\sigma\{E_\gamma = E_e\}$.

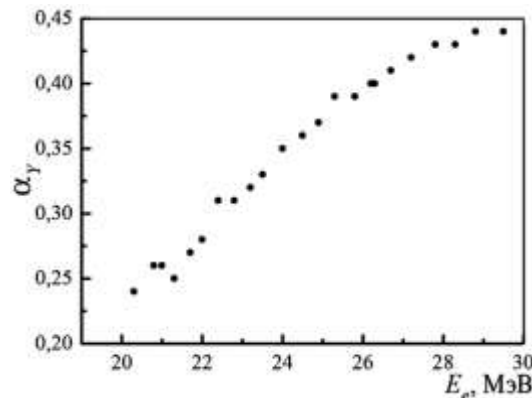


Рис. 78. $\alpha_Y\{E_e\}$ из [288].

В [257,288] предлагалось регистрировать такие быстрые нейтроны с помощью активационных пороговых детекторов на основе реакции $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ (интересна также реакция $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$, см. сечения этих двух реакций на рис. 79 из [292] и рис. 80 из [293] в зависимости от кинетической энергии падающих нейтронов E_n). Могут быть пригодны и другие реакции. В этих случаях используется полный (немеченый) достижимый пучок тормозных γ -квантов, способный обеспечивать высокую статистическую точность измеряемых величин при высокой достижимой геометрической эффективности регистрации пороговых детекторов нейтронов.

Для реакций (γ, n) на $^{206-208}\text{Pb}$, учитывая их пороги $(E_\gamma)_{\text{порог}} \cong (6.7 \div 8.1) \text{ МэВ}$, эффективные пороговые энергии нейтронов ($\sim 11 \text{ МэВ}$) для реакции $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ и ($\sim 15 \text{ МэВ}$) для реакции $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$, а также формы сечений этих реакции в зависимости от E_n (см. рис. 79 и 80), имеем при использовании порогового детектора быстрых нейтронов и при $E_e \approx (20 \div 24) \text{ МэВ}$ для реакции $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ и при $E_e \approx (23 \div 27) \text{ МэВ}$ для реакции $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$ энергии возбуждения остаточных ядер E_x , близкие к тем, которые использовались при измерениях в [256]. Как уже указывалось, разделение вкладов изовекторных E2 и E1 ГР из данных измерений асимметрии испускания быстрых нейтронов предполагает проведение модельных расчетов [291]. Аналогичные расчеты можно проводить с учетом заселения состояний с различными значениями E_x в предлагаемых экспериментах по измерениям асимметрии выходов с использованием пороговых детекторов нейтронов. Такие расчеты могли бы учитывать рост E_x и при более высоких E_e . Для таких экспериментов не обязательны e^- -ускорители только непрерывного действия и можно использовать полный достижимый ток e^- -пучка, не опасаясь наложений. Наконец, методика позволяет во многом «обойти» проблемы из-за радиационных фонов и электромагнитных наводок на импульсных e^- -ускорителях.

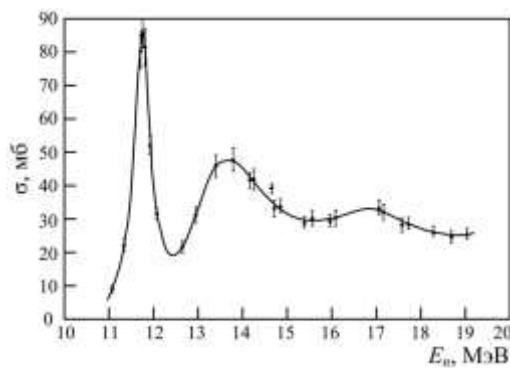


Рис. 79. $\sigma\{E_n\}$ из [292] для реакции $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$.

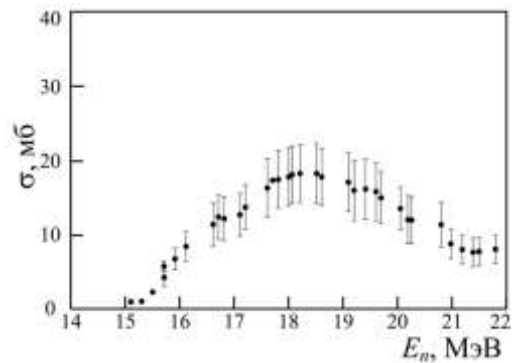


Рис. 80. $\sigma\{E_n\}$ из [293] для реакции $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$.

В [257,286,287] нами был предложен для решения обсуждаемой задачи при измерениях $\alpha_\sigma\{E_\gamma\}$ (прежде всего на ^{208}Pb) еще один путь, использующий для детектирования быстрых нейтронов вместо времяпролетных спектрометров нейтронов, примененных в [256], сцинтилляционные спектрометры с регистрацией распределений амплитуд световых выходов, образуемых при столкновениях детектируемых нейтронов с ядрами (прежде всего, протия) в сцинтилляторе. Эти спектрометры изготавливаются на базе органических сцинтилляторов (монокристаллов стибьена и/или жидкостей типа NE-213, пригодных для дискриминации сигналов от нейтронов и γ -квантов по форме сцинтилляционного импульса, что особенно необходимо при работе на e^- -ускорителях. Наряду с высокой геометрической (и полной) эффективностью регистрации нейтронов здесь достижимо и сравнительно высокое энергетическое разрешение (см., например, [294]), позволяющее, например, для реакций $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)$ при $E_\gamma \cong (20 \div 30) \text{ МэВ}$ разделять каналы (γ, n_0) и (γ, n_1) , имеющие между собой энергетическое «окно» $\cong 0.57 \text{ МэВ}$.

При этом выбор в эксперименте максимальных энергий испускаемых нейтронов фиксирует энергии вызвавших реакции γ -квантов внутри узкой энергетической области около верхней границы всего их полного тормозного спектра и позволяет выделять реакцию $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_0)$, используя немеченые тормозные γ -кванты с намного большей достижимой интенсивностью, чем у меченых γ -квантов при тех же величинах E_γ . Причем работа с коллимированным пучком тормозных γ -квантов, имеющем малое «пятно» на облучаемой мишени, делает более доступным использование дорогих обогащенных мишеней (прежде всего, изотопом ^{208}Pb).

Хотя работы с такими сцинтилляционными спектрометрами по выделению вкладов изовекторного $E2$ ГР предпочтительнее вести на e^- -ускорителях непрерывного действия, однако из-за отсутствия возможности проведения экспериментальных проверок обсуждаемой методики на таких e^- -ускорителях в работе [287] было решено провести, по крайней мере, часть необходимых пучковых испытаний этой методики на импульсном линейном ускорителе электронов ЛУЭ-25 Института биофизики Министерства здравоохранения РФ [295].

Пучковые испытания проводились с четырьмя однокристалльными модулями на основе монокристаллов стибьена (толщиной 50 мм и диаметром 50 мм), сочлененными с ФЭУ-143-1, и с одним цилиндрическим жидко-сцинтилляционным детектором большого объема (толщиной 50 мм и диаметром 490 мм, заполненным близкой к NE-213 жидкостью и просматриваемым девятью ФЭУ-174 с боковой поверхности). Для всех детекторов была изготовлена «электроника», включающая, в частности, схемы дискриминации по форме импульса.

В экспериментах на ЛУЭ-25 было показано, что вызывающие опасения трудности получения спектрометрической информации при высоких уровнях электромагнитных наводок, связанных с работой мощных СВЧ-устройств на импульсных резонансных e^- -ускорителях, оказываются вполне преодолимыми. Представляется, однако, гораздо более важным то, что в этих экспериментах удавалось в описанных сцинтилляционных спектрометрах быстрых нейтронов разделять полезные и фоновые сигналы, несмотря на наличие больших потоков фоновых нейтронов и γ -квантов. Возможность такого разделения подтверждает пригодность рассматриваемой методики измерения асимметрии испускания жестких нейтронов в области ГР. Конечно, в предложенных экспериментах нужно обеспечение стабильной работы e^- -ускорителя при сравнительно низких уровнях токов ускоряемых в них e^- , при которых ещё можно пренебречь наложениями в применяемых сцинтилляционных спектрометрах быстрых нейтронов. Обеспечение такого стабильного снижения тока пучка ускоренных e^- и его мониторинга представляет собой довольно сложную, но решаемую задачу (см. об этом, например, в [149]).

Таким образом, в результате разработок и экспериментов в [257,286,287] показана перспективность использования сцинтилляционных спектрометров быстрых нейтронов для измерений асимметрии испускания нейтронов в реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_0)$ с целью выделения с улучшенной

точностью вклада изовекторного E2 ГР. Можно ожидать, что получение с относительно высокой точностью экспериментальных данных об асимметрии $\alpha_{\sigma}\{E_{\gamma}\}$ при такой фиксации изотопа Pb и канала парциальной реакции позволит иметь для интерпретации с целью выделения вклада изовекторного E2 ГР существенно более определенную информацию.

5.2. Исследование изменений выходов парциальных фотонуклонных реакций в зависимости от N на изотопах титана

Выработка представлений о диссипации энергии и девозбуждении в атомных ядрах при возбуждении в них E1 ГР в фотоядерных реакциях составляет важное направление задач современной ядерной физики. Понятно, что решение этих задач зависит от особенностей состояний ядра, заселяемых при возбуждениях в нём E1 ГР. Если в подразделе 5.1.1 рассмотрена развитая у нас модель γ' -каскадов в ядрах при энергиях возбуждения ядер E^* ниже порогов отделения от ядра нуклонов, то в настоящем разделе описан проведенный с участием автора при более высоких E^* цикл исследований [260,296-298] изменений выходов конкурирующих между собой различных парциальных фотонуклонных реакций в зависимости от числа нейтронов N в ядрах-мишенях при фиксированном атомном номере $Z=22$ (титан).

Работа выполнялась на импульсном разрезном микротроне [299] на выведенном пучке e^- с энергией $E_e \cong 55$ МэВ. В каждом облучении e^- -пучок бомбардировал вольфрамовый радиатор толщиной $X_p \cong 2.1$ мм $\approx 0.6X_{0p}$ [28] (здесь X_{0p} – радиационная длина материала радиатора). Образующиеся в радиаторе тормозные γ -кванты облучали металлическую мишень-фольгу из титана толщиной $X=0.06$ мм $\approx 0.0017X_0$ (здесь X_0 – радиационная длина материала мишени), имеющую естественный изотопный состав (в скобках указано процентное содержание): ^{46}Ti (8.0), ^{47}Ti (7.3), ^{48}Ti (73.8), ^{49}Ti (5.5), ^{50}Ti (5.4). Мишень располагалась на оси e^- -пучка вплотную к радиатору и практически полностью перекрывала пучок тормозных фотонов из радиатора. Средний ток e^- -пучка I (а, значит, и e^- -поток $N_e = Iq^{-1}$, где $q \cong 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный электрический заряд) измерялся расположенной перед радиатором тонкостенной воздушной ионизационной камерой, прокалиброванной предварительно по цилиндру Фарадея, и составлял в процессе облучения $I \approx 45$ нА. Время облучения титановой мишени было $\tau \approx 1$ ч. После облучения мишени переносились к спектрометру вторичных γ' -квантов из сверхчистого германия (HPGe). Регистрация остаточной активности облученной мишени начиналась через ≈ 20 мин после конца облучения и продолжалась в течение ≈ 9 ч. Образованные в Ti-мишени приведенные ко времени окончания облучения активности различных радиоизотопов (^{45}Ti , ^{46}Ti , ^{49}Sc) рассчитывались на основе анализа спектров, измеренных с помощью HPGe-спектрометра по характерным γ' -линиям при некоторых $E_{\gamma'}$ для каждого радиоизотопа с учетом значений квантовых выходов этих линий $I_{\gamma'}$. Эффективность регистрации HPGe-спектрометра для γ' -квантов различных энергий была прокалибрована на основе измерений активности образцо-

вых стандартных радиоисточников, а также моделирования по программе GEANT4 [104]. Данные из [244,245] о $T_{1/2}$, $E_{\gamma'}$ и $I_{\gamma'}$ для образуемых в Ti-мишени радиоизотопов, распады которых регистрировались в наших работах [296-298], приведены в табл. 7.

При работе с тормозными фотонами выходы $Y(E_e)dx$ фотоядерных реакций в элементе толщины мишени dx зависят не непосредственно от сечений фотоядерных реакций $\sigma(E_\gamma)$, где E_γ - энергия падающего на мишень фотона, а от сверток $\sigma(E_\gamma)$ со спектром фотонов $N_b(E_\gamma, E_e, Z_p)$:

$$Y\{E_e\}dx dx_p = dx dx_p \int_{(E_\gamma)_{\text{порог}}}^{E_e} N_b(E_\gamma, E_e, Z_p) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma,$$

где E_e – кинетическая энергия e^- , падающего на элемент толщины радиатора dx_p ; $(E_\gamma)_{\text{порог}}$ – порог рассматриваемой фотоядерной реакции; Z_p – атомный номер радиатора; $N_b(E_\gamma, E_e, Z_p)dE_\gamma dx_p$ – непрерывный монотонно спадающий с ростом E_γ спектр испускаемых e^- в радиаторе тормозных фотонов в зависимости от их энергии E_γ , причем $0 < E_\gamma \leq E_e$. Как отмечалось в [182] и уже указывалось в подразделе 3.1.2, зависимости выходов реакций $Y(E_e)$ имеют важную особенность: $Y(E_e)=0$ до порога рассматриваемой фотоядерной реакции при $E_e = (E_\gamma)_{\text{порог}}$, при $E_e > (E_\gamma)_{\text{порог}}$ по мере увеличения E_e значения $Y(E_e)$ монотонно увеличиваются и после начального участка со сравнительно крутым ростом зависимости $Y(E_e)$ выходят в область насыщения, для которой приближенно можно считать, что $Y(E_e)=\text{const}=Y_{\text{насыщ}}$ (см., например, [20,21]). Поэтому для рассматриваемых в настоящей работе условий для оценок активностей a радиоизотопов, образующихся в мишени к окончанию облучения длительностью τ , пренебрегая (с хорошей точностью для используемых X_p и X) ослаблением потока фотонов в радиаторе и в мишени, а также реакциями в мишени под действием e^- и фотонов, образованных в самой мишени, можно, использовать для активности a образованного радиоизотопа, имеющего период полураспада $T_{1/2}$, следующее приближение [300]:

$$a \approx \left[1 - \exp\left(-\tau \cdot \ln 2 \cdot T_{1/2}^{-1}\right) \right] \cdot N_e \cdot \left(X_p \cdot X_{0p}^{-1} \right) \cdot Y_{\text{насыщ}} \cdot N_A \cdot \left(X \rho \eta M^{-1} \right),$$

где: $N_A \cong 6.022 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$ – число Авогадро; ρ , η , M – плотность, состав и молекулярный вес мишени соответственно. Найденные из измеренных a величины $Y_{\text{насыщ}}$ характеризуют возможности получения дочерних ядер под действием тормозных фотонов в таких реакциях. Это открывает возможность, используя γ' -спектроскопию высокого разрешения, выделять определенные каналы фоторасщепления и измерять выходы соответствующих реакций. В частности, важно указать, что для рассматриваемых в следующем разделе возможностей наработки с помощью фотоядерных реакций радиоизотопов для ядерной медицины (в данном случае для радиоиммунотерапии) представляет большой интерес полученная нами для наработки из реакции $^{48}\text{Ti}(\gamma, p)$ радионуклида ^{47}Sc величина $Y_{\text{насыщ}} \approx 6$ мб.

					работа	[301]	[303]
^{45}Ti	$^{46}\text{Ti}(\gamma, n) ^{45}\text{Ti} +$ $^{47}\text{Ti}(\gamma, 2n) ^{45}\text{Ti}$	184.8 мин	720 1409	0.00154 0.00085	280 ± 50	329	278
^{46}Sc	$^{47}\text{Ti}(\gamma, n) ^{46}\text{Sc} +$ $^{48}\text{Ti}(\gamma, pn) ^{46}\text{Sc}$	83.79 сут	889.3 1120.5	0.99984 0.99987	178 ± 33	128	227
^{47}Sc	$^{48}\text{Ti}(\gamma, p) ^{47}\text{Sc}$	3.3492 сут	159	0.683	110 ± 19	109	204
^{48}Sc	$^{49}\text{Ti}(\gamma, p) ^{48}\text{Sc} +$ $^{50}\text{Ti}(\gamma, pn) ^{48}\text{Sc}$	43.67 ч	175 984 1038 1213 1312	0.0748 1.001 0.976 0.0238 1.001	101 ± 19	56.8	125
^{49}Sc	$^{50}\text{Ti}(\gamma, p) ^{49}\text{Sc}$	57.2 мин	1622.6 1761.97	0.0001 0.0005	68.5 ± 20	12.7	74.8

Полученные нами описанным выше путем значения $\sigma_{\text{инт}}$ приведены в табл. 7 для образования радиоизотопов ^{45}Ti и $^{46-49}\text{Sc}$ в указанных доминирующих реакциях. Как и следовало ожидать, для всех изотопов-мишеней Ti превалируют (γ, n) - и (γ, p) - реакции, интегральные сечения $\sigma_{\text{инт}}$ которых совместно почти полностью (до ~80%) исчерпывают предсказания дипольного правила сумм $(60NZ(N+Z)^{-1}) \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ [272]). В настоящее время известны группы моделей, претендующие на универсальность описания парциальных ядерных (в том числе и фотонуклонных) реакций с испусканием, по крайней мере, одного-двух нуклонов. Среди этих групп наиболее «признанными», по-видимому, можно считать TALYS [301] (результаты расчетов $\sigma_{\text{инт}}$ по которой для указанных реакций приведены в табл. 7) и EMPIRE [302], которые учитывают, в частности, и предравновесные, и статистические процессы в возбужденных в реакциях ядрах и которые претерпевали со временем развитие и взаимное влияние, в результате чего удалось добиться существенного сближения их предсказаний как между собой, так и со значительной частью экспериментальных данных. Такие успехи вызвали большой энтузиазм у самих создателей этих моделей и их сторонников, приведший к появлению баз рассчитанных по этим моделям сечений разнообразных парциальных реакций (см., например, TENDL в [301]) и даже общей «экстремистской» позиции о снятии необходимости в получении экспериментальных данных о сечениях таких реакций. Однако, отдавая дань уважения к достижениям этих моделей в количественном описании парциальных ядерных реакций, к сожалению, приходится заключить, что имеются случаи больших различий между предсказаниями таких моделей и экспериментальными сведениями, которые приводятся в настоящем разделе (см. в табл. 7 соответствующие различия (в несколько раз!) $\sigma_{\text{инт}}$ для образования ^{48}Sc и ^{49}Sc), а также ниже в подразделе 5.3.3 и в разделе 5.4 и которые дают серьезные указания на необходимость дальнейшего развития таких моделей. В [298] было показано, что проблему указанных различий $\sigma_{\text{инт}}$ для образования ^{48}Sc и ^{49}Sc , удастся, по крайней мере, в значительной степени преодолеть при учете эффектов изоспинового расщепления E1 ГР, которое учитывается в разработанной в

НИИЯФ МГУ комбинированной модели фотонуклонных реакций (CPNRM) [303] (см. в табл. 7 рассчитанные по CPNRM значения $\sigma_{\text{инт}}$).

5.3. Образование в фотоядерных реакциях радиоизотопов для ядерной медицины

5.3.1. Возможности фотоядерного образования медицинских радиоизотопов

В современной медицине радиоактивные изотопы широко используются для обнаружения и лечения различных заболеваний. Кроме того, применение радиоизотопов – важное методическое направление различных научных исследований и в самой медицине, и в связанной с ней биологии. Первоначально в качестве основных установок для наработки радиоизотопов выступали ядерные реакторы. При этом, прежде всего, речь идет о наработке нейтронно-избыточных радиоизотопов при делении ядер урана или в реакциях радиационного захвата нейтронов различными ядрами. Однако со временем выявились значительные потребности и в нейтронно-дефицитных радиоизотопах. К настоящему времени нейтронно-дефицитные радиоизотопы в основном нарабатываются на ускорителях тяжелых заряженных частиц (протонов и некоторых иных легчайших ядер), так что такие ускорители совместно с ядерными реакторами составляют два взаимно дополняющих типа источников для наработки всей совокупности практически используемых радиоизотопов. Тем не менее, к настоящему времени, к сожалению, стали типичными и существенными различные ограничения и недостатки, характерные для применения только этих двух типов источников и связанные, прежде всего, с тем, что для используемых реакторов, а также ускорителей легчайших ядер (по крайней мере, сравнительно больших из последних), наработка радиоизотопов всегда составляла только вторичную задачу, которая, конечно, пострадала при имеющихся масштабных сокращениях финансовой поддержки для первичных задач этих установок в исследованиях физики ядра и элементарных частиц, а также тех, которые связаны с ядерным оружием и даже с ядерной энергетикой. Кроме того, эксплуатация реакторов вообще и, в частности, существующие методики наработки на них, по крайней мере, существенной доли медицинских радиоизотопов приводят также к образованию сопутствующих радиоактивных отходов, утилизация которых вызывает серьезные трудности в смысле соблюдения все возрастающих требований экологической безопасности. По этим причинам понятен интерес к некоему иному (третьему) типу источников наработки радиоизотопов, если и не способному обеспечить их замену в полной мере, то хотя бы дающему частичную замену и/или дополнение, и позволяющему, по крайней мере, существенно ослабить какие-то из ограничений и недостатков, связанных с первыми двумя типами источников. Для такого третьего типа неоднократно рассматривались предложения наработки радиоизотопов на e^- -ускорителях. При этом, как представляется, экологической требования можно выполнять значительно легче, чем на ядерных реакторах, а для решения сопоставимых задач необходимые расходы на сооружение и эксплуатацию импульсного e^- -ускорителя

меньше, чем в случае ускорителей легчайших ядер, дающих ускоренные протоны с кинетической энергией около или более (40-100) МэВ. В рамках дальнейшего изучения возможностей такого третьего способа нами был на базе импульсного разрезного микротрона ФИАН – НИИЯФ МГУ [299] с энергией $E_e \approx 55$ МэВ для e^- , выведенных из ускорителя, проведен цикл исследований [260,296-298, 300,304-310], описываемых в данном разделе.

Критики использования для наработки радиоизотопов фотоядерных реакций вместо реакций под действием легчайших ядер (“легкоядерно-ядерных” реакций) утверждают: “сечения первых значительно меньше сечений вторых” или в крайней форме “отношение сечений первых ко вторым $\sim (1/137)$ (постоянная тонкой структуры)”. На самом деле при этом оценка отношения сечений сильно приуменьшена. Так, как указано, например, в [311], если для реакции $^{48}\text{Ti}(\gamma, p)^{47}\text{Sc}$ $\sigma\{E_\gamma \approx 23 \text{ МэВ}\} \approx 28$ мб, то для реакции $^{48}\text{Ti}(p, 2p)^{47}\text{Sc}$ $\sigma\{E_p \sim (80 \div 190) \text{ МэВ}\} \approx 22$ мб, то есть сечения фотоядерных и “легкоядерно-ядерных” реакций могут быть сопоставимыми. Кроме того, влияние превышения сечений сильно уменьшает конкуренция “легкоядерно-ядерных” реакций и процессов столкновений с атомами мишени, имеющих превалирующие сечения, приводящих к потерям энергии налетающих частиц и удаляющих эти частицы из эффективной области энергий для рассматриваемых ядерных реакций. Эта конкуренция увеличивает сравнительные возможности фотоядерных реакций.

Для фотонов, образуемых при торможении падающих на радиатор e^- с $E_e \leq \sim 55$ МэВ, в облучаемой ими мишени наиболее существенны фотоядерные реакции с вылетом лишь нескольких нуклонов (или их ассоциаций), так как они имеют не слишком высокие пороги, а часть из них – и сравнительно большие сечения. Для всех ядер сечения (γ, n) -реакций дают большую часть полного сечения ядерного фотопоглощения (по крайней мере, в его максимуме), и эта часть за редкими исключениями для легких и средних ядер увеличивается с ростом заряда ядра-мишени Z_m . Сечения (γ, p) -реакций для легких и даже некоторых средних ядер сопоставимы с сечениями реакций (γ, n) , а благодаря особенностям оболочечного строения ядер могут и превышать их, но при росте Z_m кулоновский барьер подавляет вылет протонов по сравнению с нейтронами. Сечения же реакций (γ, pn) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, p2n)$ и некоторых других хотя и уступают сечениям реакций (γ, n) , но все же могут составлять в ряде случаев (см. ниже) существенные величины. В принципе (γ, n) -реакции позволяют получать многие интересные для ядерной медицины радиоизотопы. Однако поскольку в (γ, n) -реакциях образуются изотопы того же элемента, что и у ядер мишени, то образуемые величины удельной активности α (даже при весьма высокой полной активности a) при использовании традиционного радиохимического разделения могут оказаться недостаточными. Такая же проблема может возникать, конечно, и при $(\gamma, 2n)$ -реакциях. Для получения больших α при производстве радиоизотопов с помощью (γ, n) -реакций предлагалось, хотя бы для легких ядер, использовать отдачу ядра при испускании им нейтрона [312]. С этой целью предлагалось, в частности, мишень, в которой образуются изо-

топы, изготавливать в виде набора тонких фольг, между которыми размещается вещество-поглотитель [5]. В результате взаимодействия ядра-мишени с γ -квантом и последующего испускания им нейтрона вновь образовавшееся ядро радионуклида получает некий механический импульс и часть таких ядер может покинуть фольгу и перейти в поглотитель. Впоследствии предполагалось химическим путем выделять накопившиеся в поглотителе изотопы. Однако, как показали последующие расчеты и эксперименты, включающие и наши собственные [307], в реальных условиях облучения получение требуемых уровней удельной активности a для изготовления радиоактивных фармпрепаратов, по крайней мере, весьма проблематично. Задача повышения a очевидно решается, когда искомым радиоизотоп – дочернее ядро от β -распада материнского ядра, образованного в (γ, n) - реакциях, так что можно использовать традиционные радиохимические методы, которые пригодны и для изотопов, наработанных с изменением заряда ядра и в других фотоядерных реакциях. Последний вывод представлялся нам настолько важным для перспектив наработки радиоизотопов для медицины с помощью фотоядерных реакций, что мы посчитали нужным затвердить его патентом [308].

Для увеличения эффективности наработки активности a , связанной с фотоядерными реакциями, необходимо использовать довольно толстые и радиаторы, и мишени, расположенные по ходу пучка в непосредственной близости друг к другу так, что можно считать, что весь поток тормозных фотонов попадает на мишень. В общем случае задачи наработки активности в таких условиях сравнительно сложны, что и обуславливает сложность программ для их решения [183,186,305]. Однако возможны простые приближенные оценки активностей нарабатываемых радиоизотопов, которые все же являются, как показано, например, нами в [305], довольно реалистичными. Методика этих удобных аналитических оценок описана в разделе 5.2.

Таблица 8. Возможности наработки a в указанных фотоядерных реакциях для некоторых широко используемых радиоизотопов

ядро-мишень; M, г·моль ⁻¹	соединение в мишени; M, г·моль ⁻¹	реакции; (первичные распады)	ядро-продукт; T _{1/2}	(E _γ) _{порог} , МэВ	[(σ ₋₁) _{насыщ} · χэфф], мб	a, мКи
¹⁰⁰ Mo; 99.907		(γ,n)	⁹⁹ Mo; 66.02 ч	8.3	50	3050
²³ Na;	NaCl; 58.443	(γ,nα);...	¹⁸ F; 109.8 мин	20.9;...	0.10÷0.30	10÷30
¹²⁶ Xe; 123.906		(γ,n)→ (EC, β ⁺)	¹²³ I; 13.0 ч (2.08 ч)	10.2	80÷100	3938÷ 4923
⁴⁸ Ti; 47.95		(γ,p)	⁴⁷ Sc; 3.42 сут	11.4	9.95	1266
⁶⁸ Zn; 67.93		(γ,p)	⁶⁷ Cu; 61.9 ч	10.0	3.4	305
¹¹² Sn; 111.91		(γ,p);	¹¹¹ In; 2.83 сут	7.5;	1.1	4361÷

		(γ, n) \rightarrow (EC, β^+)	(35 мин)	10.8	80÷100	5451
--	--	---	----------	------	--------	------

Таблица 9. Возможности наработки a в реакциях (γ, d) и (γ, pn) для некоторых перспективных ПЕТ-радиоизотопов

ядро-мишень	M, г·моль ⁻¹	ядро-продукт	T _{1/2} , мин	(E _{γ}) _{порог} , МэВ	[(σ_{-1}) _{насыщ} · $\chi_{эфф}$], мБ	a , мКи
³² S	31.972	³⁰ P	2.5	21.2	0.4÷0.7	76÷133
⁴⁰ Ca	39.963	^{38g} K	7.6	21.4	>0.17	>26
⁴⁶ Ti	45.953	^{44g} Sc	235.8	21.7	0.26÷0.31	34÷41
⁶⁴ Zn	63.929	⁶² Cu	9.7	18.6	>0.32	>30
⁶⁶ Zn	65.926	⁶⁴ Cu	762.0	18.8	0.3÷1.0	28÷92
⁷⁰ Ge	69.924	⁶⁸ Ga	68.1	18.8	1.6	140

Результаты таких оценок для ряда представляющих большой интерес случаев приведены в табл. 8 и 9. При составлении этих таблиц использовалось следующее: а) для многих фотоядерных реакций данные о $\sigma(E_\gamma)$ можно найти в [20-23], а $\sigma_{-1}(E_e)$ для многих фотонейтронных реакций даны в [21]; б) потери энергии e^- приведены в [193]; в) ослабления потока фотонов по толщине радиатора и мишени можно учесть согласно [250]; г) для наших оценок можно вместо $\sigma_{-1}(E_e)$ для наработки радиоизотопа брать $(\sigma_{-1})_{насыщ}$, но при эффективной толщине радиатора $(X_p)_{эфф} = \chi_{эфф} \cdot X_p$; данные для схем распадов, периодов полураспада $T_{1/2}$, естественных изотопных составов $\eta_{из}$, молекулярных весов M и порогов реакций $(E_\gamma)_{порог}$ можно извлечь из [244,245]. Проведенные оценки активностей образуемых радиоизотопов были сделаны для следующих условий: мишень с плотностью ρ , химическим $\eta_{хим}$ и изотопным $\eta_{из}$ составами, толщиной X такой, что $(X_p)_{эфф} = 10 \text{ г·см}^{-2}$, находится за W радиатором с $X_p = 0.3(X_0)_p \approx 1 \text{ мм}$ [28], облучаемым e^- -пучком с $E_e \approx 55 \text{ МэВ}$ и средним током $I \approx 40 \text{ мкА}$ ($N_e \approx 2.5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$). В табл. 8 и 9 приведены оцененные в указанном приближении значения a , получаемые сразу после облучения длительностью $\tau = T_{1/2}$ (при этом $\left[1 - \exp(-\tau \cdot \ln 2 \cdot T_{1/2}^{-1})\right] = 0.5$). Здесь нет учёта вкладов от тормозных фотонов, образуемых e^- , вышедшими из радиатора, в самих мишенях, в которые эти e^- попадают, так что в этом смысле проведённые оценки дают нижние пределы значений a .

Для оценок были выбраны, прежде всего, существенные и яркие примеры наработки тех радиоизотопов, эффективность применения которых в медицине доказана и для которых уже разработаны методики использования. В табл. 8 для некоторых из таких радиоизотопов даны достижимые активности a для $\eta = (\eta_{хим} \cdot \eta_{из}) = 1$. Некоторая добавочная информация и замечания для указанных случаев приводятся ниже в данном подразделе. К этому добавлены перспектив-

ные радиоизотопы, которые пока не применяются. В табл. 9 даны подобные оценки a таких изотопов, наработанных в (γ, d) - и (γ, pn) -реакциях для $\eta = (\eta_{\text{хим}} \cdot \eta_{\text{из}}) = 1$.

Более 80% медицинских тестов с образованием изображений проводятся с $^{99\text{m}}\text{Tc}$ из генераторов ^{99}Mo ($T_{1/2} \cong 66.02$ ч) \rightarrow $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ($T_{1/2} \cong 6.02$ ч). Активность ^{99}Mo из табл. 8 удовлетворяет недельные запросы в $^{99\text{m}}\text{Tc}$ региона с населением $\sim 10^6$ человек. Известны масштабные работы по получению ^{99}Mo с помощью реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$, которые проводились на ЛУЭ в Канаде [313].

Positron Emission Tomography (PET) – передовая методика, дающая уникальную информацию о биохимических и физиологических процессах в тканях и органах, когда в пациента вводят препараты, помеченные β^+ -активными изотопами. Изменения в метаболических процессах при болезнях – диагностический сигнал задолго до того, как болезни могут быть выявлены анатомическими исследованиями по изменению плотностей и размеров объектов. При проведении PET для уменьшения дозы для обследуемых предпочтительны радиоизотопы с $T_{1/2} \sim 10^{(0.3+2.5)}$ мин, но малые $T_{1/2}$ делают невозможной перевозку изотопов на большие расстояния, вынуждая набирать их близко к больнице. Возможны различные PET-процедуры с использованием фармпрепаратов, полученных с присоединением ^{18}F ($T_{1/2} \cong 109.8$ мин), но важнейшую клиническую роль играет ^{18}F -fluorodeoxyglucose для PET-исследований в онкологии. Для многих видов рака этот путь – наиболее точный non-invasive метод детектирования опухоли и стадии ее развития. В табл. 8 даны значения a для ^{18}F .

Изотоп ^{123}I ($T_{1/2} \cong 13,0$ час) применяют при диагностике вместо ^{131}I , снижая дозу в $\sim 10^2$ раз, так что ^{123}I можно вводить даже детям. В [314] рассматривалось получение ^{123}I с помощью указанной в табл. 8 реакции и было показано, что удается без радиохимии выделять образующиеся кристаллики йода высокой чистоты. Опираясь на результаты [314], мы получили оцененные a для ^{123}I , которые позволяют исследовать ~ 100 пациентов/день. Обогащенный ксенон можно повторно использовать сотни раз [314], снижая стоимость получаемого ^{123}I .

Перспективное использование радиоизотопов – радиоиммунотерапия, в которой для борьбы с раком к антителам присоединяют радиоизотопы. По идее при высаживании таких антител на больные клетки радиоизотоп, распадаясь, разрушает эти клетки. Из различных возможных радиоизотопов для радиоиммунотерапии мы рассмотрели наработку: ^{47}Sc ($T_{1/2} \cong 3.42$ сут); ^{67}Cu ($T_{1/2} \cong 61.9$ ч); ^{111}In ($T_{1/2} \cong 2.83$ сут).

Проведенные нами в [300,304,305] оценки показали перспективность получения с помощью фотоядерных реакций ряда широко используемых (а также перспективных) радионуклидов для медицины. Экспериментальные же наши исследования на импульсном разрезном микротроне ФИАН – НИИЯФ МГУ РМ-55 с энергией выведенных e^- $E_e \cong 55$ МэВ (по методике, описанной в разделе 5.2) получения в фотоядерных реакциях некоторых из таких радионуклидов приводятся: для ^{47}Sc [260,296-298] в разделе 5.2; для ^{18}F [260,306,309] в подразделе 5.3.2;

для ^{67}Cu [260,310] в подразделе 5.3.3. Кроме того, для ^{18}F [260,309] и ^{67}Cu [310] экспериментально удалось провести успешные и весьма эффективные радиохимические их извлечения.

5.3.2. Измерения выхода реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, \alpha n)^{18}\text{F}$

В настоящем подразделе сообщаются результаты экспериментальных работ [260,306,309], по образованию и выделению радиоизотопа ^{18}F (β^+ -распад (97%); период полураспада $T_{1/2} \cong 109.77$ мин [244,245]) в результате реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, \alpha n)^{18}\text{F}$ под действием тормозных γ -квантов, образованных в радиаторе e^- с кинетической энергией $E_e \cong 55$ МэВ при временах облучения τ до ~ 1 ч. При этом использовались мишени-образцы из металлического натрия толщиной $X \approx 1$ см ($X\rho \approx 0.97$ г·см $^{-1}$, где ρ – плотность мишени) или из порошка NaOH с близкими значениями $X\rho$, располагаемые по оси e^- -пучка сразу после тормозной мишени-радиатора.

На рис. 81 показаны два измеренных спектра вторичных γ' -квантов для активности, навешенной в образце металлического ^{23}Na . Верхний и нижний спектры на рис. 81 – для скоростей счёта, являющихся средними по интервалам времени после окончания облучения $(1 \div 10) \cdot 10^3$ с и $(6 \div 10) \cdot 10^5$ с соответственно. В этих спектрах выделяются пики полного поглощения, связанные с γ' -линиями от распадов радиоизотопов, образовавшихся в результате облучения образца ^{23}Na : искомого радиоизотопа ^{18}F ; радиоизотопа ^{22}Na (β^+ -распад (90%), $T_{1/2} \approx 2.602$ г [245]) из реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n)$; радиоизотопа ^{24}Na (β^- -распад, $T_{1/2} \approx 15.02$ ч [245]) из реакции $^{23}\text{Na}(n, \gamma)$. Эти пики возникают от γ' -линий с энергиями: 511 кэВ (аннигиляционной от ^{18}F , а также других β^+ -активных изотопов, включая ^{22}Na (в особенности, для нижнего спектра на рис. 81)); 1275 кэВ (от ^{22}Na); 1369 кэВ и 2754 кэВ (обе от ^{24}Na). Все спектроскопические данные взяты из [245].

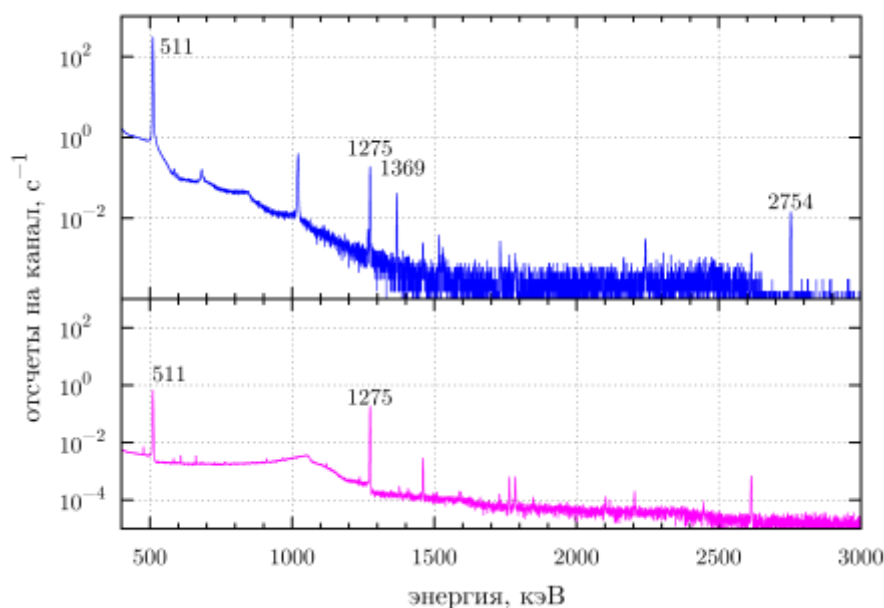


Рис 81. Спектры γ -излучения от облучённого образца ^{23}Na (верхний и нижний спектры – скорости счёта, средние по интервалам времени после окончания облучения $(1 \div 10) \cdot 10^3$ с и $(6 \div 10) \cdot 10^5$ с соответственно).

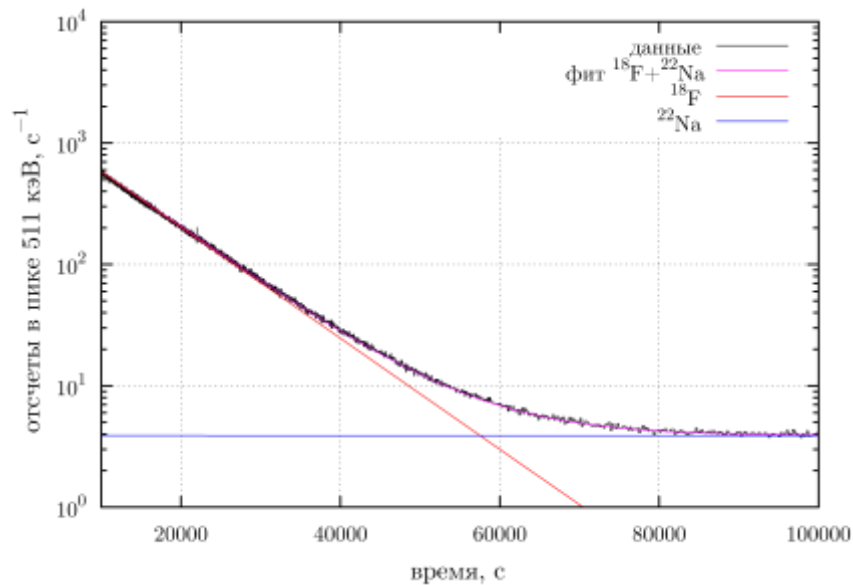


Рис 82. Зависимость от времени скорости счёта в пике полного поглощения γ -линии 511 кэВ для облучённого образца металлического ^{23}Na .

На рис. 82 показана зависимость от времени скорости счёта в пике полного поглощения для аннигиляционной линии 511 кэВ. Эту зависимость можно в хорошем приближении представить суммой двух экспонент с $T_{1/2}$, соответствующих β^+ -распадам изотопов ^{18}F и ^{22}Na . К моменту окончания облучения образца, полученные из наших данных наработанные в образце полные активности изотопа ^{18}F $a_{\text{F-18}} \approx 0.35 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ и для ^{22}Na : $a_{\text{Na-22}}$ (по линии 511 кэВ) $\approx 0.825 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ и $a_{\text{Na-22}}$ (по линии 1275 кэВ) $\approx 0.916 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Сопоставление измеренных и рассчитанных в описанном приближении результатов для величин активностей, наработанных при таком облучении, позволяет в описанных условиях получить значения $[(\sigma_{-1})_{\text{насыщ}} \cdot \chi_{\text{эфф}}]$ для реакций $^{23}\text{Na}(\gamma, n\alpha)^{18}\text{F}$ и $^{23}\text{Na}(\gamma, n)^{22}\text{Na}$, которые оказались ≈ 0.16 мбн и ≈ 4.24 мбн соответственно, что согласуется с имеющейся об этих величинах информацией соответственно из [315] (см. также в [300] и в табл. 8 приведённый диапазон значений указанной величины ($0.1 \div 0.3$) мбн, полученный на основе данных, взятых из других источников) для реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n\alpha)^{18}\text{F}$ и из [21,22] для реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n)^{22}\text{Na}$.

Образование в одном эксперименте изотопа ^{22}Na из реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n)$ и изотопа ^{18}F из реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n\alpha)$ в идентичных условиях позволяет независимо дополнительно оценить величину $[(\sigma_{-1})_{\text{насыщ}} \cdot \chi_{\text{эфф}}]$ реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n\alpha)^{18}\text{F}$. Изотоп ^{22}Na имеет период полураспада $T_{1/2} \approx 2.602$ г и может быть идентифицирован в условиях, когда распались практически все, кроме ^{22}Na , радиоизотопы, образовавшиеся в облучённой мишени ^{23}Na . Сравнение интенсивностей пиков полного поглощения для γ' -линии 511 кэВ изотопа ^{18}F , с одной стороны, и изотопа ^{22}Na , с другой стороны, приводит для реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n\alpha)^{18}\text{F}$ к следующей оценке величины $[(\sigma_{-1})_{\text{насыщ}} \cdot \chi_{\text{эфф}}] \approx (0.159)$ мбн в согласии с указанной величиной, полученной прямым путем.

Проведённый эксперимент подтвердил сделанные в [300] оценки возможной фотоядерной наработки радиоизотопа ^{18}F и показал, что при увеличении среднего e^- -тока до $I \approx 40$ мкА, толщины мишени из металлического Na до $(X\rho) \approx 5$ г·см $^{-2}$ и времени облучения до $\tau \approx 3T_{1/2} \approx 5.5$ ч можно получить к моменту окончания облучения наработку активности ^{18}F до ~ 0.1 Ки.

В наших экспериментах по образованию ^{18}F с последующим радиохимическим извлечением использовались более удобные для такого извлечения NaOH-мишени. В табл. 10 приведены согласующиеся друг с другом расчетные и экспериментально полученные значения величин $[a/(I \cdot X \cdot \rho)]$ в условиях насыщения для мишеней из металлического Na и из порошка NaOH.

Таблица 10. Расчетные $[a/(I \cdot X \cdot \rho)]_{\text{cal}}$ и экспериментальные $[a/(I \cdot X \cdot \rho)]_{\text{exp}}$ активности ^{18}F , образующиеся при насыщении для среднего e^- -ток $I = 1$ мкА и мишеней из металлического Na и из NaOH, имеющих $(X\rho) = 1$ г·см $^{-2}$

Мишень; M, г/моль	$[a/(I \cdot X \cdot \rho)]_{\text{calcul}}$, мКи/(мкА·г·см $^{-2}$)	$[a/(I \cdot X \cdot \rho)]_{\text{exp}}$, мКи/(мкА·г·см $^{-2}$)
Na; 22.99	0.27±0.82	0.45
NaOH; 39.997	0.16±0.47	0.26

Для отделения натрия от фтора была применена ионообменная хроматография с использованием катионообменной смолы Dowex 50Wx8 с размером зернения 100-200 mesh (производство Fluka Analytical). При исследованиях ионообменного выделения ^{18}F из облученных мишеней было проведено два радиохимических эксперимента.

Цель первого радиохимического эксперимента – установление профиля элюирования F и Na. Для выделения фтора использовали 240 мг материала мишени, растворенные в 1 мл воды. 5 мл сорбента поместили в колонку высотой 5 см. В колонку поместили раствор мишени и элюировали водой, собирая фракции по 1 мл от 1 до 5 мл и еще две фракции по 10 мл. При этом Na прочно удерживался в колонке и не смывался, F выходил в основном (96%) в 3-5 мл. Выходы контролировались: для F по линии 511 кэВ; для Na по линии 1275 кэВ.

Цель второго радиохимического эксперимента – исследование полноты выделения ^{18}F ; расчет активности и радиоизотопной чистоты продукта. При этом был увеличен объем колонки (7 см длина, 7 мл объем), а также увеличена масса мишени до 340 мг. Сразу после разделения были получены γ' -спектры: раствора исходной мишени; элюата из колонки; самой колонки после элюирования. Получено: $>95\%$ ^{18}F находится в элюате; 5% осталось в колонке.

Приведенная к моменту времени, соответствующему окончанию облучения полная активность ^{18}F , образованная в NaOH-мишени массой 340 мг на этот момент времени составила 97 кБк, при этом активность выделенного ^{18}F составила 93 кБк. Время выделения ^{18}F ≈ 1.5 ч., однако, оно может быть существенно сокращено, если на колонке создать перепад давлений и увеличить тем самым скорость протекания раствора. Другие детали методики радиохимического ^{18}F -выделения приведены в самих наших работах [260.309]. Рис. 83 иллюстрирует проведенное разделение фтора и натрия.



Рис. 83. γ - спектр облученной мишени (вверху) и выделенного препарата (внизу, ^{22}Na не наблюдается).

Полученный результат означает, что на ускорителе e^- с энергией $E_e=55$ МэВ и средним током пучка $I\sim 40$ мкА при облучения NaOH-мишени толщиной 10 г·см $^{-2}$ в течение $\tau=3T_{1/2}\approx 5.5$ ч можно получить такую полную активность радиоизотопа ^{18}F , из которой после радиохимического разделения, завершающегося через $(0.5\div 1.0)T_{1/2}$, можно выделить изотоп ^{18}F в водном растворе с активностями полной $a\sim (1.5\div 2.2)\cdot 10^9$ Бк $\approx (40\div 60)$ мКи и удельной $\alpha\sim (2\div 3)$ мКи/мл. Отметим, что в настоящее время ^{18}F получают на циклотронах в реакциях $^{20}\text{Ne}(d, \alpha)$ и $^{18}\text{O}(p, n)$ [316]. При этом, для Ne есть сложности работы с газовыми мишенями. С другой стороны, если для Ne и желательно использование обогащения изотопов, то для кислорода оно совершенно необходимо, так как содержание ^{18}O в естественной смеси изотопов составляет только 0.2% [245], тогда как в природном натрии содержится только изотоп ^{23}Na .

Результаты настоящей работы подтверждают перспективность получения радиоизотопа ^{18}F на e^- -ускорителях с использованием мишеней с естественным изотопным составом.

5.3.3. Измерения выхода реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$

Радионуклид ^{67}Cu – один из наиболее перспективных β -излучателей для радионуклидной терапии. Низкая средняя энергия β -частиц (141 кэВ позволяет использовать ^{67}Cu для радиоиммунотерапии опухолей небольшого размера (средний пробег в тканях β -частиц от распадов $^{67}\text{Cu} \approx 0.2$ мм) [317]). ^{67}Cu почти не испускает более жесткое γ -излучение, а также имеет сравнительно малый период полураспада $T_{1/2}\approx 2.58$ сут [245]. Испускаемое при распадах ^{67}Cu γ -излучение с энергией $E_\gamma\approx 184.6$ кэВ ($I_\gamma\approx 48.7\%$) [245] позволяет рассчитывать получаемую пациентом дозу, а также с помощью Single-Photon Emission Computed Tomography (SPECT) визуализировать распределение радионуклида в организме. Однако производство ^{67}Cu связано с серьезными трудностями. При этом сегодняшние производственные мощности намного меньше потенциальной потребности, которая оценена в 12 000 Ки/год [318].

Обзоры способов получения ^{67}Cu даны в [317,318]. Для получения ^{67}Cu использовали реакции под действием: протонов и некоторых иных легких ядер, а также нейтронов. Однако из анализа результатов использованных способов получения ^{67}Cu следует наличие у них ряда существенных недостатков. Так, в наиболее разрабатываемом и продвинутом из этих способов, связанным с реакцией (p,2p) [319], при облучении обогащенной ^{68}Zn мишени пучком протонов с энергией ~ 100 МэВ и токами ~ 50 мкА удается нарабатывать только единицы ГБк, что примерно соответствует одной терапевтической дозе [319]. И при этом в [319] удельная активность полученного продукта не превышает 18.6 Ки/мг, а активность основной радионуклидной примеси (^{64}Cu) составляет около 70% даже через 2 сут после конца облучения. С другой стороны, ускорители, выдающие пучки, необходимые для способа, использованного в [319], весьма дороги и являются уникальными и загруженными иными программами, и надо учитывать, что $T_{1/2}$ для ^{67}Cu недостаточно велико, чтобы не было проблем с доставкой ^{67}Cu .

Большие надежды связаны с фотоядерным получением ^{67}Cu из реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)$ (порог реакции $E_{\text{порог}} \cong 10.0$ МэВ [245]) на более доступных и дешевых региональных e^- -ускорителях под действием тормозных фотонов. Изучение выходов и сечений реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)$ и связанных с этой реакцией вопросов получения и выделения ^{67}Cu проводилось в ряде центров. Наши работы [260,310] посвящены дальнейшему изучению возможностей получения ^{67}Cu из реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)$ на e^- -ускорителе при e^- -энергии $E_e \approx 55$ МэВ.

В [260,310] методика облучений фотоядерных мишеней (здесь естественного изотопного состава из металлического Zn (0.7 г/см²) или из порошка ZnO (0.194 г/см²)), мониторингования падающего пучка, а также измерений наведенной в них активности близка к описанной в разделе 5.2 и подразделе 5.3.2. Кроме того, в работе [310] использовалось активационное мониторирование падающего пучка, основанное на измерении наведенных активностей в результате реакции $^{66}\text{Zn}(\gamma, n)^{65}\text{Zn}$ [22,320] в самих Zn-содержащих мишенях, а также реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ [21,22,321] в медных естественного изотопного состава фольгах, имеющих поперечные размеры ($\varnothing 16$ мм), совпадающие с таковыми у Zn-содержащих мишеней, и толщины 0.1 мм и расположенных сразу перед и после Zn-содержащих мишеней.

Были получены для указанных условий приведенная к моменту окончания облучения активность ^{67}Cu на основании данных для линии 184.6 кэВ, согласующаяся с таковой для более слабых линий 91.3 keV ($I_\gamma \cong 7.0\%$) и 93.3 keV ($I_\gamma \cong 16.1\%$), ≈ 7.7 мкКи/(мкА·ч·г·см⁻²), а также величина $[(\sigma_{-1})_{\text{насыщ}} \cdot \chi_{\text{эфф}}] \approx 4$ мб (см. подраздел 5.3.1). Кроме того, в γ' -спектре наблюдались также линии 1115.5 кэВ от распадов ^{65}Zn ($T_{1/2} \cong 244.3$ сут, $I_\gamma \cong 50.6\%$) и 1345.8 кэВ от распадов ^{64}Cu ($T_{1/2} \cong 12.7$ ч, $I_\gamma \cong 0.473\%$) [245]. Отметим, что относительная активность ^{64}Cu , вызывающая опасения нежелательного излишнего облучения пациентов препаратами с ^{67}Cu , приготовленными с использованием реакции (p,2p) (см. выше), при получении ^{67}Cu за счет реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)$ существенно ослаблена и может рассматриваться даже как полезная, позволяющая

измерять распределения вводимого радиофармпрепарата в тканях пациента с помощью ПЕТ с характерной улучшенной по сравнению со СПЕКТ геометрической точностью.

Для выделения ^{67}Cu из цинковой мишени использована экстракционная хроматография на сорбенте Cu-Resin (TrisKem). Цинковую мишень массой до 1 г растворили в концентрированной соляной кислоте, упарили до влажных солей, довели водой до минимального объема (≈ 4 мл). Кислотность доводили до pH 2. Раствор пропускали через колонку Cu-Resin (TrisKem) (V 2 мл). После пропускали 25 мл сильно разбавленной соляной кислоты (pH 2), чтобы смыть Zn. Cu смывали с колонки 5 мл 5 М HCl. Разделение Cu и Zn контролировали γ -спектрометрически по линиям ^{67}Cu 184.6 кэВ и ^{65}Zn 1115 кэВ. По этой методике было получено, что медь выходит в ~ 5 мл. На колонке лишь следы меди. Эффективное отделение целевого радионуклида от матрицы достигается за одну стадию. Процедура занимает ~ 2 ч и обеспечивает выход более 95% искомого изотопа ^{67}Cu . ^{65}Zn в выделенном препарате не обнаружен.

Полученная нами приведенная к моменту окончания облучения активность ^{67}Cu ≈ 7.7 мкКи/(мкА \cdot ч \cdot г \cdot см $^{-2}$) с учетом поперечных размеров падающего пучка электронов (площадь «пятна» пучка электронов $S < 0.5$ см 2) сопоставима со средней величиной активностей 29.2 мкКи/(мкА \cdot ч \cdot г $_{\text{Zn}}$), полученных в [319], но для мишеней, обогащенных по изотопу ^{68}Zn в 5.3 раза (до 99.7%) по сравнению с содержанием ^{68}Zn в цинке естественного изотопного состава (18.8%), что указывает на конкурентоспособность фотоядерного способа получения ^{67}Cu .

Для более полного ответа на вопрос о перспективности фотоядерного способа получения ^{67}Cu необходима оптимизация различных аспектов, влияющих на производительную способность этого способа. В эти аспекты входят: параметры e^- -пучка при облучениях (кинетическая энергия падающих e^- E_e , их средний ток I, размеры «пятна» e^- -пучка при падении на радиатор, время облучения τ); параметры радиатора (состав и толщина с учетом необходимого охлаждения, а также потеря энергии и рассеяния e^- и проникающей способности образуемого γ -излучения); параметры содержащей ^{68}Zn мишени (химический и изотопный состав и толщина с учетом необходимого охлаждения и проникающей способности в мишени для тормозного γ -излучения из радиатора). Оптимальный выбор всех этих параметров определяется следующими факторами: 1) указанными выше свойствами искомого радионуклида ^{67}Cu ; 2) процессами взаимодействия e^- , γ -квантов, e^+ с веществом, которые удается адекватно описывать (в частности, в рамках библиотеки программ GEANT [104]); 3) сечением реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ в зависимости от энергии γ -квантов $\sigma(E_\gamma)$; 4) выходом этой реакции – сверткой указанного сечения со спектром тормозных γ -квантов (см. об этом в разделе 5.2 и подразделе 5.3.2). Рассмотрим для используемой реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ последние два фактора подробнее.

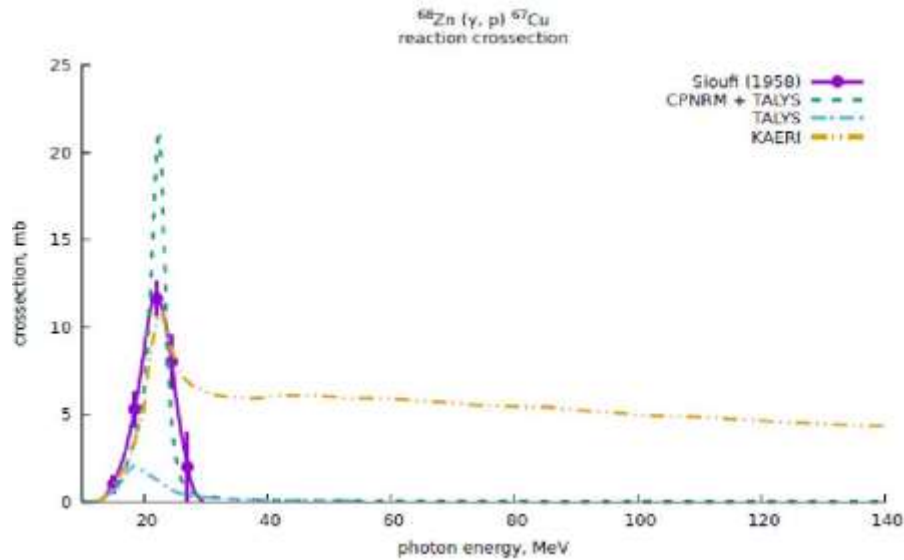


Рис. 84. Экспериментальное и модельные сечения фотопротонных реакций на ^{68}Zn .

Полученное экспериментальное сечение $\sigma(E_\gamma)$ для реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$, которое удалось обнаружить только в [322] (Sioufi), показано на рис. 84. Ограниченность экспериментальной информации заставила нас обратиться также к модельно-расчетным сечениям этой реакции, полученным на основе известных к настоящему времени моделей ядерных реакций, а именно, по программе TALYS [301] и по объединенной программе TALYS [301] + CPNRM [303] (CPNRM – комбинированная модель фотонуклонных реакций, учитывающая изотопическое расщепление E1 ГР, см. раздел 5.2). Оба эти модельные сечения также показаны на рис. 84. Необходимо отметить, что при использовании моделей ядерных реакций, приводящих к образованию определенного интересующего дочернего ядра (в рассматриваемом нами случае это ядро ^{67}Cu) требуется использовать модельные данные именно для такой парциальной реакции. Недостаточное внимание к этому может приводить к досадным ошибкам. Так, в недавней работе [323] для оценок образования ^{67}Cu в реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ было ошибочно использовано расчетное сечение, представленное в [324] в качестве $\sigma(\gamma, p)$ на ядре-мишени ^{68}Zn и полученное южно-корейской группой по их модели ядерных реакций KAERI (см. соответствующую кривую на нашем рис. 84), но являющееся на самом деле сечением $\sigma(\gamma, xp)$, таким, что:

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, xp) = & \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, pn) + \sigma(\gamma, p2n) + \dots + \\ & + 2\sigma(\gamma, 2p) + 2\sigma(\gamma, n2p) + 2\sigma(\gamma, 2n2p) + \dots + \\ & + 3\sigma(\gamma, 3p) + 3\sigma(\gamma, n3p) + 3\sigma(\gamma, 2n3p) + \dots \end{aligned}$$

В табл. 11 приводятся экспериментальные и модельно-расчетные параметры сечений и выходов реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$, а также реакций $^{68}\text{Zn}(\gamma, xp)$; $^{66}\text{Zn}(\gamma, n)^{65}\text{Zn}$; $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{65}\text{Cu}$, обсуждаемых при проводимом анализе. При этом используются: $\sigma_{\text{макс}}$ – максимум сечения реакции; $E_{\text{макс}}$ – соответствующая этому максимуму энергия падающих γ -квантов; значения E_1 и E_2 (где $E_1 < E_2$), такие, что $\sigma(E_\gamma = E_1) = \sigma(E_\gamma = E_2) = 0.5\sigma_{\text{макс}}$; полная ширина распределения сечения реакции $\text{FWHM} \equiv (E_2 - E_1)$; $\{\sigma_{\text{макс}} \cdot \text{FWHM}\}$; $\{(\sigma_{\text{макс}} \cdot \text{FWHM}) \cdot (E_{\text{эфф}})^{-1}\} \approx (\sigma_{-1})_{\text{насыщ}}$, где $E_{\text{эфф}} = 0.5(E_1 + E_2)$.

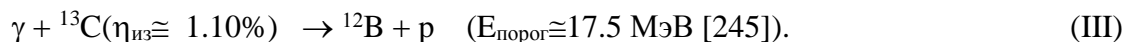
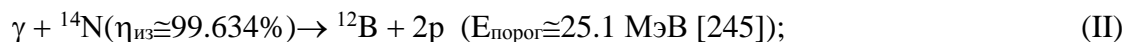
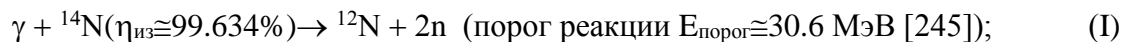
Таблица 11. Экспериментальные и модельно-расчетные параметры сечений и выходов реакций: $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$; $^{68}\text{Zn}(\gamma, xp)$; $^{66}\text{Zn}(\gamma, n)^{65}\text{Zn}$; $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$

реакция	источник данных	$\sigma_{\text{макс}}$ мб	$E_{\text{макс}}$ МэВ	FWHM МэВ	$\sigma_{\text{макс}} \cdot \text{FWHM}$ мб·МэВ	$\frac{\sigma_{\text{макс}} \cdot \text{FWHM}}{E_{\text{эфф}}}$ мб
$^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$	экспер. [322]	11.7	22.1	6.4	74.9	≈ 3.4
$^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$	TALYS [301]	2.0	19.5	7.4	14.8	≈ 0.8
$^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$	CPNRM+ TALYS [301,303]	20.9	22.4	2.9	60.6	≈ 2.7
$^{68}\text{Zn}(\gamma, xp)$	KAERI [324]	10.5	22.0	>40.0	>420.0	≈ 19.0
$^{66}\text{Zn}(\gamma, n)^{65}\text{Zn}$	экспер. [22,320]	76.6	16.4	7.0	573.3	≈ 33.0
$^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$	экспер. [21,22,321]	77.5	16.7	5.0	421.0	≈ 36.0

Оценки, сделанные с учетом полученных нами результатов, показывают, что для использованных нами энергии падающих на W-радиатор e^- $E_e \approx 55$ МэВ и толщины этого радиатора $X_p \approx 0.59 X_{0p}$, но при среднем токе e^- -пучка $I = 100$ мкА, толщине мишени металлического цинка естественного изотопного состава такой, что $\rho X \approx 20$ г·см $^{-2}$, времени облучения $\tau = 48$ ч можно ожидать к моменту окончания облучения (с учетом ослабления потока тормозных γ -квантов по толщине мишени [250]) наработанную полную активность $a_{\text{Cu-67}} \approx 0.4$ Ки, которая примерно на порядок превышает требуемую однократную дозу для лечения одного пациента, а переход к мишени, обогащенной по ^{68}Zn , может дать увеличение $a_{\text{Cu-67}}$ еще в ~ 5 раз.

5.4. Разработки фотоядерного (^{12}N ; ^{12}B)-детектирования азота и углерода

Для наружного контроля содержимого объектов с целью обнаружения скрытых взрывчатых веществ и наркотиков был предложен в трех модификациях [325], [326-328] и [329-331] метод, основанный на генерации короткоживущих изотопов ^{12}N (β^+ -распад, $T_{1/2} \approx 11.0$ мс, максимальная кинетическая энергия испускаемых в распаде β -частиц $E_{\beta \text{ макс}} \approx 16.316$ МэВ [245]) и ^{12}B (β^- -распад, $T_{1/2} \approx 20.2$ мс, $E_{\beta \text{ макс}} \approx 13.368$ МэВ [245]) в реакциях:



В первой модификации [325] метода предлагалось использовать только реакцию (I) с регистрацией за время ~ 100 мс между короткими ($\sim (10^{-6} - 10^{-5})$ с) импульсам e^- -ускорителя двух (на совпадения) разлетающихся в противоположные стороны вторичных γ' -квантов с энергией ≈ 511 кэВ, испускаемых при превалирующей двухфотонной аннигиляции затормозившихся e^+

от β^+ -распадов образованных в мишени ядер ^{12}N . Во второй модификации [326-328] метода предлагалось использовать реакции (I)÷(III) с регистрацией γ' -квантов (прежде всего, тормозных) с энергиями $E_{\gamma'}$, испускаемых при распадах образованных в мишени ядер ^{12}N и ^{12}B . При этом во второй модификации метода для детектирования скрытых взрывчатых веществ реакция (III) рассматривалась как источник фона, который надо исключить. В третьей модификации [329-331] метода предлагалось использовать для и обнаружения, и идентификации взрывчатых веществ и наркотиков все три реакции (I)÷(III) с разделением вкладов γ' -квантов от распадов ^{12}N и ^{12}B в зависимости скорости счета от времени t после импульса пучка.

Выяснению реалистичности, чувствительности, быстродействия, безопасности этого метода, адекватному описанию и оптимизации обсуждаемого фотоядерного детектора взрывчатых веществ и наркотиков (здесь кратко ФДВВН) посвящены наши работы [182, 329-343].

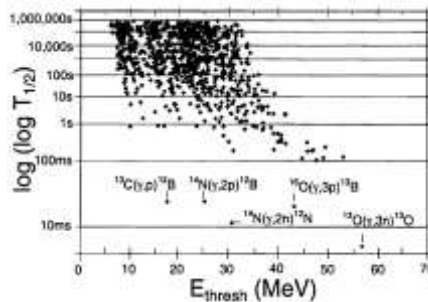
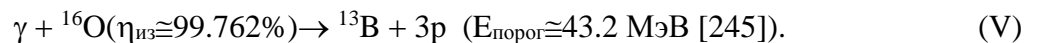
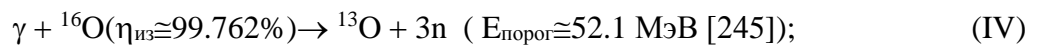


Рис. 85. $T_{1/2}$ для β -радионуклидов в зависимости от порогов образующих их фотоядерных реакций с вылетом ≤ 3 нуклонов из стабильных изотопов-мишеней с природными $\eta_{\text{из}} \geq 1\%$ [328].

Как видно на рис. 85 из [328], $T_{1/2}$ для ^{12}N и ^{12}B принимают уникальные значения для области, в которой $T_{1/2} \sim (3-80)$ мс, а $E_{\text{порог}} \leq 60$ МэВ, если не считать радиоизотопы ^{13}O (β^+ -распад, $T_{1/2} \cong 8.58$ мс, $E_{\beta \text{ макс}} \cong 16.743$ МэВ [245]) и ^{13}B (β^- -распад, $T_{1/2} \cong 17.36$ мс, $E_{\beta \text{ макс}} \cong 13.437$ МэВ [245]), образуемые соответственно в реакциях (IV, V):



Особенности распадных свойств (включая и $E_{\beta \text{ макс}}$) у ^{12}N и ^{12}B интересны для выделения их распадов в образуемых активностях γ -облученных объектов и достижения высокого быстродействия обсуждаемого ФДВВН, благодаря в $\sim 5 \cdot 10^4$ раз более коротким $T_{1/2}$ по сравнению с имеющимися при использовании реакций $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$ с $T_{1/2}$ (20.39 и 9.965) мин [245] в более традиционном фотоядерном активационном анализе (см., например, [344]).

Представляется, что обеспечение малого “пятна” тормозных фотонов с приемлемой интенсивностью интересно (при сканировании таким “пятном” проверяемых объектов) для получения расположения скрытых концентраций взрывчатых веществ и наркотиков. Известны предложения использования ФДВВН для проверок: багажа авиапассажира; территорий при разминировании; большегрузных контейнеров, но, хотя изложение здесь ведется в основном для общего случая, запросы задачи проверки багажа авиапассажира преобладают.

К сожалению, для ФДВВН имеются серьезные проблемы из-за фоновых фото- и нейтрон-ядерных реакций [182,334]. Последние от генерируемых за время импульса ускорителя фото-нейтронов, которые могут, в частности, вызывать образование ядер ^{12}B в реакциях:

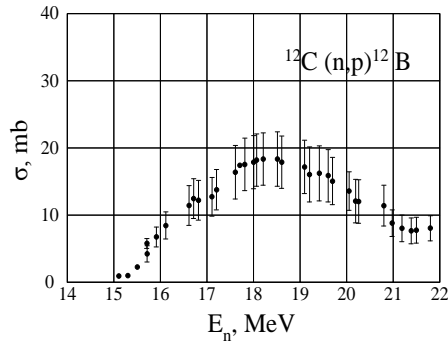
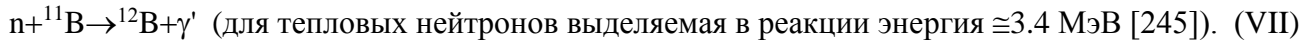
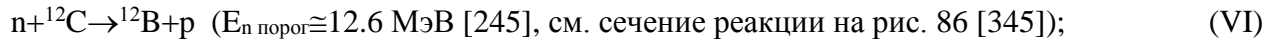


Рис. 86. Сечение реакции (VI) в зависимости от E_n [345].

Вклады реакций (IV) и (V) можно исключить (или сделать пренебрежимыми), ограничив сверху энергию падающих на радиатор e^- . С другой стороны, вклад фона от реакции (VI) должен быть малым из-за того, что доля фотонейтронов, образуемых с энергиями $E_n > E_{n \text{ порог}} \cong 12.6$ МэВ для этой реакции, мала и из-за того, что такие нейтроны с подавляющей вероятностью, прежде всего, испытывают акты рассеяния и в первых же таких актах сбросят свою энергию ниже порога реакции (VI). Наконец, малое содержание бора в типичных обследуемых объектах, позволяет надеяться, что фон от реакции (VII) не создает радикальные препятствия для этой методики. Хотя, конечно, желательны аккуратные исследования этих вопросов. Однако значительно более серьезные затруднения для ФДВВН, как представляется [182,334], следует ждать из-за растянутого во времени после импульса ускорителя фона от γ' -квантов, связанных с радиационным захватом нейтронов, замедляющихся и «гуляющих», например, по залу облучения проверяемого авиабагажа.

Таким образом, функционирование ФДВВН и его свойства определяются совокупностью сравнительно сложных процессов, зависящих от многих факторов. По крайней мере, часть из этих факторов сложно и/или дорого видоизменять и изучать только экспериментально. Для таких целей желательна совокупность как экспериментальных, так и адекватных модельных исследований. Некоторые из тех и других исследований были проведены у нас.

В [337] нами были в рамках некоторых приближений (включая и сравнительно аккуратные согласно разделу 5.2) оценены образуемые активности для случая облучения чемодана – единицы авиабагажа (объем $V=(90\times 60\times 40)$ см³, масса $m=20$ кг) тормозными γ -квантами. При этом были использованы критерии [346]: 1) предел годового поступления (ПГП); 2) минимально значимая активность (МЗА); 3) минимально значимая удельная активность (МЗУА); 4) «не вводится никаких ограничений на использование в хозяйственной деятельности любых твер-

дых материалов, сырья и изделий при удельной активности радионуклидов в них менее $0.3 \text{ Бк}\cdot\text{кг}^{-1}$ ». Рассматривалось сканирование чемодана с шагом 6 см 150 импульсами тормозного излучения, образуемого в радиаторе с $X_p \sim 0.1X_0$ при $N_e \sim 10^{12}$ в каждом импульсе и энергии электронов $E_e \sim (50-60) \text{ МэВ}$. В этих оценках было показано, что для всех радионуклидов с $T_{1/2} > 1 \text{ сут}$, для которых в [346] регламентируется ППП, это требование выполняется. Некоторое беспокойство вызывает ситуация с радионуклидами с $T_{1/2} < 1 \text{ сут}$, для которых в [346] ППП не регламентируется, и в особенности с ^{11}C ($T_{1/2} \cong 20.39 \text{ мин}$, реакция получения $^{12}\text{C}(\gamma, n)$), хотя вопрос этот очень важен, так как углерод составляет основу всех пищевых органических веществ и большинства лекарств. При оценках наработки ^{11}C полагалось, что в багаже есть только ^{12}C при его полной массе $m \cong 2 \times 10^4 \text{ [г]}$ и поверхностной плотности при облучении $x \cong 3.7 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$. Тогда для активности и удельной активности ^{11}C имеем $a_0(^{11}\text{C}) \cong 3.15 \times 10^6 \text{ Бк}$ и $\{a(^{11}\text{C}) / m\} \cong 1.58 \times 10^2 \text{ Бк}\cdot\text{г}^{-1}$. Для проведения необходимых суждений о наработке радиоизотопа ^{11}C нами было предложено воспользоваться имеющимися в [346] сведениями о другом радиоизотопе углерода ^{14}C , для которого П-2 ППП есть $6.3 \times 10^5 \text{ Бк}$, а МЗА и МЗУА есть соответственно $1 \times 10^7 \text{ Бк}$ и $1 \times 10^4 \text{ Бк}\cdot\text{г}^{-1}$. Поскольку ^{11}C и ^{14}C – изотопы одного и того же химического элемента, они одинаково накапливаются в организме и выводятся из него и локализуются в одних и тех же тканях и органах. Если предположить, что значения МЗА, МЗУА и ППП для ^{14}C применимы и к изотопу ^{11}C (или хотя бы они имеют одинаковые порядки величин), то тогда получаем следующее (или сопоставимое с ним). По критериям МЗА и МЗУА радиационная безопасность обеспечена сразу после окончания облучения при $t = 0$. По критерию ППП при $t = 0$ имеется пятикратное превышение безопасного уровня, который, однако, достигается за счет естественного распада радиоизотопов ^{11}C за время $t \cong 48 \text{ мин}$ (видимо, меньшее длительности перелета, считая от контроля багажа до его выдачи). Таким образом, оценки показали, что применение обсуждаемого ФДВВН допустимо в смысле радиационной безопасности авиапассажиров. Позднее этот вывод был подтвержден в наших экспериментах [339].

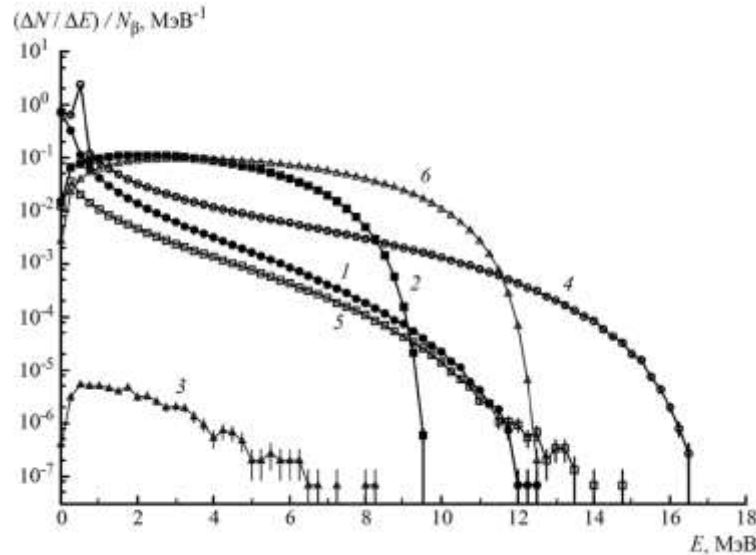


Рис. 87. Спектры частиц, испускаемых с поверхности сферы, имеющей одинаковые количества атомов Н, С, N и О, $\varnothing 20$ см, плотность $\rho = 0.25$ г·см $^{-3}$ при распадах ^{12}B или ^{12}N , находящихся в центре этой сферы. Для ^{12}B : 1 – γ -кванты, 2 – электроны, 3 – позитроны. Для ^{12}N : 4 – γ -кванты, 5 – электроны, 6 – позитроны.

Таблица 12. Рассчитанные интегральные величины (N_γ/N_β) , (N_{e^-}/N_β) , (N_{e^+}/N_β) для испускаемых с поверхности сферы с $\varnothing 20$ см, с равномерно заполненной экваторной смесью Н, С, N, О полной плотности $\rho = 0.25$ г·см $^{-3}$ γ -квантов, электронов и позитронов с энергиями E в зависимости от E_{\min} – нижних границ интегрирования по E при распадах находящихся в центре сферы радиоизотопов ^{12}B и ^{12}N

E_{\min} , МэВ	^{12}B			^{12}N		
	(N_γ/N_β)	(N_{e^-}/N_β)	(N_{e^+}/N_β)	(N_γ/N_β)	(N_{e^-}/N_β)	(N_{e^+}/N_β)
0.00	0.3502372	0.5579051	0.0000135	1.101774	0.0361051	0.6473676
0.25	0.1722497	0.5542164	0.0000134	0.9139876	0.0330449	0.6466817
0.50	0.0922712	0.5379382	0.0000126	0.7568628	0.0242037	0.6410161
0.75	0.0636967	0.5184373	0.0000112	0.1637543	0.0192203	0.6309642
1.00	0.0477172	0.4963116	0.0000100	0.1334120	0.0156984	0.6176079
1.25	0.0372572	0.4720436	0.0000087	0.1123726	0.0130553	0.6015626
1.50	0.0298371	0.4462224	0.0000075	0.0967371	0.0109792	0.5833725
1.75	0.0242895	0.4192909	0.0000065	0.0845608	0.0092944	0.5634471
2.00	0.0200074	0.3917351	0.0000053	0.0747273	0.0079179	0.5422730
2.25	0.0166203	0.3639364	0.0000045	0.0665773	0.0067762	0.5200526
2.50	0.0138860	0.3361672	0.0000037	0.0596654	0.0058127	0.4970823
2.75	0.0116560	0.3087152	0.0000031	0.0537279	0.0049980	0.4736297
3.00	0.0098169	0.2817391	0.0000026	0.0485577	0.0043036	0.4497573

Важный аспект, влияющим на характеристики ФДВВН для досмотра багажа авиапассажиров, – потоки и спектры γ' -квантов, электронов и позитронов, испускаемых из багажа в результате распадов образованных в нем радиоизотопов ^{12}B и ^{12}N . В работе [342] мы провели мо-

дельные расчеты для определения масштабов потоков этих частиц и формы их спектров для «характерных мишеней», имеющих: состав из эквиатомной смеси Н, С, N и О; форму сферы диаметром 20 см; значения плотности $\rho = [или 0.05, или 0.10, или 0.25, или 0.50] \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$. При этом рассмотрены распады ^{12}B или ^{12}N из источника в центре сферы. Примеры результатов этих расчетов для случая $\rho = 0.25 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ представлены на рис. 87 для спектров таких выходящих с поверхности сферы частиц на акт распада, а в табл. 12 для интегральных количеств указанных частиц, имеющих энергии E , превышающие различные значения $E_{\text{мин}}$. Исходя из спектров первичных β -частиц, расчеты проводились, по программам GEANT4 [104] и MCNP [347] с обеспечением весьма удовлетворительной взаимной проверки. Результаты этих расчетов полезны и для выбора из различных возможных вариантов регистрации «распадных» частиц в разрабатываемом ФДВВН и для оценок ожидаемой чувствительности такой методики.

Таблица 13. Экспериментальные и модельно-расчетные параметры сечений реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ и $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$

	Реакция	Источник данных	σ_{max} ,	E_{max} ,	E_1 ,	E_2 ,	$\text{FWHM} \equiv$	$\sigma_{\text{max}} \times$	$(\sigma_{\text{max}} \times$
			мкб	МэВ	МэВ	МэВ	$(E_2 - E_1)$,	FWHM,	$\text{FWHM})/$
							МэВ	МэВ·мкб	$0.5(E_1 + E_2)$,
									мкб
1	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	эксп., [348]	–	–	–	–	–	$(5.5 \pm 2) \times 10^2$	–
2	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	расч., [328]	500	33	31.5	40	8.5	4250	118.9
3	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	расч., [349]	20	48	36	69	33	660	12.6
4	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	расч., [301]	2.6	45	36.8	64.6	27.8	72.3	1.4
5	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	наш расч. по [301]	2.6	45.5	36.6	64.4	27.8	72.3	1.4
6	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	наш расч. по [302]	4.9	41.8	35.2	53.2	≥ 18	88.2	2.0
7	$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$	эксп. [350]	–	–	–	–	–	9.4×10^3	$0.02 Y_{\text{total}}$
8	$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$	расч. [328]	0.5	45	32	58	26	13	0.3
9	$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$	расч. [349]	40	39	32	51	19	760	18.3
10	$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$	расч. [301]	2.6	35	30	48	18	46.8	1.2
11	$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$	наш расч. по [301]	2.7	37	30.2	47.7	17.5	47.3	1.2
12	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	эксп. [351]	8×10^3	23	21	27	6	48×10^3	2×10^3
13	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	расч. [328]	2×10^3	22	20.5	25.5	5	10×10^3	435
14	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	расч. [349]	1×10^3	24.5	23	30	7	7×10^3	264
15	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	расч. [301]	538	20	18.8	26.8	8	4.30×10^3	189
16	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	наш расч. по [301]	538	20	18.6	26.1	7.5	4.04×10^3	181
17	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	наш расч. по [302]	1075	25.6	21.3	28.7	7.4	7.96×10^3	318

Примечание. Максимум сечения рассматриваемой реакции $\sigma_{\text{макс}}$; соответствующая этому максимуму энергия падающих γ -квантов $E_{\text{макс}}$; значения E_1 и E_2 (где $E_1 < E_2$), такие, что $\sigma(E_\gamma = E_1) = \sigma(E_\gamma = E_2) = 0.5\sigma_{\text{макс}}$; полная ширина распределения сечения реакции $\text{FWHM} \equiv (E_2 - E_1)$;

$$(\sigma_{\text{макс}} \times \text{FWHM}) \approx \sigma_{\text{инт}}(E_{\text{инт}}) \equiv \int_{E_{\text{порог}}}^{E_{\text{инт}}} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma; [(\sigma_{\text{макс}} \times \text{FWHM})/0.5(E_1 + E_2)] \approx \sigma_{-1}(E_{\text{инт}}) \equiv$$

$$\equiv \int_{E_{\text{порог}}}^{E_{\text{инт}}} \frac{1}{E_\gamma} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma \sim \int_{E_{\text{порог}}}^{E_{\text{инт}}} \Phi(E_\gamma, E_e) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma \equiv Y(E_e = E_{\text{инт}}) \approx \frac{X_p \sigma_{\text{инт}}(E_{\text{инт}})}{X_{0p} E_{\text{эфф}}} \approx \frac{X_p \sigma_{\text{инт}}(E_{\text{инт}})}{X_{0p} 0.5(E_1 + E_2)}.$$

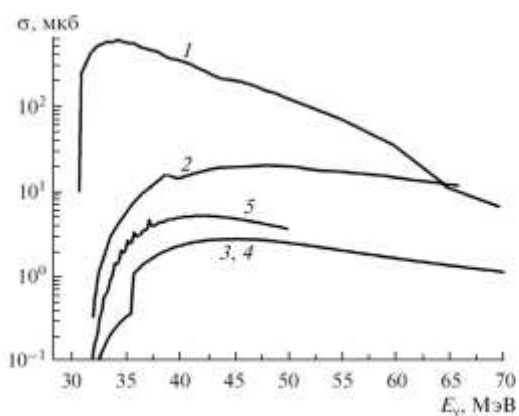


Рис. 88. Модельно-расчетные сечения реакции $^{14}\text{N}(\gamma,2n)^{12}\text{N}$ в зависимости от энергии фотонов E_γ : 1 – из [328]; 2 – из [349]; 3 – из [301]; 4, 5 – из наших расчетов по программам [301] и [302] соответственно.

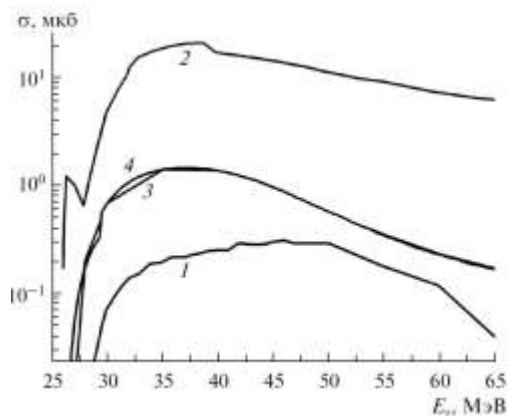


Рис. 89. Модельно-расчетные сечения реакции $^{14}\text{N}(\gamma,2p)^{12}\text{N}$ в зависимости от энергии фотонов E_γ : 1 – из [328]; 2 – из [349]; 3 – из [301]; 4 – из наших расчетов по программе [301].

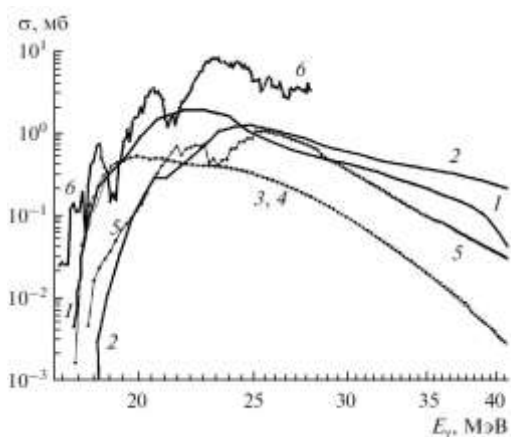


Рис. 90. Для реакции $^{13}\text{C}(\gamma,p)^{12}\text{B}$ в зависимости от E_γ модельно-расчетные сечения: 1 – из [328]; 2 – из [349]; 3 – из [301]; 4, 5 – из наших расчетов по программам [301] и [302] соответственно. 6 – экспериментальное сечение этой реакции из [351].

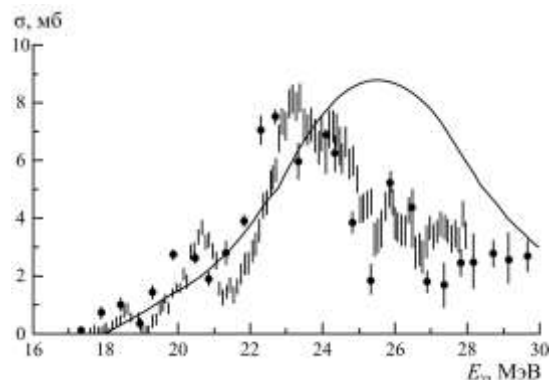


Рис. 91. Результаты измерений сечения реакции $^{13}\text{C}(\gamma,p)^{12}\text{B}$ в зависимости от E_γ . Сплошная линия – [352]; кружки с “усами” ошибок – [353]; вертикальные штрихи – [351].

Для выяснения реалистичности и чувствительности ФДВВН, а также для оптимизации условий его работы информация о сечениях используемых реакций (I)÷(III), несомненно, является основополагающей. К сожалению, экспериментальная информация о сечениях и выходах этих реакций весьма ограничена, что, с одной стороны, делает актуальным критическое рассмотрение методических аспектов уже проведенных экспериментов, а с другой стороны, вынуждает обращаться к модельным расчетам сечений этих реакций. В [341] мы проанализировали оба эти аспекта, основываясь, как на доступных литературных сведениях, так и на собственных расчетах по моделям ядерных реакций TALYS [301] и EMPIRE [302] (см. собранную и полученную нами информацию в табл. 13 и на рис. 88–91). Из этой информации следует, что достаточно полные (для рассматриваемой в настоящей работе фотоядерной методики обнаружения скрытых взрывчатых веществ) согласующиеся между собой экспериментальные сечения есть только для реакции $^{13}\text{C}(\gamma,p)^{12}\text{B}$. Для каждой из реакций $^{14}\text{N}(\gamma,2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma,2p)^{12}\text{B}$ есть

только по одной экспериментальной работе и только с интегральными характеристиками сечений, но с учетом того, что заявляемые точности при этом невысоки, а также принимая во внимание сложности методик, использованных в [348,350], нужны независимые измерения (даже интегральные!). В то же время, хотя используемые для модельных расчетов сечений реакций программы EMPIRE и TALYS претерпевали со временем развитие и взаимное влияние, в результате которых, в частности, удалось добиться существенного сближения их предсказаний для сечений реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ (см. в табл. 13 строки 3 и 4, с одной стороны, и строки 5 и 6, с другой стороны). К сожалению, при этом обнаруживаются большие различия между такими сближенными друг с другом предсказаниями расчетов и имеющимися экспериментальными данными. Если с большими «натяжками» и можно попытаться считать, что расчеты примерно правильно (по крайней мере, с учетом весьма умеренных требований к точности информации о сечениях реакций, как это имеется для реакций (I)-(III), рассматриваемых в настоящей работе), передают gross-структуру сечений фотоядерных реакций с испусканием одного-двух нуклонов из легких ядер (см. рис. 90 для реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$), то уровни абсолютных модельных обсуждаемых сечений (и соответствующих им интегральных величин) могут на порядок (и даже более!) уступать уровням соответствующих экспериментальных сечений. Так, для величин интегральных сечений $\sigma_{\text{инт}}$ экспериментальные значения примерно превышают модельные, полученные: для реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ по EMPIRE в 6.0 раз и по TALYS в 11.9 раз; для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ по EMPIRE в 6.2 раз и по TALYS в 7.6 раз; для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ по TALYS даже в 200(!) раз. То есть имеется значительное занижение интегральных характеристик расчетных сечений по сравнению с экспериментальными. В этом смысле несомненный интерес представляет то, что в недавней работе [354] также говорится для реакции $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$ в широком диапазоне энергий возбуждения ядра о большом занижении расчетных сечений, полученных, в частности, по EMPIRE и TALYS, по сравнению с измеренными. Особняком в табл. 13 стоят сведения о сечениях рассматриваемых реакций, приведенные в [328]. Если для величины интегрального сечения $\sigma_{\text{инт}}$ экспериментальное значение превышает для реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ величину из [328] в 4.8 раз, что находится в разумной близости с предсказаниями, полученным по EMPIRE, то для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ экспериментальное $\sigma_{\text{инт}}$ превышает величину из [328] в $\sim 720(!)$ раз, а для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ экспериментальное значение $\sigma_{\text{инт}}$ уступает(!) величине из [328] в $\sim 7.7(!)$ раз. Таким образом, из результатов нашей работы [341] следует значительное занижение рассчитанных по моделям TALYS и EMPIRE уровней сечений на легких ядрах для фотоядерных реакций с испусканием одного-двух нуклонов по сравнению с экспериментально полученными, что указывает на необходимость как существенной ревизии этих претендующих на универсальность и широко используемых моделей ядерных реакций, так и новых экспериментальных исследований реакций (I) и (II).

В [341] нами было уделено значительное внимание деталям методик, использованных в предыдущих экспериментальных исследованиях сечений и выходов обсуждаемых реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$. Анализ имеющихся данных показывает, что нужны измерения указанных сечений и выходов при энергиях от порогов реакций и до, по крайней мере, ~ 60 МэВ. Но очень интересно также измерить только абсолютные выходы для реакций (I) и (II) и даже только отношения этих выходов в сопоставлении с выходом реакции (III), для которой имеются относительно хорошие экспериментальные данные [351]. Возможности таких измерений были рассмотрены автором в [340]. В принципе акты реакций (I) и (II) можно фиксировать, регистрируя на совпадения либо два нейтрона, либо два протона соответственно и исключая события с вылетом в прошедшей фотоядерной реакции еще каких-либо нуклонов (важно указать на наличие для обеих реакций фоновых реакций, близких к исследуемым по своим порогам: для реакции (I) фоновая реакция $^{14}\text{N}(\gamma, p2n)^{11}\text{C}$ с $E_{\text{thr}} \cong 31.2$ МэВ, а для реакции (II) фоновая реакция $^{14}\text{N}(\gamma, n2p)^{11}\text{B}$ с $E_{\text{thr}} \cong 28.5$ МэВ). Методику такого типа использовали авторы [350] для измерения, в частности, выхода реакции (II) в их эксперименте с трековым газовым детектором, обладающим высоким пространственным разрешением, – камерой Вильсона в магнитном поле на синхротроне при энергии падающих на внутренний радиатор электронов $E_e \approx 90$ МэВ. Хотя, насколько известно, это пока не удалось осуществить, но для фиксирования актов реакции (I), казалось бы, можно было бы использовать регистрацию на совпадения в двух спектрометрах быстрых нейтронов, испускаемых из сравнительно тонкой мишени, окруженной тонким антисовпадательным детектором протонов, перекрывающем телесный угол, близкий к 4π . Альтернативным путем фиксации актов реакций (I) и (II) является регистрация активности от образуемых в реакциях (I) и (II) короткоживущих радиоизотопов ^{12}N и ^{12}B . У этого пути можно рассмотреть два варианта: в первом активационном варианте используется регистрация в зависимости от времени испускаемых при распадах ^{12}N и ^{12}B самих β^+ - и β^- -частиц соответственно; во втором активационном варианте используется регистрация в зависимости от времени вторичных γ -квантов, обладающих большей проникающей способностью, чем β -частицы (что допускает использование более толстых мишеней) и возникающих при распадах ^{12}N и ^{12}B в основном от тормозного излучения, образуемого в мишени и ее оболочке β -частицами от распадов ^{12}N и ^{12}B , и от аннигиляционного излучения затормозившихся в мишени и ее оболочке позитронов, испускаемых при β^+ -распадах ^{12}N . Первый активационный вариант с регистрацией β^+ -частиц от распадов ^{12}N с помощью магнитного спектрометра, настроенного на $E_{\beta^+} \approx 8$ МэВ и имеющего в фокальной плоскости два работавшие на совпадения счетчика Гейгера, был использован в [348] совместно с меламиновой ($\text{C}_3\text{H}_6\text{N}_6$) мишенью, но при этом авторы [348] натолкнулись на ограничения достижимой статистической достоверности измеряемых малых выходов реакции из-за низкой достигнутой полной эффективности регистрации

выделяемых спектрометром β^+ -частиц. Поэтому представляет большой интерес рассмотрение возможностей применения для регистрации испускаемых при распадах ^{12}N и ^{12}B β -частиц «совпадательных» ($\Delta E-E$) телескопических детекторов со значительно увеличенной по сравнению с вышеупомянутым магнитным спектрометром полной эффективностью регистрации. Тем не менее, для начального этапа измерений имеет смысл выбрать в качестве наиболее реалистичного активационный вариант с регистрацией в зависимости от времени вторичных γ -квантов, возникающих при распадах образуемых в мишенях радиоизотопов ^{12}N и ^{12}B . При это предполагается использование сравнительно больших сцинтилляционных детекторов.

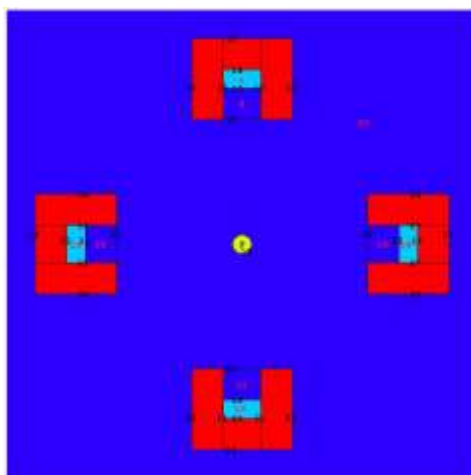


Рис. 92. Используемая в MCNP-расчетах «геометрия» части зала облучений и регистрации. Графитовая мишень в центре, пучок электронов падает на мишень нормально к плоскости рисунка.

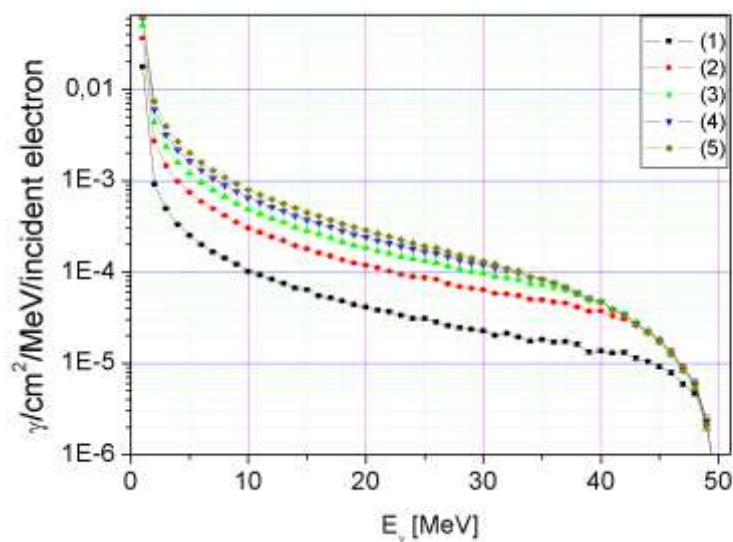


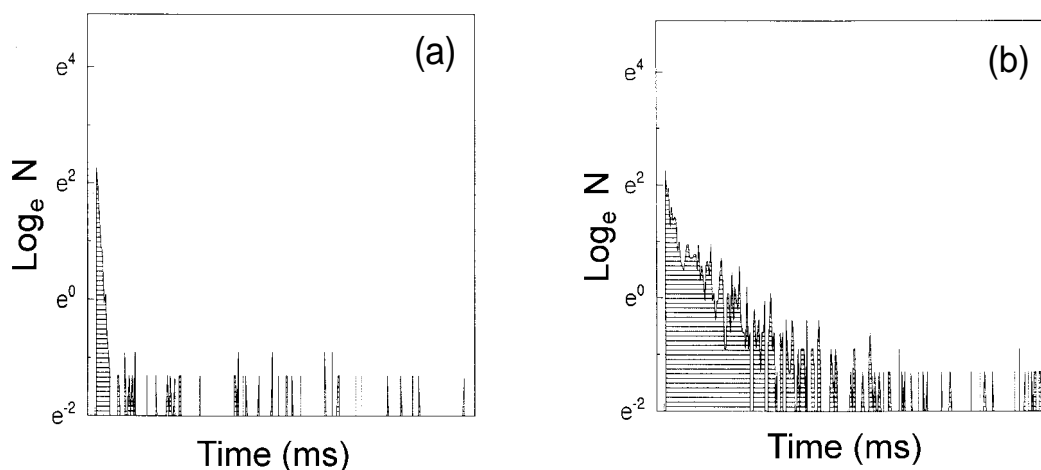
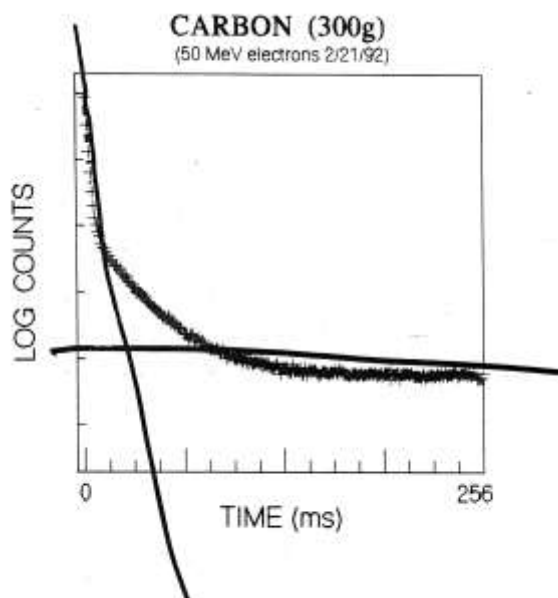
Рис. 93. Рассчитанные по MCNP усредненные удельные по объёму слоёв графитовой мишени спектральные плотности тормозных γ -квантов. Цифры во вставке обозначают номера слоёв по направлению движения пучка электронов.

Таблица 14. Элементный состав бетона, рассмотренного для зала облучений

Компонент	H	O	Na	C	Al	Si	K	Ca	Fe
%	8.476	60.41	0.947	0.3	2.48	24.2	0.6855	2.05	0.46

Таблица 15. Характеристики мишени из графита

величина	в [326,328]	в модели
Z	6	6
M, г/моль	12.011	12.011
$\eta_{\text{хим}}$;	1;	1;
$\eta_{\text{C-12}}$;	0.989;	0.989;
$\eta_{\text{C-13}}$	0.011	0.011
(X_0) , Г·см ⁻²	43.35	43.35
ρ , Г·см ⁻³	~2.3	2.3
m, Г	300	325.2
Z _M , см	5.08	∅6
Y _M , см	5.08	
S _M , см ²	25.8064	28.2743
X _M , см;	5.054;	5;
X _M , Г·см ⁻²	11.625	11.5

Рис. 94. Зарегистрированные отсчеты в расчете на один импульс ускорителя из [328]. (a) Al пластина-подставка + все остальное; (b) графитовый блок на этой пластине. $(E_c)_{\text{вх}} \approx 50$ МэВРис. 95. Пример “распадной” кривой из [326]. $(E_c)_{\text{вх}} \approx 50$ МэВ

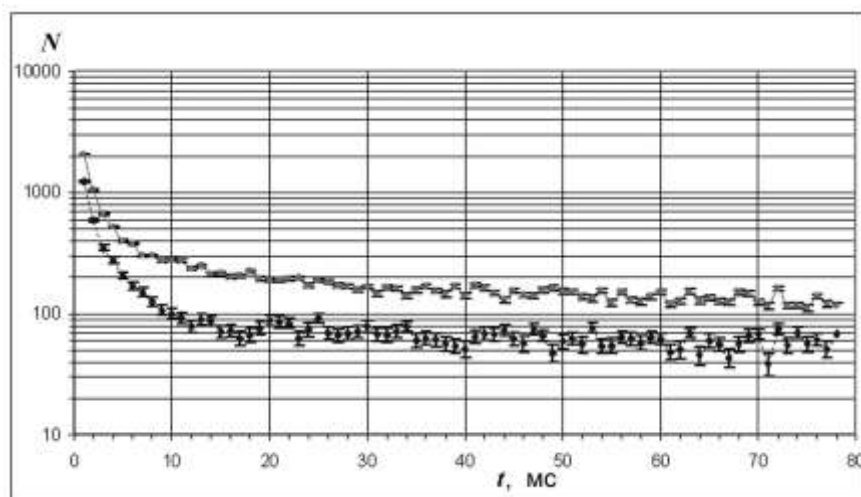


Рис. 96. Примеры “распадных” кривых из [182]. Мишени – графит (верхняя группа точек) и алюминий (нижняя группа точек). $(E_c)_{вх} \approx 55$ МэВ.

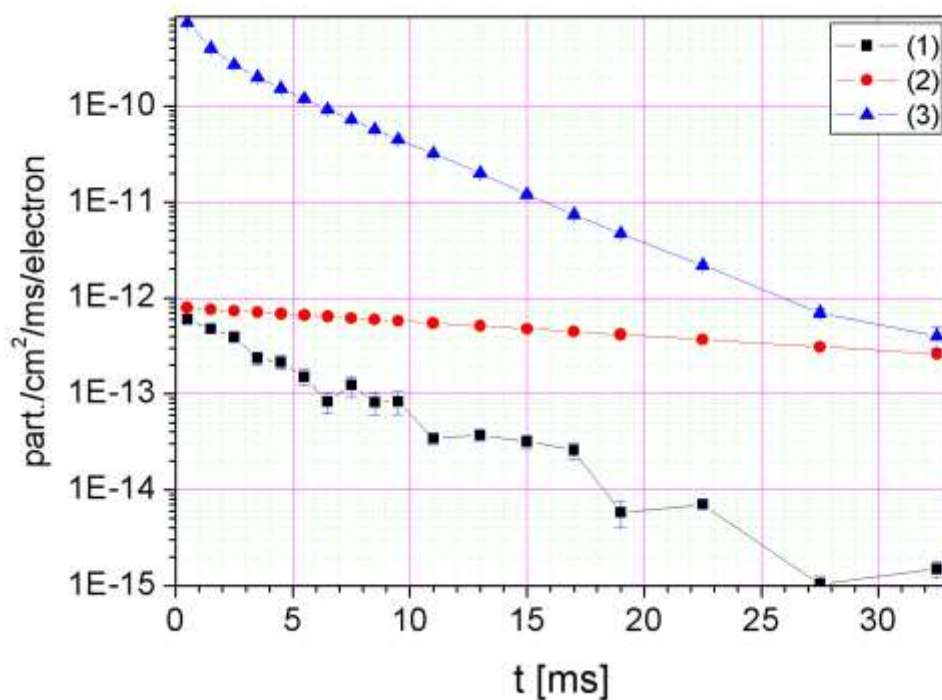


Рис. 97. Рассчитанные временные зависимости плотностей потоков гамма-квантов и нейтронов в сцинтилляционном детекторе и зале облучения: (1) – плотность потока гамма-квантов в зале, вызванных образованными нейтронами (2) – плотность потока гамма-квантов в сцинтилляционном детекторе от распадов ^{12}B в графитовой мишени, (3) – плотность потока нейтронов в зале.

Из нашей работы [341] следует, что только для реакции (III) имеется, приемлемая по точности информация о ее сечениях. С другой стороны, для реакции (III) доступна ограниченная информация из первых экспериментов с углеродными мишенями [182,326,328]. В [343] мы предприняли попытку модельного описания работы ФДВВН для углеродной мишени с учетом фона, вызванного образуемыми пучком фотонейтронами, в сопоставлении с имеющимися экспериментальными данными. Проводимое здесь модельное описание базируется на программе MCNPX-5 [347] и некоторых нижеуказанных приближениях.

В [326,328]: энергия падающих (по оси x) электронов $E_e \cong 50$ МэВ; импульсный ток электронов $\cong 4$ мА; длительность импульса пучка $\cong 5$ мкс; число e^- в импульсе $N_e \cong 1.25 \cdot 10^{11}$; радиатора нет; тормозные фотоны образуются в самой облучаемой мишени. К сожалению, в [326,328] нет информации о зале, в котором проводилось облучение мишеней. В нашей модели: зал ($4 \text{ м} \times \text{Ø}6 \text{ м}$); на мишень падает вертикально пучок e^- , расстояние от мишени до пола 1 м; стены, пол и потолок зала имеют одинаковую толщину 1 м и выполнены из бетона, состав которого в процентах по числу атомов указан в табл. 14. В [326,328] и в модели использовались мишени из графита, характеристики которых (Z – атомный номер; M – молекулярный вес; $\eta_{\text{хим}}$ – химический и $\eta_{\text{из}}$ – изотопный составы; X_0 – радиационная длина согласно [13,14]; ρ – плотность; m – масса; X_m, Y_m, Z_m – размеры по соответствующим осям координат) приведены в табл. 2. При этом в плоскости yz графитовая мишень расположена симметрично к осям координат. В модели (близко к тому, как это было в [326]) для регистрации вторичных γ -квантов использовалось 4 пластиковых сцинтиллятора с толщиной $h \cong 6$ см и диаметром $d = 12$ см, расположенных на расстоянии ≈ 50 см от центра мишени и погруженных в свинцовые защитные «стаканы» с толщинами стенок и дна 10 см. (см. на рис. 92 схему части зала облучений и регистрации вторичного излучения). Сцинтилляторы помещены внутри на дне полостей каждого из этих «стаканов», каждая из которых имеет полную глубину 16 см и внутренний диаметр $\approx d = 12$ см и обращена открытым торцом в сторону мишени.

Расчёт генерации ^{12}B в мишени проводится двумя способами. В первом аналитическом приближённом способе (см. примечание к табл. 13) для полного числа ядер ^{12}B , образованных во всей мишени в расчете на один падающий e^- получили $N_{\text{B-12}} \approx 1.39 \cdot 10^{-6}$, но при более тщательном подходе, учитывающем нерегулярную форму сечения реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$, следуемую из более поздней и подробной (из доступных на сегодня) работы [351] (см. рис. 91) получили снижение $N_{\text{B-12}}$ до $\approx 1.31 \cdot 10^{-6}$. Кроме того, необходимо учесть, что в настоящее время считаются наиболее адекватными физической реальности спектры тормозных фотонов от электронов из [28], и именно эти спектры используются при описании взаимодействия электронов с веществом в современных версиях таких универсальных программ как GEANT [104] и MCNP [347]. Однако, как было отмечено автором в [173], спектры из [28], не учитывая их поведение вблизи их границ по достигаемым энергиям тормозных фотонов E_γ «занижены» в своей основной части, определяющей для наших условий выход рассматриваемой реакции (III), на фактор ≈ 0.9 . Отсюда следует соответствующее «занижение» оцененной величины $N_{\text{B-12}}$ до $\approx 1.18 \cdot 10^{-6}$. Во втором способе расчета количества образуемых в графитовой мишени ядер ^{12}B при ее бомбардировке электронами мишень разбивалась на 5 слоев одинаковой толщины $\Delta x = 1$ см. Методом Монте-Карло по программе MCNPX-5 [347] для аналогичного узкого пучка падающих на мишень электронов для толщин, соответствующих серединам каждого слоя, были рассчитаны с

«шагом» $\Delta E_\gamma = 1$ МэВ усредненные удельные по площади поперечного сечения мишени S_M (см. табл. 15) спектральные плотности тормозных γ -квантов $n_{\gamma i,j}(E_{\gamma i})$, показанных на рис. 93 образуемых на один падающий на мишень e^- , таких, что соответствующие полные для рассматриваемого слоя спектральные плотности тормозных фотонов есть $N_{\gamma i,j}(E_{\gamma i}) \cong S_M \times n_{\gamma i,j}(E_{\gamma i})$. Здесь индекс i указывает интервал энергий E_γ , а индекс j – слой мишени. При этом считалось, что такие тормозные фотоны «работают» по всей толщине рассматриваемого j -го слоя мишени. Тогда в согласии с табл. 15 количество образуемых в мишени на один падающий e^- ядер ^{12}B есть:

$$N_{B-12} \cong [N_A \eta_{\text{хим}} \eta_{\text{изр}} \rho \Delta x / M] \times \sum_{i,j} \{ [N_{\gamma i,j}(E_{\gamma i})] \times [\sigma_i \times \Delta E_\gamma] \} \cong 0.99 \cdot 10^{-6}.$$

Разумно хорошее согласие результатов обеих оценок подтверждает их корректность. Полученные абсолютные скорости счета также разумно хорошо согласуются с экспериментом [326,328] (см. рис. 94 и 95), но их абсолютные величины очень малы и требуется их существенное увеличение. Определенные резервы для требуемого увеличения имеются за счет увеличения количества e^- в импульсе пучка (примерно на полтора порядка) и за счет увеличения эффективности регистрации (по крайней мере, на порядок за счет увеличения размеров детекторов). Вклады в фон от фотонейтронов, образованных в поле зала облучений могут быть существенно ослаблены, поскольку наши начальные модельные оценки показали, что использование «ловушки пучка» позволяет ослабить этот вклад примерно на два порядка. Представляется также, что можно значительно убыстрить спад фона от фотонейтронов с ходом времени t после импульса пучка при покрытии всех поверхностей стен, потолка и пола (и упомянутой «ловушки пучка») зала облучений проверяемых объектов слоем материалов, имеющих большие сечения захвата нейтронов (например, слоем Cd с толщиной, скажем, ~ 0.5 мм). Могут помочь также защита из ^6Li для органических сцинтилляторов, а также использование дейтерированных органических сцинтилляторов. Важно указать, что осуществление существенного подавления фона, связанного с образуемыми фотонейтронами сулит значительные преимущества для возможностей измерений сечений и выходов реакций (I) и (II), обсуждаемых выше, а результаты таких аккуратно проведенных измерений, позволят расширить применение показавших в [343] свою эффективность модельных рассмотрений и на реакции (I) и (II). Понятно, что возможности достижения всех этих указанных целей требуют своего дальнейшего аккуратного модельного и экспериментального изучения.

5.5. Выводы

1. В рамках задачи выделения вкладов изовекторного $E2$ гигантского резонанса:

1.1. Освоена и многосторонне проверена методика расчётов γ' -каскадов при девозбуждении атомных ядер. Показана связь заселения метастабильных изомерных состояний с важными аспектами ядерных реакций под действием тормозных фотонов и/или e^- (в том числе с малыми

сечениями) при использовании для их изучения пригодной на ускорителях e^- с высокой скважностью активационной методики. Доказано, что для реакций с заселением высокоспиновых изомерных состояний есть усиление примерно на порядок относительного вклада E2 ГР.

1.2. На тормозных фотонах на ЛУЭ-100 и микротроне в Ужгороде с Ge(Li)-спектрометрами измерено сечение реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$ при $E_\gamma \cong (4 \div 46)$ МэВ, в котором есть пик при E_γ у порога (γ, n) реакции ($\sigma_{\text{max}} \approx 1$ мб), но нет заявленного в литературе большого пика при $E_\gamma \sim 27$ МэВ, трактовавшегося, в частности, как возможное проявление вклада изовекторного E2 ГР. Отмечено: при E_γ до $E_{(\gamma, n)\text{-порог}}$ измеряемые $(\gamma, \gamma')^m$ -сечения позволяют судить о поведении полного сечения ядерного фотопоглощения, а при $E_{(\gamma, n)\text{-порог}} < E_\gamma < \sim (E_{(\gamma, n)\text{-порог}} + 1.5 \text{ МэВ})$ о соотношении радиационной и нейтронной ширин при девозбуждении ядер; реакция $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$, благодаря форме своих сечения и выхода и сравнительно большому $T_{1/2}$ у ^{115m}In , весьма интересна для мониторинга пучков в активационных фотоядерных экспериментах.

1.3. Измерены на ЛУЭ-100 изомерные отношения выходов заселения метастабильного ($J=12$) и основного ($J=2$) состояний ^{196}Au в реакциях $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m.g}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}((e^-), (e^-)'n)^{196m.g}\text{Au}$. В результате анализа полученных результатов впервые предложен и успешно осуществлен оригинальный метод выделения изовекторного E2 ГР с использованием заселения высокоспиновых метастабильных состояний ядер. Этот метод использует: а) значительно увеличенный «эффективный» порог из-за необходимости для заселения состояния ^{196m}Au набрать в γ' -каскаде высокий спин; б) возрастания изомерного отношения в ~ 10 раз при переходе в фотопоглощении от E1 к E2; в) отношение количеств «работающих» виртуальных квадрупольных и дипольных γ -квантов ≈ 3 ; г) уменьшение погрешностей при использовании относительных измерений.

1.4. Предложены оригинальные варианты метода выделения изовекторного E2 ГР при измерении асимметрии вылета нейтронов в (γ, n) -реакции на свинце, основанные на использовании регистрации нейтронов: а) с помощью пороговых активационных детекторов нейтронов; б) с помощью сцинтилляционных спектрометров в реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_0)$ (последнее частично опробовано на ЛУЭ-25 Института биофизики МЗ РФ).

1.5. На основе собственных разработок и анализа литературных данных дан краткий обзор современного состояния решения проблемы выделения изовекторного E2 ГР.

2. В рамках выработки представлений о диссипации энергии и девозбуждении в атомных ядрах при возбуждении в них E1 ГР в фотоядерных реакциях измерены на разрезном микротроне на 55 МэВ ФИАН – НИИЯФ МГУ выходы конкурирующих между собой различных парциальных фотонуклонных реакций в зависимости от числа нейтронов N в ядрах-мишенях при фиксированном атомном номере $Z=22$ (титан). Показаны неудовлетворительные состояния описания конкуренции между (γ, p) - и (γ, n) -реакциями при больших N в претендующей на универсальность программы описания ядерных реакций TALYS и перспективность использо-

вания для этих целей разработанной в НИИЯФ МГУ комбинированной модели фотонуклонных реакций.

3. В рамках задачи получения медицинских радиоизотопов с помощью фотоядерных реакций:

3.1. Оценены возможности фотоядерного получения ряда радиоизотопов для медицины.

3.2. На разрезном микротроне на 55 МэВ ФИАН – НИИЯФ МГУ проведены эксперименты, направленные на образование и радиохимическое выделение радиоизотопов ^{18}F и ^{67}Cu с высокими полными и удельными активностями при использовании соответственно реакций $^{23}\text{Na}(\gamma, \alpha n)^{18}\text{F}$ и $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$.

4. В рамках разработки фотоядерного (^{12}N ; ^{12}B)-детектирования азота и углерода:

4.1. Расчетным и экспериментальным способами было доказано выполнение требований радиационной безопасности при облучениях багажа авиапассажиров при фотоядерном (^{12}N ; ^{12}B)-детектировании скрытых взрывчатых веществ и наркотиков (ФДВВН).

4.2. Исследованы потоки и спектры вторичных γ' -квантов, электронов и позитронов, испускаемых при распадах ^{12}B и ^{12}N , образованных в «характерных образцах».

4.3. Проанализированы доступные литературные сведения и результаты собственных расчетов по моделям ядерных реакций TALYS и EMPIRE для сечений реакций фотоядерного образования в азоте и углероде изотопов ^{12}N и ^{12}B , используемых для ФДВВН. Показано: только для реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ имеется удовлетворительные экспериментальные данные; есть серьезные указания на неадекватность описания используемых в ФДВВН реакций указанными моделями.

4.4. Предложены проекты измерений сечений и выходов реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$.

4.5. Дано удовлетворительное модельное описание фотоядерного $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ активационного детектирования углерода на основе программы MCNPX-5, важное для проверки реалистичности и чувствительности методики, а также для ее оптимизации.

6. ИССЛЕДОВАНИЯ С ФОТОНАМИ ОТ ОБРАТНЫХ РЕАКЦИЙ

Исследования реакций, обратных фотоядерным, когда регистрируются образующиеся в этих реакциях фотоны с энергиями, характерными для силовых функций ГР, предоставляют в части случаев альтернативу и возможный способ тестирования, а также являются существенным дополнением для исследований прямых фотоядерных реакций. Сложности при исследованиях фотоядерных реакций с реальными тормозными или аннигиляционными фотонами делают желательными исследования обратных реакций (при наличии соответствующих ядер-мишеней и для подходящих реакций). Так, о паре альтернативных и взаимно тестирующих исследований сообщалось выше в подразделе 5.1.4 для реакций (γ, n_0) и (n, γ_0) на изотопах свинца. Настоящая глава посвящена исследованиям с участием автора обратных реакций под действием заряженных адронов. В частности, в разделе 6.2 сообщается об исследовании реакции ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ [355], являющейся альтернативной для фотоядерной реакции ${}^4\text{He}(\gamma, d){}^2\text{H}$. Напомним, что возможность возбуждения ГР является общим свойством почти всех атомных ядер, не считая только ядра – малонуклонные системы, но и для них могут представлять большой интерес исследования прямых и обратных фотоядерных реакций при энергиях фотонов, сопоставимых с характерными для ГР (чему и посвящён раздел 6.2). Кроме того, реакции синтеза многозарядных ионов обеспечивают существенное дополнение исследованиям ГР, построенным на основных состояниях ядер, давая возможность исследований ГР, построенных на возбуждённых состояниях ядер, которым с использованием материала наших исследований реакции $({}^{32}\text{S} + {}^{27}\text{Al}) \rightarrow ({}^{59}\text{Cu} + \gamma)$ [356], посвящён раздел 6.3. Указанные исследования обратных реакций на заряженных адронах (из разделов 6.2 и 6.3) проводились на ускорителе-тандеме XTU Национальной лаборатории в Legnaro (INFN, Италия). При этом регистрация испускаемых при обратных реакциях γ -квантов велась с помощью NaI- и BGO-сцинтилляционных спектрометров [357], о разработке и тестировании которых сообщается в разделе 6.1.

6.1. NaI- и BGO- спектрометры для изучения реакций, обратных фотоядерным

В нашей работе [357] сообщалось о создании спектрометров γ -квантов ($E_\gamma \cong (10-100)$ МэВ) для экспериментальных исследований реакций, обратных фотоядерным. Понятно, что такие спектрометры должны иметь: а) хорошее энергетическое разрешение; б) большую эффективность регистрации (и геометрическую, и физическую); в) низкую чувствительность к фону нейтронов и γ -квантов в зале измерений; г) возможность вести измерения для оперативно и точно устанавливаемых углов испускания γ -квантов в исследуемых обратных реакциях при широких диапазонах этих углов. В качестве таких спектрометров γ -квантов мы выбрали сцинтилляционные спектрометры с кристаллами NaI $\varnothing 24$ см и 32 см длиной и BGO (германат висмута $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) $\varnothing 10,2$ см и 10 см длиной.

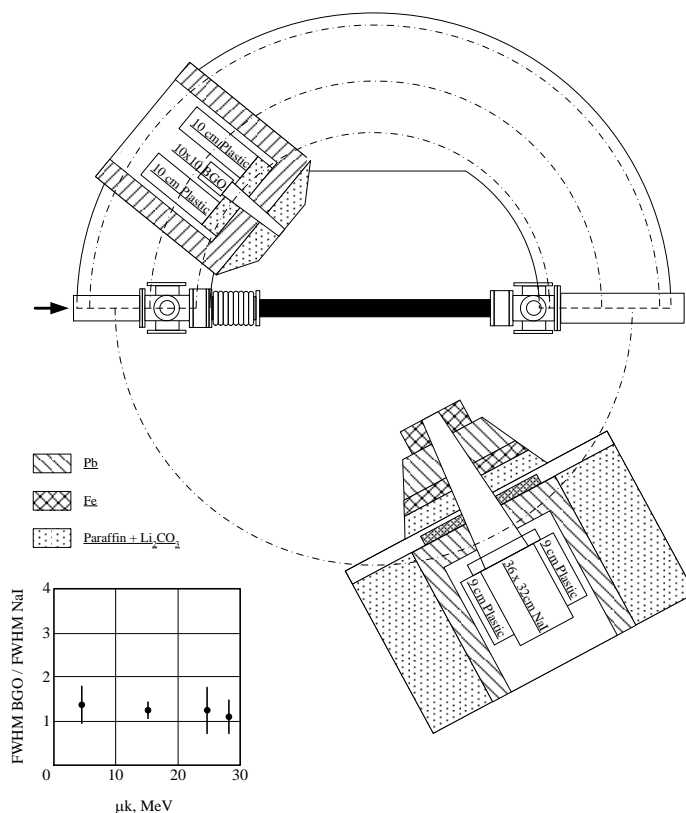


Рис. 98. Схема мишени и γ -спектрометров с защитой. Вставка – отношение разрешения спектрометров от энергии γ -квантов.

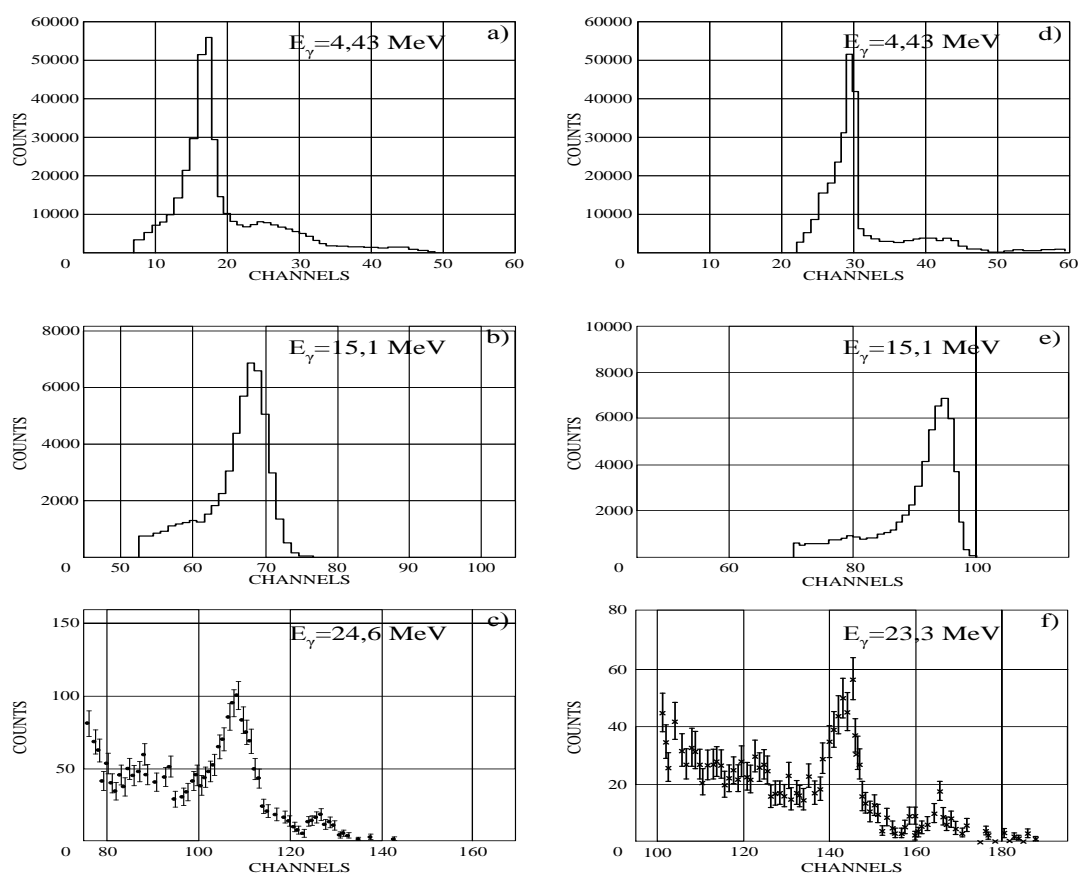


Рис. 99. (a)-(c) и (d)-(f) – спектры фотонов от неупругого резонансного рассеяния и радиационного захвата протонов на ядрах ^{12}C для обследованных в [357] BGO- и NaI-сцинтилляционных γ -спектрометров полного поглощения соответственно.

Указанные NaI(Tl)- и BGO- спектрометры находятся в пассивной защите из парафина (с Li_2CO_3), Pb и Fe, а также в «антисовпадательной» пластиковой активной защите (см. рис. 98). В обоих спектрометрах для контроля их стабильности в течение проводимых экспериментов применялись световые диоды. Для BGO была осуществлена также температурная стабилизация. Для абсолютной калибровки энергетической шкалы спектрометров использовались линии радиоактивных источников и пики от ядерных реакций (в частности, (4.43 и 15.11) МэВ от реакции $^{12}\text{C}(p,p'\gamma)$ и ~24 МэВ от реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma_0)$, см. рис. 99). В спектрометрах использовались схемы укорочения спектрометрических сигналов и исключения их наложений. При обработке данных, полученных с этими спектрометрами, учитывались их функции отклика.

6.2. Исследование $^2\text{H}(d,\gamma)^4\text{He}$ реакции при энергиях возбуждения до ~40 МэВ

Фотоядерная реакция $^4\text{He}(\gamma,d)^2\text{H}$ и обратная ей реакция $^2\text{H}(d,\gamma)^4\text{He}$ неоднократно привлекали к себе внимание в качестве одного из важных возможных источников сведений о характере нуклон-нуклонных взаимодействий в атомных ядрах и, прежде всего, в малонуклонных системах. Сложности экспериментальных исследований этих реакций связаны как с малостью интересующих сечений, так и с большими фонами, и, в частности, для $^2\text{H}(d,\gamma)^4\text{He}$ реакции с n-фоном от намного более вероятной реакции $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$. Как ожидается, важная информация должна содержаться в угловых распределениях испускаемых γ -квантов в системе центра масс (с.м.), и в частности, в отношениях $R = [(d\sigma/d\Omega)\{\theta_{\text{с.м.}}=90^\circ\}]/[(d\sigma/d\Omega)\{\theta_{\text{с.м.}}=135^\circ\}]$. Согласно теории эти распределения должны в основном задаваться E2 переходом от состояния перед рассеянием к $^1\text{S}_0$ состоянию ^4He , а отклонение R от нуля должно быть чувствительно к примеси D-компоненты для основного состояния ^4He . При этом большой интерес представляют измерения для кинетических энергий падающих дейтронов в лабораторной системе $E_d \geq 20$ МэВ.

В нашей работе [355] были измерены отношения R для трёх значений (в лабораторной системе) $E_d \cong (20; 24 \text{ и } 28)$ МэВ. Использовалась газовая мишень в виде секции пучкопровода из нержавеющей стали длиной 100 см с газообразным дейтерием (полная толщина 50 мг/см^2 , чистота 99,95%). Эта секция была отделена от остальной части линии пучкопровода двумя окнами из картона толщиной 10 мг/см^2 каждое. На рис. 98 показаны газовая мишень с двумя, просматриваемыми её указанными выше γ -спектрометрами (NaI и BGO [357]) с активной и пассивной защитой и с Pb коллиматорами, выделяющими телесные углы 20 мстер и 12 мстер соответственно. γ -спектрометры можно было перемещать вокруг центра этой мишени. В зависимости от угла, под которыми расположены γ -спектрометры, «просматриваемая» ими доля газовой мишени составляла от 30 до 50 см. Из-за того, что размеры мишени и спектрометров с их коллиматорами сопоставимы с расстояниями между ними, понадобились аккуратно рассчитанные геометрические поправки для результатов измерений. Калибровки по энергии и по эф-

фактивному телесному углу для обоих γ -спектрометров выполнялись при заполнении мишени газообразным метаном, когда анализировались γ -пики от реакций $^{12}\text{C}(p,p'\gamma)$ и $^{12}\text{C}(p,\gamma)$, сечения которых хорошо известны. Примеры измеренных обоими γ -спектрометрами спектров для $E_d \approx 28$ МэВ и $\theta_\gamma \approx 120^\circ$ от захватных γ -квантов с энергией $E_\gamma \approx 36$ МэВ (здесь всё в лабораторной системе) приведены на рис. 100. Крутые подъёмы спектров в сторону меньших энергий от захватных пиков с заселением основного состояния ^4He при $E_{\gamma \text{ cap}}$ связаны с фоном, вызванным нейтронами. Для всех трех указанных значений E_d измеренные отношения $R \sim (0.1 \div 0.2)$.

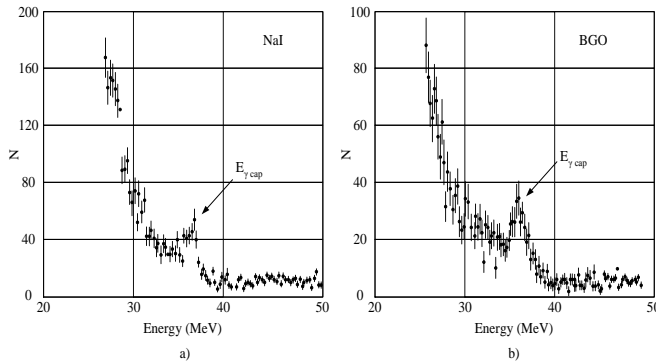


Рис. 100. Измеренные спектры при $E_d \approx 28$ МэВ, $\theta_\gamma \approx 120^\circ$, $E_\gamma \approx 36$ МэВ (в лабораторной системе).

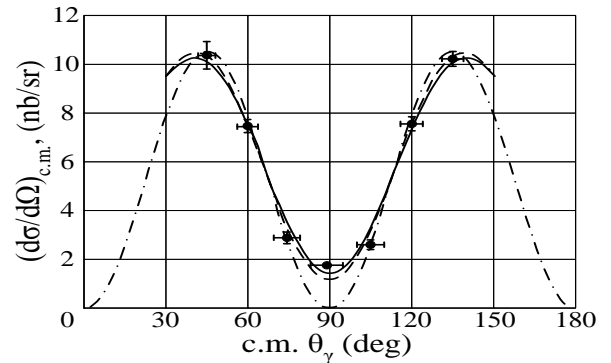


Рис. 101. Для $^2\text{H}(d,\gamma)^4\text{He}$ при $E_d \approx 28$ МэВ измеренные угловые распределения (в системе центра масс).

Кроме того, в [355] для $E_d \approx 28$ МэВ (т.е. для ^4He энергии возбуждения ≈ 38 МэВ) было измерено абсолютное дифференциальное по углам в системе центра масс сечение $[(d\sigma/d\Omega)\{\theta_{c.m.}\}]$ для семи значений этих углов между 45° и 135° и сопоставлено с разложением по полиномам Лежандра, результаты чего показаны на рис. 101. Штрих-пунктирная кривая – $\sin^2(2\theta_{c.m.})$, нормализованный при $\theta_{c.m.} = 45^\circ$. Измеренное $[(d\sigma/d\Omega)\{\theta_{c.m.} = 90^\circ\}] \approx (1.7 \div 1.85)$ нб/стер, то есть существенно больше 0, что вместе с указанными результатами для отношений R можно с некоторой осторожностью считать указанием на наличие D-компоненты у основного состояния ^4He .

6.3. Изучение формы ядер ^{59}Cu при умеренных возбуждениях и спинах на основе извлеченных из измеренных γ -спектров от реакции синтеза ($^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$) параметров E1 ГР, построенных на возбужденных состояниях ^{59}Cu

На пучке ^{32}S , падающем на мишень ^{27}Al толщиной 1.6 мг/см 2 , измерены приведённые на рис. 102 спектры γ -квантов с $E_\gamma \leq 30$ МэВ от девозбуждения образуемых при реакции синтеза ($^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$) компаунд ядер ^{59}Cu для двух значений энергии возбуждения в системе центра масс $E_x \approx (54$ и $77)$ МэВ и угловых моментах $J \leq 38\hbar$ [356]. Пучок ^{32}S делали пульсирующим для отделения «мгновенных» импульсов, вызванных этими γ -квантами, от импульсов, вызванных n .

С помощью расчётов по статистической модели из этих γ -спектров извлекались параметры (интенсивность S (в единицах классического правила сумм), энергия максимума E_m , ширина Γ) усредненного подгоночного лоренциана (для каждого из указанных значений E_x), описывающего изовекторные E1 ГР, построенные на возбуждённых состояниях ядер ^{59}Cu . Эти расчёты

можно рассматривать, как обобщение расчётов, освоенных нами и описанных в подразделе 5.1.1 (с использованием модели Акселя-Бринка), распространённое на случай значительно более высоких E_x и J . Параметры лоренцианов для обоих значений E_x сопоставлялись как между собой, так и с известными из литературы параметрами лоренцианов для компаунд ядер ^{63}Cu , полученными для трех реакций синтеза ($^6\text{Li}+^{57}\text{Fe}$), ($^{12}\text{C}+^{51}\text{V}$) и ($^{18}\text{O}+^{45}\text{Sc}$) при $E_x \approx 52$ МэВ и $J \leq (13; 17 \text{ и } 23)\hbar$ соответственно, а для последней реакции ещё и при $E_x \approx 77$ МэВ и $J \leq 35\hbar$. Можно было ожидать уширения этих Е1 ГР по сравнению с Е1 ГР, построенными на основных состояниях ядер ^{59}Cu и ^{63}Cu , за счёт роста тепловых флуктуаций при возрастании температуры ядра T , а также за счёт динамической деформации образуемых компаунд ядер из-за больших обрётённых ими J . Напомним: наши измерения сечения реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$, близкого в большей части измеренной области к полному сечению фотопоглощения, которое при этих E_γ практически есть сечение Е1 ГР, построенного на основном состоянии ^{63}Cu , даны в разделе 4.1.

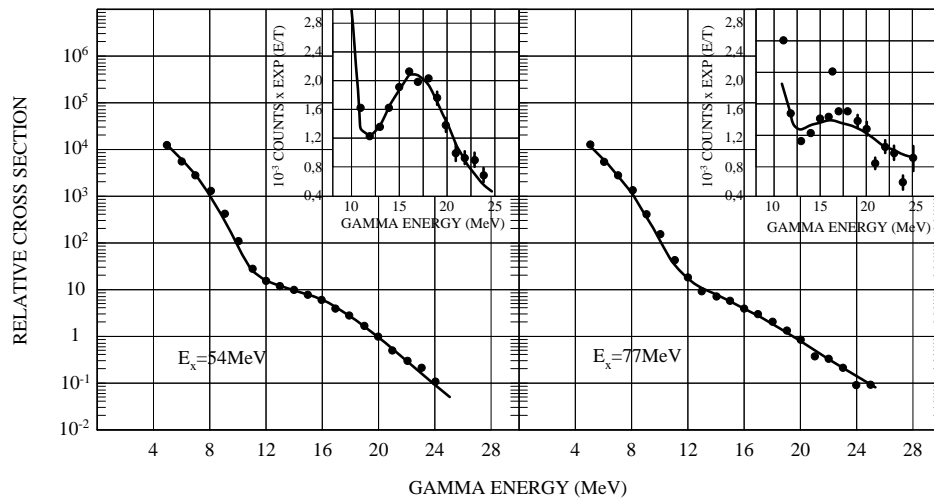


Рис. 102. Точки – измеренные γ -спектры для реакции синтеза ($^{32}\text{S}+^{27}\text{Al}$), сплошные кривые – подогнанные по методу наименьших квадратов результаты расчёта по статистической модели.

На основании этих расчётов можно сделать следующие важные выводы. При $E_x \sim 50$ МэВ и $J \leq (23 \div 26)\hbar$ компаунд ядра ^{59}Cu и ^{63}Cu остаются довольно близкими к сферическим, а изовекторные Е1 ГР, построенные на возбуждённых состояниях этих ядер, приемлемо хорошо описываются с помощью одиночных подгоночных лоренцианов со значениями их параметров S , E_m и Γ , разумно хорошо согласующимися для ^{59}Cu и ^{63}Cu при этих возбуждениях, а также с параметрами подгоночного лоренциана для изовекторного Е1 ГР, построенного на основном состоянии ядра ^{63}Cu . Положение радикально меняется при переходе и для ^{59}Cu , и для ^{63}Cu к $E_x \approx 77$ МэВ и $J \leq (38 \text{ и } 35)\hbar$ соответственно: если для ^{63}Cu одиночный подгоночный лоренциан по-прежнему оказывается достаточно пригодным, то для ^{59}Cu такого типа лоренциан даже при увеличенной в 1,5 раза величине Γ намного хуже подходит для описания измеренных спектров (в ~ 15 раз хуже по χ^2 -критерию), и необходим переход к описанию с помощью двух лоренцианов, типичному для сильно деформированных ядер, что, видимо, указывает на резко возрос-

шую деформацию образуемых компаунд ядер ^{59}Cu . Последнее согласуется как с необходимыми изменениями свойств компаунд ядер ^{59}Cu при тех же значениях E_x и J для описания по статистической модели измеренных ранее спектров энергий испаряющихся заряженных частиц, отличных от ожидаемых для сферических ядер, так и с предсказаниями модели вращающейся жидкой капли резкого перехода при таких значениях E_x и J от слабо вытянутых к сильно сплюснутым компаунд ядрам, который уже есть для ^{59}Cu , но ещё не наступает для ^{63}Cu .

6.4. Выводы

1. Созданы и прокалиброваны NaI- и BGO- сцинтилляционные спектрометры γ -квантов ($E_\gamma \cong (10-100)$ МэВ) для экспериментальных исследований реакций, обратных фотоядерным.
2. На ускорителе-тандеме в Legnaro с помощью созданных NaI- и BGO- спектрометров, измерено угловое распределение γ -квантов от реакции $^2\text{H}(d,\gamma)^4\text{He}$ при возбуждениях E_x до 38 МэВ и показано, что есть указания на примесь D-волны для основного состояния ^4He .
3. Там же и с теми же γ -спектрометрами измерены спектры γ -квантов от реакции синтеза ($^{32}\text{S}+^{27}\text{Al}$) при возбуждениях $E_x \cong (54 \text{ и } 77)$ МэВ и угловых моментах J до $38\hbar$. Из усреднённых параметров изовекторных E1 ГР, построенных на возбуждённых состояниях ^{59}Cu (то есть для существенного расширения области применимости понятий о E1 ГР) и извлечённых из обработки этих γ -спектров, следует, что форма ядер ^{59}Cu при $E_x \cong 77$ МэВ существенно меняется из-за динамической деформации, вызванной большими J .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты, полученные в настоящей работе:

1. Впервые в нашей стране создана комплексная установка для получения прецизионных пучков электронов, позитронов, тормозных и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов («моно- γ ») для исследований гигантских резонансов (ГР) в атомных ядрах, состоящая из: импульсного линейного ускорителя электронов на бегущей волне ЛУЭ-100; системы транспортировки, формирования и анализа пучков электронов и позитронов (с разрешением до $\sim 0.1\%$ и акцептантами горизонтальным до $\sim 1.60 \cdot 10^{-3}$ м·рад и вертикальным до $\sim 0.57 \cdot 10^{-3}$ м·рад.), включающей в себя спектрометр позитронов (захватываемые телесный угол $\Delta\Omega^+ \cong 0.5 \cdot 10^{-4}$ ср и диапазон импульсов $(\Delta p/p_0) = 1.3\%$.); системы узлов конвертерных ($e^- \rightarrow e^+$) мишеней; узла аннигиляционной ($e^+ \rightarrow$ «моно- γ ») мишени с очищающим магнитом; системы мониторов пучков с использованием, в частности, впервые в мире переходного излучения в оптическом диапазоне для мониторинга пучков электронов. Получены коэффициенты конверсии ($e^- \rightarrow e^+$) и ($e^+ \rightarrow$ «моно- γ ») на уровне лучших мировых достижений в интересующей области энергий.
2. Впервые измерен $K(E^+, E^-, \theta^+ = \theta^- = 0, Z, T)$ – дифференциальный коэффициент конверсии ($e^- \rightarrow e^+$) для энергий электронов $E^- \sim (25 \div 60)$ МэВ, что позволило определить поведение K при $E^- \sim (9 \div 220)$ МэВ. Показано: для получения пучков позитронов оптимальная энергия электронов в их пучке с фиксированной мощностью составляет $(E^-)_{\text{опт}} \sim (60 \div 90)$ МэВ.
3. На ЛУЭ-100 получены прецизионные пучки электронов с энергией $(E^-) \sim (6 \div 100)$ МэВ при $(\Delta E^-/E^-)$ вплоть до $\sim (\pm 0.4)\%$ и среднем токе до ~ 17 мкА и позитронов с $(E^+) \sim (6 \div 70)$ МэВ при $(\Delta E^+/E^+) \sim (1 \div 2)\%$ и среднем токе до $\sim 10^9$ e^+/c . Разработана модель динамики позитронов при их дополнительном ускорении в ЛУЭ, результаты которой хорошо согласуются с данными наших экспериментов. Показано, что на ЛУЭ с номинальными (E^-) до ~ 100 МэВ позитроны с (E^+) до ~ 30 МэВ (что практически включает весь диапазон, требуемый для исследований Е1 ГР) эффективнее получать без их дополнительного ускорения.
4. Впервые для фольг Ве, Nb и Та с толщинами соответственно (0.015; 0.035; 0.012) г·см⁻² на «игольчатом» пучке электронов с $E^- \cong 50$ МэВ исследовано их многократное рассеяние.
5. Проведены исследования-калибровки рентгеновских пленок РТ-6М, применяемых в рентгеноэмульсионных камерах, используемых для регистрации электронов, позитронов, γ -квантов и адронов космического излучения с энергиями до 10^{12} эВ (и более). Проведён цикл работ на пучках «одиноким» электронов, позитронов и γ -квантов различных энергий на ЛУЭ-100 по измерениям функций отклика и эффективностей регистрации черенковских и сцинтилляционных детекторов частиц (и их комбинаций), в частности, для использованного на искусственных спутниках Земли спектрометра электронов СЭЗ-8МА.

6. Проанализированы данные о потоках и спектрах тормозных фотонов от электронов (для наиболее интенсивного и используемого источника фотонов) и от позитронов (для основного фонового процесса при образовании аннигиляционных фотонов), а также спектров виртуальных фотонов разной мультипольности в электрон- и позитрон- ядерных реакциях. Показано: методика (e^+, e^-)-вычитания фона от тормозных фотонов в экспериментах с аннигиляционными фотонами корректна. На основе предложенной аппроксимации различий тормозных спектров от электронов (более современных (S.M.Seltzer и M.J.Berger), и используемых ранее (L.I.Schiff)) впервые показано существенное влияние этих различий на получаемые сечения Е1 ГР в прецизионных измерениях с тормозными фотонами. Разработана методика расчетов потоков и спектров тормозных фотонов, а также решения прямой и обратной задач для фотоядерных реакций при толстых и радиаторах, и мишенях в «плотной геометрии» при работах в области ГР.
7. Создана программа расчётов полных и дифференциальных коэффициентов конверсии ($e^+ \rightarrow$ «моно- γ »), которая применена для системы получения на ЛУЭ-100 «моно- γ » с $E_\gamma \approx (10 \div 40)$ МэВ. Показано, в частности, что для Ве аннигиляционной мишени толщиной $(1 \div 2,5)$ мм и углов коллимирования фотонов $(1 \div 3) \times 10^{-2}$ рад при энергии фотонов $E_\gamma \approx 16$ МэВ получены потоки «моно- γ » $\sim (0.1 \div 2) \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ при $\Delta E_\gamma \sim (350 \div 550)$ кэВ.
8. Рассмотрены возможности получения прецизионных пучков тормозных и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов при соединении ЛУЭ с ускорителями-накопителями. В частности, эти возможности осуществились для тормозных фотонов на ускорителе-накопителе ADONE (Frascati, Италия) на созданной с участием автора установке с внутренней струйной Ag-мишенью накопителя и системой мечения для $E_\gamma \approx (200 \div 1200)$ МэВ. Кроме того, впервые предложен проект источника квазимонохроматических аннигиляционных фотонов на ускорителе-накопителе ВЭПП-3 (Новосибирск) на основе накапливаемого e^+ -пучка и внутренней дающей наилучшее соотношение аннигиляционных и тормозных фотонов накопительной H_2 мишени – ячейки для $E_\gamma = (500 \div 750)$ МэВ.
9. С «моно- γ » на ЛУЭ-100 двухкристальной «совпадательной» методикой при $E_\gamma \approx (12 \div 25)$ МэВ с $\Delta E_\gamma \approx 350$ кэВ измерены сечения используемой в качестве эталона при активационных фотоядерных исследованиях ГР реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$. Применённая методика пригодна для измерений сечений фотонейтронных реакций для большой группы ядер.
10. Впервые с помощью методики прямой регистрации осколков деления в поликарбонатных плёнках с автоматическим счётом протравленных треков на пучке «моно- γ » на ЛУЭ-100 при $E_\gamma \approx 10$ МэВ и разрешении ~ 300 кэВ измерено сечение реакции $^{238}\text{U}(\gamma, F)$. Получена независимая проверка известного метода измерений сечений фотоделения, основанного на обработке зарегистрированной множественности испускаемых в реакциях нейтронов.

11. В рамках задачи выделения вкладов изовекторного E2 ГР:
- 11.1. Освоена и многосторонне проверена методика расчётов γ' -каскадов при девозбуждении атомных ядер. Доказано, что для реакций с заселением высокоспиновых изомерных состояний есть усиление примерно на порядок относительного вклада E2 ГР.
- 11.2. На тормозных фотонах на ЛУЭ-100 и микротроне в Ужгороде с Ge(Li)-спектрометрами измерено сечение реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$ при $E_\gamma \cong (4 \div 46)$ МэВ, в котором есть пик при E_γ у порога (γ, n) реакции ($\sigma_{\text{max}} \approx 1$ мб), но нет заявленного в литературе большого пика при $E_\gamma \sim 27$ МэВ, трактовавшегося, как возможное проявление вклада изовекторного E2 ГР. Отмечено: при $E_\gamma < E_{(\gamma, n)\text{-порог}}$ измеряемые $(\gamma, \gamma')^m$ -сечения позволяют судить о поведении полного сечения ядерного фотопоглощения, а при $E_{(\gamma, n)\text{-порог}} < E_\gamma < \sim (E_{(\gamma, n)\text{-порог}} + 1.5 \text{ МэВ})$ об изменении соотношения радиационной и нейтронной ширин при девозбуждении ядер.
- 11.3. Измерены на ЛУЭ-100 изомерные отношения выходов заселения метастабильного ($J=12$) и основного ($J=2$) состояний ^{196}Au в реакциях $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m, g}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}((e^-), (e^-)'n)^{196m, g}\text{Au}$. В результате анализа полученных результатов впервые предложен и успешно осуществлен оригинальный метод выделения изовекторного E2 ГР с использованием заселения высокоспиновых метастабильных состояний ядер. Этот метод использует: а) значительно увеличенный «эффективный» порог из-за необходимости для заселения состояния ^{196m}Au набрать в γ' -каскаде высокий спин; б) возрастание изомерного отношения в ~ 10 раз при переходе в фотопоглощении от E1 к E2; в) отношение количеств «работающих» виртуальных квадрупольных и дипольных γ -квантов ≈ 3 ; г) уменьшение погрешностей при использовании относительных измерений.
- 11.4. Впервые предложены оригинальные варианты метода выделения изовекторного E2 ГР при измерении асимметрии вылета нейтронов в (γ, n) -реакции на свинце, основанные на использовании регистрации нейтронов: а) с помощью пороговых активационных детекторов нейтронов; б) с помощью сцинтилляционных спектрометров в реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_0)$ (последнее частично опробовано на ЛУЭ-25 Института биофизики МЗ РФ).
- 11.5. На основе собственных разработок и анализа литературных данных дан краткий обзор современного состояния решения проблемы выделения изовекторного E2 ГР.
12. В рамках выработки представлений о диссипации энергии и девозбуждении в атомных ядрах при возбуждении в них E1 ГР в фотоядерных реакциях измерены на разрезном микротроне на 55 МэВ ФИАН – НИИЯФ МГУ выходы конкурирующих между собой различных парциальных фотонуклонных реакций в зависимости от числа нейтронов N в ядрах-мишенях при фиксированном атомном номере $Z=22$ (титан). Показаны неудовлетворительное состояния описания конкуренции между (γ, p) - и (γ, n) -реакциями при больших N в претендующей на универсальность модели ядерных реакций TALYS и перспективность ис-

пользования для этих целей разработанной в НИИЯФ МГУ комбинированной модели фотонуклонных реакций.

13. В рамках задачи получения медицинских радиоизотопов с помощью фотоядерных реакций:
 - 13.1. Оценены возможности фотоядерного получения ряда радиоизотопов для медицины.
 - 13.2. На разрезном микротроне на 55 МэВ ФИАН – НИИЯФ МГУ проведены эксперименты для медицины по образованию и радиохимическому выделению ^{18}F и ^{67}Cu с высокими полными и удельными активностями из реакций $^{23}\text{Na}(\gamma, \alpha n)^{18}\text{F}$ и $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$.
14. В рамках разработки фотоядерного (^{12}N ; ^{12}B)-детектирования азота и углерода:
 - 14.1. Доказано выполнение требований радиационной безопасности при облучениях багажа авиапассажира при фотоядерном (^{12}N ; ^{12}B)-детектировании скрытых взрывчатых веществ и наркотиков (ФДВВН).
 - 14.2. Проведено исследование потоков и спектров вторичных γ' -квантов, электронов и позитронов, испускаемых при распадах ^{12}B и ^{12}N , образованных в «характерных образцах».
 - 14.3. Дан анализ литературных сведений и результатов собственных расчетов по моделям ядерных реакций TALYS и EMPIRE для сечений реакций фотоядерного образования в азоте и углероде изотопов ^{12}N и ^{12}B , используемых для ФДВВН. Показано: только для реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ имеются удовлетворительные экспериментальные данные; есть указания на неадекватность описания используемых в ФДВВН реакций этими моделями.
 - 14.4. Предложены проекты измерений сечений и выходов реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$.
 - 14.5. Даны оценки и впервые модельное описание фотоядерного $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ активационного детектирования углерода, важные для проверки реалистичности и чувствительности методики, а также для ее оптимизации.
15. На ускорителе-тандеме в Legnaro с помощью созданных NaI- и BGO- спектрометров, измерено угловое распределение γ -квантов от реакции $^2\text{H}(d, \gamma)^4\text{He}$ при возбуждениях E_x до 38 МэВ и показано, что есть указания на примесь D-волны для основного состояния ^4He .
16. Там же и с теми же γ -спектрометрами измерены спектры γ -квантов от реакции синтеза ($^{32}\text{S}+^{27}\text{Al}$) при возбуждениях $E_x \cong (54 \text{ и } 77) \text{ МэВ}$ и угловых моментах J до $38\hbar$. Из усреднённых параметров изовекторных E1 ГР, построенных на возбуждённых состояниях ^{59}Cu (то есть для существенного расширения области применимости понятий о E1 ГР) и извлечённых из обработки этих γ -спектров, следует, что форма ядер ^{59}Cu при $E_x \cong 77 \text{ МэВ}$ существенно меняется из-за динамической деформации, вызванной большими J .
17. Проведенные работы по получению прецизионных пучков электронов, позитронов, тормозных и аннигиляционных γ -квантов и по исследованиям фото- и электро- ядерных реакций с этими пучками в области ГР подтверждают большую перспективность использования для таких исследований импульсных резонансных ускорителей электронов.

Материалы диссертации опубликованы: в статьях [69,83,96,98,101,103,118,121,123,125,144,149,153,173,180,182,197,213,249,257,266,268,269,288,296-298,300,306,307,309,330,337,339,341,342,355–357]; в препринтах (и отчётах) [42,66,67,83-85,96,98,116,124,131,150,154,186,196,248,257,260,263,264,266,270,286–288,300,304.305,332-335,339,340,343]; в патентах РФ [308,331,338] и США [331,338]; в материалах: VIII итоговой конференции Центра ядерных исследований (Харьков, 1971) [83,96,98]; научной конференции МИФИ (М., 1971) [82]; Всесоюзной конференции «Разработка и практическое применение электронных ускорителей» (Томск, 1972) [84,97,138]; совещаний по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра: XXIX [100,102,124,148], XXX [151,152], XXXII [87], XXXVIII [262], LVIII [334,335], LIX [330,337], LX [300], LXII [249], LXIII [180,197,260,339], LXIV [173,266,296], LXV [288,341,342], LXVI [310]; совещаний по ускорителям заряженных частиц: VI [79], VII [147], XIV [93]; семинаров “Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях” VII [261], VIII [172], XII [329], XIII [221], XIV [289,340]; международной конференции по ядерной физике (Беркли, США, 1980) [267]; международной конференции по физике электромагнитных взаимодействий (Майнц, Германия, 1979) [80]; конференции по исследованиям фотоядерных реакций (Плимут, США, 1988.) [41,57,216,265]; международной сессии-конференции секции ядерной физики отделения физических наук РАН "Физика фундаментальных взаимодействий" (МИФИ 2014, 17-21 ноября) [266]; VIII Всероссийской конференции по радиохимии «Радиохимия – 2015» [310]; VI международной научно-практической конференции «Технические средства противодействия террористическим и криминальным взрывам» (Санкт-Петербург, 2010) [336]; международной научно-практической конференции «Специальная поисково-досмотровая техника» (22 сентября 2016, Москва) [339].

Работа выполнена в Лаборатории фотоядерных реакций (ЛФЯР) Института ядерных исследований РАН.

Автор выражает признательность заведующим ЛФЯР в разные годы: к. ф.-м. н. Л.Е. Лазаревой за предложение направления исследований и большую их поддержку; д. ф.-м. н., профессору Р.А. Эрамбяну за помощь в проводимой работе; д. ф.-м. н., профессору В.Г. Недорезову за существенный вклад при проведении фотоядерных экспериментов. Автор глубоко благодарен руководителям коллектива, обеспечивавшего запуск, настройки, исследования, реконструкцию и эксплуатацию ускорителя ЛУЭ-100 (ЛУЭ-50): М.В. Карпову, к. ф.-м. н. В.Н. Пономареву (а также за его участие, помощь и большой вклад во многих этапах работы), д. ф.-м. н. В.В. Петренко (а также за его интерес к работе и весьма полезные советы), к. ф.-м. н. Р.Л. Кондратьеву (а также за большую помощь и участие в работе), а также всем участникам этого коллектива, работавшим в нём в разные годы. Автор признателен д. ф.-м. н., профессору Б.С. Ишханову и д. ф.-м. н., профессору В.И. Шведунову за предоставление воз-

возможностей работы на разрезном микротроне на 55 МэВ и определяющую роль в этой работе. Автор признателен профессору Дж. Рикко и членам Генуэзской группы Итальянского национального института ядерной физики за предоставление возможностей работы на электрон-позитронном ускорителе-накопителе во Фраскати и ускорителе-тандеме в Легнано и плодотворное сотрудничество в этой работе. Автор благодарен к. ф.-м. н. В.А. Обозному за участие в ранних этапах работы. Автор благодарен своим коллегам – участникам отдельных представленных в диссертации работ, и особенно: к. х. н. Р.А. Алиеву; О.И. Ачаковскому, С.С. Бельшеву; к. ф.-м. н. С.С. Вербицкому; к. ф.-м. н. В.Ф. Грушину; к. ф.-м. н. А.И. Кареву; к. ф.-м. н. В.Л. Кауцу; Н.П. Кучеру; А.М. Лапику; А.В. Лелекову; к. ф.-м. н. Г.В. Лупенко; д. ф.-м. н. В.М. Мазуру, к. ф.-м. н. Д.М. Николенко; д. ф.-м. н. Ю.Н. Покотилловскому; к. ф.-м. н. А.Л. Полонскому; к. ф.-м. н. В.Г. Раевскому; А.В. Русакову; к. ф.-м. н. Г.Г. Рыжиху; к. ф.-м. н. Н.В. Сокольской; д. ф.-м. н. А.А. Сорокину; к. ф.-м. н. Б.А. Тулупову (а также за многочисленные консультации); к. ф.-м. н. В.И. Фурману; В.В. Ханкину; А.Ю. Чуприкову. Хочу поблагодарить всех сотрудников ЛФЯР и членов моей семьи за поддержку и помощь в течение всего времени выполнения данной работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Методы «монохроматизации» фотонов

Реальные фотоны с энергиями в области ГР (и выше) могут быть получены с помощью ряда способов, для анализа которых имеет смысл ввести некоторую систематизацию.

Возможные пути для получения фотонов, нужных энергий (без иных фотонов перед этим):

I. Излучение фотонов при снятии с атомных ядер возбуждения, полученного в ядерных реакциях. Возможны различные реакции, лишь бы в выходном канале среди испускаемых частиц были и фотоны нужных энергий (например, $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ [29,30] или $^{12}\text{C}(p,p'\gamma)$ [357], гипотетически даже реакции синтеза на тяжелых ионах с испусканием при девозбуждении образуемых ядер фотонов [15,356]). Примечательны реакции радиационного захвата с испусканием жестких фотонов: (n,γ) [29,30,358]; (p,γ) [29,30,355]; (d,γ) [355]; (π^-, γ) [30].

II. Излучение фотонов при изменении вектора скорости e^- (e^+): некогерентное тормозное излучение в мишени [25-28] (или просто "тормозное излучение"); различные виды когерентного тормозного излучения e^- в тонких кристаллах [359-361]; ондуляторное излучение e^- (e^+) высоких энергий [218]; излучение при каналировании e^- в кристаллах [362].

III. Излучение фотонов при аннигиляции e^+ на лету в тонкой мишени с низким Z [43].

IV. Излучение фотонов при радиационных распадах нейтральных (π^0, \dots) мезонов [363-365].

Если же фотоны уже имеются, то можно на основе эффектов Комптона или Доплера менять их энергии. При эффекте Комптона падающие фотоны, рассеиваясь на покоящихся e^- уменьшают свои энергии в зависимости от угла рассеяния. Такое рассеяние было использовано для заполнения "пустот" в спектрах фотонов, получаемых от (n,γ) реакций под действием тепловых нейтронов на разных ядрах-мишенях [29,30,358], его же, казалось бы, можно применять в случаях фотонов от π^0 -распада и π^- -захвата. Для создания источника фотонов в области ГР и выше комптоновское рассеяние назад лазерных фотонов на высокоэнергичных e^- ускорителей (накопителей) было предложено в [366,367] и осуществлено в ряде центров [368-373]. При этом для e^- с энергиями $\geq \sim 1$ ГэВ энергия падающих фотонов от световой области вполне может быть повышена до области ГР. Было предложено также в последнем методе для увеличения достижимых энергий рассеянных фотонов использовать вместо лазерных фотонов более жесткие ондуляторные фотоны на накопителях со встречными (e^-e^-) или (e^-e^+) пучками (предполагается, что ондулятор устанавливается на одном из пучков перед местом встречи) [374]. В [375] было предложено создать источник фотонов с энергиями в области ГР (и выше), применяя эффект Доплера для фотонов от высвечивания возбужденных уровней релятивистских ядер. Гипотетически можно энергии фотонов от аннигиляции почти покоящихся в системе центра масс e^- и e^+ за счет эффекта Доплера повысить до области ГР в лабораторной системе.

Для уже имеющихся потоков фотонов в области возбуждения ГР существуют способы выделения частей с более узкими геометрическими и/или энергетическими областями:

i. Коллимирование фотонов позволяет, кроме получения узконаправленных пучков, выделять в ряде случаев (при наличии для фотонов корреляции угол-энергия) более узкие по характерной ширине спектра пучки или пучки в нужной области спектра. Коллимирование можно использовать для фотонов: из возбужденных ядер; тормозных; от аннигиляции e^+ на лету.

ii. Ядерная резонансная флюоресценция в специальных мишенях вместе с коллимированием позволяет выделять пучки фотонов с очень узкими линиями из полных потоков фотонов от источника с большой интенсивностью, но и с нежелательно широким разбросом по энергии. Например, использование генерации на тормозном пучке линии 15,11 МэВ от ^{12}C -рассеивателя [376,377].

Наконец, существуют способы выделения событий вызванных фотонами с более узкими энергетическими спектрами, чем у фотонов полного потока, имеющегося в эксперименте:

1. Энергия фотона, вызвавшего ядерную реакцию, может быть определена, если измерены энергии продуктов реакции и известен порог этой реакции [29,30].

2. При исследованиях полных сечений фотопоглощения методом пропускания в условиях "хорошей геометрии" с применением различных спектрометров фотонов достаточно высокого разрешения (сцинтилляционных [378-380], магнитных [381-385], а также на основе спектрометрии по времени пролета для нейтронов, вылетевших из специальной размещенной в конечном фотонном пучке жидкой дейтериевой мишени [386]) удастся из событий, связанных с имеющимися в эксперименте фотонами полного спектра (обычно от тормозного излучения e^-) выделить события, вызванные фотонами определенных энергий.

3. Различные "разностные" методы с составлением различных линейных комбинаций измеренных выходов при специально выбранных наборах характеристик проводимых экспериментов (полные потоки и верхние границы полных спектров фотонов по энергии или полные потоки и энергии вызывающих эти фотоны первичных частиц (обычно e^- и/или e^+), толщины и материалы мишеней (радиационных или аннигиляционных), включая наличие у них кристаллической структуры и ее ориентации или разъориентации по отношению к пучку. Цель таких методов – нахождение выходов реакций для фотонов со спектрами, более узкими, чем у фотонов, имеющихся в начальных экспериментах для этих комбинаций. Такие методы применялись для: тормозного излучения e^- в радиаторах (метод "разности фотонов" [387] и его более изощренные варианты [388-390]); когерентного тормозного излучения e^- в кристаллах [391]; фотонов от аннигиляции и тормозного излучения e^+ в "аннигиляционных" мишенях ((e^+,e^-) -вычитание с одной и той же мишенью [43-45] и (e^+,e^+) -вычитание с разными мишенями

[46,47]). К сожалению, для тормозных фотонов у этих методов в большей или меньшей степени есть принципиальный дефект – "отрицательные" области в результирующих спектрах.

4. Для нескольких процессов, дающих фотоны с энергиями в области ГР, оказывается, что в выходном канале наряду с таким фотоном есть еще одна и только одна частица-"напарник". При этом можно "метить" интересующие фотоны, регистрируя продукты вызванных этими фотонами ядерных реакций на совпадение с упомянутыми частицами-"напарниками". Если известна величина полной энергии, выделяющейся в рассматриваемом процессе, регистрация частиц-"напарников" в спектрометрах "метит" вызвавший реакцию фотон известной энергии при регистрации: испытанных в тонких радиаторах тормозное излучение e^- или e^+ [31-41]; e^- в ускорителе (накопителе) после того, как они испытали комптоновское рассеяние фотонов назад [371,373]; фотонов при двухфотонной аннигиляции e^+ на лету в тонкой аннигиляционной мишени. В последнем случае, пользуясь жесткой угловой корреляцией испускания двух аннигиляционных фотонов и связью угол-энергия для этих фотонов в лабораторной системе координат можно регистрировать второй фотон даже без спектрометрирования при подходящем коллимировании для обоих фотонов [46,47,157,162]. Сюда же можно добавить предложение [392] о выделении меченых фотонов из потока фотонов непрерывного спектра (например, тормозного излучения от внутренней мишени циклического ускорителя e^-) после того, как они испытают комптоновское рассеяние в тонкой мишени, угол же рассеянного фотона фиксируется, а частица-продукт фотоядерной реакции, вызванной этим рассеянным фотоном, регистрируется на совпадение с также испытанным это комптоновское рассеяние e^- , регистрация которого ведется спектрометром. Согласно [392], эта последняя из перечисленных модификаций методов меченых фотонов позволяет выделять события, связанные с фотонами определенной энергии.

Из анализа изложенного следует: для низкоэнергетической части области ГР пригодны ядерные реакторы, способные дать фотоны с набором отдельных линий от (n,γ) реакций от тепловых нейтронов на различных ядрах-мишенях. Основная же масса способов связана с ускорителями заряженных частиц, причем наиболее реалистичные способы, дающие фотоны во всей нужной для изучения ГР области энергий, связаны с ускорителями e^- .

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Принципы получения пучков ультрарелятивистских позитронов с малыми поперечным эмиттансом и разбросом по энергии

Пучки ультрарелятивистских e^+ нашли применение в ряде важных направлений физических исследований: эксперименты на встречных (e^-e^+) пучках, составляющие значительную часть всех экспериментов по физике высоких энергий; эксперименты по рассеянию e^- и e^+ при одинаковых переданных импульсах для выявления роли двухфотонного обмена [393]; эксперименты по электродезинтеграции ядер с e^- и e^+ , использующие различия спектров виртуальных фотонов для расширения возможностей мультипольного анализа (см. раздел 3.5); эксперименты по изучению фотоядерных реакций (см., например, главу 4) и процессов фоторождения частиц (см., например, [54,162,202]) под действием реальных квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету; эксперименты по изучению взаимодействий e^- и e^+ в кристаллах (см., например, [394,395]), интересные и для понимания физики вовлеченных процессов (испускание тормозного излучения и рождение пар; каналирование и излучение γ -квантов при каналировании; поворот пучков, захваченных в режим каналирования в изогнутых кристаллах), и для изучения свойств кристаллов.

Для всех этих исследований требуются прецизионные пучки e^+ с малыми поперечным эмиттансом и разбросом по энергии. Предложены и частично реализованы различные методы получения таких пучков e^+ . В основном в этих методах e^+ предлагается получать, используя образование e^-e^+ пар в мишенях-конвертерах с высоким Z , хотя рассматривалось и получение e^+ из β^+ -радиоисточников [222]. Обычно предполагается, что конвертер, в котором образуются e^-e^+ пары, облучается e^- , но рассматривалась и генерация e^-e^+ пар в конвертерах, облучаемых γ -квантами [396-398], и хотя для ускорителей e^- последний способ менее эффективен (по крайней мере, в своем “рутинном” виде [396,397], а не в таком изощренном, как в проекте конверсионной системы ВЛЭПП [398]), но, он нашел свое весьма успешное применение на протонных ускорителях [363-365] для получения e^+ (и e^-) и от них меченых фотонов сверхвысоких энергий (до сотен ГэВ), недоступных в настоящее время для e^- ускорителей (при этом конвертер облучается γ -квантами от распадов нейтральных мезонов, рождаемых ранее при бомбардировке других мишеней первичным протонным пучком этих ускорителей).

e^+ , образующиеся в конвертерах оптимальной толщины при их бомбардировке e^- высокой полной энергии E^- и развитии при этом электронно-фотонно-позитронного ливня, имеют широкий угловой разброс, характерные величины которого ~ 1 рад (см. подраздел 2.1.1), и сплошной спектр их полных энергий E^+ такой, что $\mu \leq E^+ \leq (E^- - 2\mu)$, где μ – энергия покоя e^- (e^+).

Есть два варианта метода получения из e^+ , выпускаемых из конвертера, требуемых e^+ пучков с малыми поперечными эмиттансами. В одном варианте метода необходимые позитроны выделяют из всех частиц, выпускаемых из конвертера, с помощью находящейся после конвер-

тера части системы транспортировки, формирования и анализа. В другом варианте из конвертера выделяют e^+ низкой энергии (по сравнению с конечными энергиями e^+), а затем эти e^+ ускоряют до нужных энергий (и при ускорении пучка e^+ начальные большие угловой разброс и поперечный эмиттанс преобразуются в конечные приемлемо малые).

Для варианта метода с ускорением e^+ были предложены изысканные и, как представлялось, заманчивые идеи по его развитию, основанные на захвате части e^+ из конвертера в некую ловушку, в которой эти e^+ должны удерживаться и испытывать при этом определенное трение, уменьшающее, в частности, их поперечные импульсы, затем e^+ должны выводиться из ловушки и претерпевать ускорение, так что должен образовываться пучок с требуемыми энергиями и с малым поперечным эмиттансом. В первом подвиде этих идей [399] конвертер предлагалось разместить внутри высоковакуумной “магнитной бутылки”, в которой должно происходить накопление e^+ , сопровождаемое уменьшением их фазового объема за счет радиационного трения, а в конце цикла такого накопления, накопленные e^+ должны выводиться наружу с помощью импульсного электрического поля для их последующего ускорения. Во втором варианте этих идей [222,223] рассматривалось торможение e^+ из конвертера (точнее – некоторой их низкоэнергетической части) в газовой среде с последующим выводом и ускорением этих e^+ , и так как предполагается, что затормозившиеся e^+ будут иметь малые абсолютные энергетический разброс и поперечный импульс, то ускоренный конечный пучок должен был бы быть почти монохроматическим и иметь малый угловой разброс (именно для этого случая в предложении [222] рассматривалась и альтернативная возможность брать не только из конвертера, но и из β^+ -активного источника). Для увеличения получаемого в этом втором варианте тока конечного ускоренного пучка e^+ рассматривалось как использование статических магнитных и электрических полей, имеющих одинаковое направление и обеспечивающих дрейф тормозящихся в газе e^+ вдоль этого направления, так и применение ловушек с магнитными и электростатическими пробками, в которых e^+ накапливаются и одновременно тормозятся в газе, а после накопления выводятся также с помощью короткого импульса электрического поля. Последнее усложняется необходимостью резкой границы между областью с газом, обеспечивающей торможение, и вакуумированной частью установки, в которой происходит последующее ускорение e^+ , так что здесь нужна система интенсивной дифференциальной откачки и/или вымораживания. Были предприняты попытки создания ловушек такого типа (в частности, в Новосибирске), но, к сожалению, из-за сложностей и ограничений их не удалось реализовать [400], и везде при использовании доускорения e^+ они брались непосредственно из конвертера.

Сопоставляя обе указанные разновидности метода получения прецизионных пучков ультррелятивистских e^+ , надо отметить следующее. В разновидности без ускорения e^+ ускорен-

тель может ускорять e^- до всей номинальной энергии. В разновидности же, использующей ускорение e^+ , по крайней мере, для части типов ускорителей e^- (включая, прежде всего, ЛУЭ) из-за разделения ускорителя на две части (ускоритель e^- и ускоритель e^+) энергия e^- , падающих на конвертер, может составлять только значительно уменьшенную величину по сравнению со всей номинальной энергией e^- на данном ускорителе. Понятно также, что для получения большего эффекта перевода e^+ из конвертера с относительно большим начальным угловым разбросом в конечный пучок ускоренных e^+ с требуемым малым угловым разбросом выгоднее, чтобы начальные энергии взятых из конвертера e^+ были малы, хотя здесь есть свои ограничения, связанные: А) с характером распределений по энергии e^+ на выходе из конвертера; В) с зависимостью эффективности магнитных устройств, фокусирующих и согласующих e^+ пучок от конвертера до ускорителя e^+ и фокусирующих пучок в самом ускорителе e^+ , от значений начальных энергий e^+ (и разброса этих энергий); С) с динамикой ускорения e^+ . Если же при ускорении e^+ начальные энергии e^+ уже выбраны, то понятно, что с ростом требуемой конечной энергии ускоренных e^+ на выходе из ускорителя только что упомянутый эффект должен проявляться сильнее. Эти соображения дают ключ к качественному пониманию сложившегося положения, при котором e^+ пучки с малыми поперечным эмиттансом и разбросом по энергии и с энергиями, скажем, выше 100 МэВ получают, исключительно с ускорением e^+ , а при более низких энергиях e^+ (особенно, необходимых для получения при аннигиляции e^+ на лету квази-монохроматических фотонов, в области, характерной для E1 и E2 ГР, т.е. при энергиях до $\sim(30\div 40)$ МэВ) еще есть смысл рассматривать конкуренцию обеих разновидностей метода получения таких e^+ (без и с ускорением e^+), однако количественное понимание этой конкуренции требует более аккуратного рассмотрения всей задачи (см. раздел 2.3).

К сожалению, при получении пучков e^+ с малыми поперечным эмиттансом и разбросом по энергии как без, так и с ускорением e^+ , а также при использовании e^+ есть большие потери интенсивности (от e^- к e^+ и от e^+ к «моно- γ »). Поэтому для таких пучковых методик требуются ускорители, способные выдавать на конвертеры сильноточные пучки e^- сравнительно больших энергий. В настоящее время, видимо, наибольшие токи e^- на конвертерах при достаточно высоких энергиях e^- обеспечивают линейные резонансные ускорители (а из них, прежде всего, импульсные ЛУЭ на бегущей волне [44-47,54,57,66,79,80,108,110,115,130,136,139-141,146,157,158,162,165,166,168,217,401], хотя есть пример использования для этого и импульсного ЛУЭ на стоячей волне [402]), либо резонансные линотроны (см., например, проект [403]), но на ранних этапах работ с e^+ пучками известно использование для e^- на конвертере и безжелезных синхротронов [404].

Большое достоинство линейных ускорителей на первоначальном этапе доускорения e^+ – большая доступность осуществления эффективной инжекции e^+ в доускоритель. Однако укажем, что у циклических ускорителей e^- и e^+ вообще и у ускорителей-накопителей в особенности есть заманчивые способности уменьшения углового, поперечного линейного и энергетического разбросов пучка, так как в них важные роли могут играть автофазировка и радиационное трение (см. раздел 3.4). Для ЛУЭ надо также указать, что в их разработках, нацеленных на получение и ускорение e^+ , возможно применение специальных сильноточных секций на части ЛУЭ до конвертера и слаботочных секций для ускорителя e^+ [401]. Кроме того, рассматривалось использование в одной или нескольких секциях ЛУЭ сразу после конвертера, больших ускоряющих СВЧ-полей для снижения мощности фокусирующих e^+ устройств на ускорителе e^+ [405].

Для уменьшения поперечных размеров пучка e^+ на выходе из конвертера имеет смысл фокусировать пучок e^- на конвертер с помощью линз (квадрупольных [137,139,141,146,168], параболических [406], цилиндрических литиевых [407]), так как при оптимальных с точки зрения генерации e^+ толщине и составе конвертера поперечные размеры вторичного пучка сразу на выходе из конвертера возрастают мало по сравнению с первичным пучком, а угловые – значительно (см. об этом в подразделе 2.1.1). Надо, однако, указать, что в случае с ускорением e^+ для фокусирующих e^- устройств могут появиться добавочные требования (например, их “короткофокусность”, что может быть связано как с конструктивными особенностями ускорителя e^+ , так и с особенностями динамики ускорения e^+ , приводящими к требованию малой продольной (т.е. фазовой) протяженности ступков e^+ из конвертера). Но укажем и ограничение на фокусировку e^- пучка на конвертер, связанное с увеличением уровней средней и импульсной мощности и ее плотности, выделяемых в материале конвертера. На сильноточных ЛУЭ даже комплексное использование тугоплавких материалов для конвертера, водяного охлаждения и вращающихся (или колеблющихся) конвертеров может оказаться недостаточным и возникает вопрос об использовании жидкометаллических конвертеров (см. об этом в [47,217]). Надо отметить, что к проблеме съема тепла, выделяющегося в конвертере, добавляются трудности, связанные с выделением тепла в материалах пучкопровода, магнитного согласующего устройства между конвертером и ускорителем e^+ и начальной части ускорителя e^+ с фокусирующим магнитным устройством на нем, а также с большим уровнем радиационного облучения в районе размещения конвертера, приводящего к разрушению изоляционных материалов (прежде всего, в упомянутых согласующих и фокусирующих магнитных устройствах около конвертера и на входе доускорителя e^+) и вызывающих трудности в работе начальной части доускорителя e^+ , если последний расположен близко к конвертеру [46]. В этом смысле ситуация сопоставима

с задачами на мезонных фабриках или в ядерных реакторах, из-за чего требуется использовать “вакуумную изоляцию” и/или радиационно-устойчивую изоляцию (например, MgO, как на мезонных фабриках) [57,408].

Для увеличения акцептанса части ЛУЭ, ускоряющей e^+ , использовались соленоиды на секциях ускорителя e^+ [45,54,110,140,146,157,165,166,217,401] или их комбинация с квадрупольными магнитными линзами между этими секциями [136,139,141,168,217]. Хотя рассматривалась и возможность использования специальных магнитных квадрупольных линз с большой апертурой, надеваемых на волноводную секцию ЛУЭ [409], но из-за различных сложностей и ограничений практического применения последний способ не получил. Надо отметить, что на увеличивающие акцептанс ускорителя e^+ фокусирующие устройства, кроме ограничений, связанных с конструктивными особенностями конкретного ускорителя (например, затрудняющими помещение всего ускорителя e^+ в однородное поле сплошного соленоида [54]) и с экономическими соображениями (например, приводящими к компромиссу: вместо соленоида на полную длину ускорителя e^+ – соленоид только на начальной его части без [165] или с [136,139,168] квадрупольными линзами на последующей части ускорителя e^+), есть еще ограничения, связанные с максимальными конечными величинами эмиттанса требуемого ускоренного пучка e^+ (нет смысла делать акцептанс ускорителя e^+ значительно больше эмиттанса конечного пучка e^+) и его разброса по энергии (см., [163], где показаны ограничения на величину поля соленоида, связанные с фазовой разбежкой доускоряемого пучка за счет различной длины пути частиц, движущихся вдоль оси ЛУЭ и по спирали большого радиуса и отсюда с увеличением разброса по энергии).

Известны разные устройства для согласования эмиттанса пучка e^+ из конвертера (малые размеры, большие углы), с акцептансом ускорителя e^+ (большие размеры, малые углы):

1. Короткие безжелезные соленоиды [45,57,140,158,408] с “колоколообразными” полями и с питанием током постоянным или импульсным (при последнем достижимее большие поля).
2. Бронированные соленоидальные линзы [110,139,141,146,168,401,410], создающие поля, которые вместе с полями соленоида на первой секции ускорителя e^+ можно считать “ступенчатыми”. При этом обычно верхняя ступенька начинается у конвертера, составляя ~ 2 Тл, тянется на 10÷20 см и переходит довольно резко на нижнюю ступеньку, составляющую несколько десятых Тл (от близкого к однородному поля соленоида ускорителя e^+).
3. Параболические короткофокусные линзы [406], разработанные и для фокусировки e^- на конвертер, и для согласования эмиттанса e^+ из конвертера с акцептансом последующего ускорителя e^+ . При этом энергии и e^- , и e^+ составляли сотни МэВ. Конструкция этих линз такова, что пучок проходит через пару сопрягающихся друг с другом тонких слоев проводника, по ко-

торым пропускают аксиально-симметричные импульсные токи с амплитудой до ~ 100 кА. Форма поверхностей слоев близка к параболоидам вращения, касающимся друг друга своими вершинами. При этом фокусирующее поле создается в пространстве между этими двумя слоями. К сожалению, конструктивная «шейка» такой параболической линзы, соединяющая параболоиды, ограничивает фокусирующую способность и прозрачность линзы.

4. Цилиндрические короткофокусные Li линзы [407], разработанные для замены параболических линз. Эти линзы – запрессованные в герметичные титановые контейнеры Li цилиндры, по которым пропускают аксиально-симметричные импульсные токи с амплитудами до сотен кА. К сожалению, в материале Li линз проходящие e^- и e^+ испытывают значительное рассеяние (что даже при их энергиях в сотни МэВ приводит к заметному возрастанию эмиттансов пучков). Похожая проблема, конечно, есть и для параболических линз, и она приводит к непригодности при низких энергиях и цилиндрических Li, и параболических линз. Так, в самом Новосибирске на источнике e^+ на накопителе ВЭПП-4 для фокусировки e^- и e^+ с энергиями (30÷50) МэВ и несколько МэВ соответственно пришлось использовать импульсные безжелезные соленоиды.

5. “Заостренные” (tapered) соленоиды [136], с магнитными полями, адиабатически спадающими от ~ 2 Тл на выходе конвертера до несколько десятых Тл на входе в доускоритель с постоянным полем от соленоида на нем. Адиабатический спад поля означает здесь, что поле спадает так медленно, что e^+ из конвертера двигаются, навиваясь на силовые линии магнитного поля. Отсюда: длина “заостренных соленоидов” большая (несколько метров) и их стоимость велика.

6. Магнитные горны, предложенные для этих целей на DESY [130,217] и использовавшиеся ранее в нейтринных экспериментах [411,412]. В горнах применяются магнитные поля аксиально-симметричных токов, протекающих через тонкие листы проводника. К сожалению, у горнов (как и у параболических линз) в их приосевой области с “шейкой” (где воздействие поля на пучок очень мало) ограничены и прозрачность, и фокусирующие возможности. Кроме того, охлаждение таких токонесящих тонкостенных оболочек вращения, как у горнов (и параболических линз), составляет сложную техническую задачу.

Отметим, что во всех этих согласующих устройствах могут возникать большие или меньшие добавочные фазовые разбросы, связанные как с разбросом начальных скоростей e^+ из конвертера, так и с разностью длин пути e^+ , вылетающих из разных точек конвертера и под разными углами. Эти фазовые разбросы могут существенно влиять на эффективности используемых «согласователей» [130,136]. В обзоре [130] было предложено разделить все «согласователи» для e^+ с конвертера на узкополосные (т.е. работающие только для относительно узкого интервала начальных энергий e^+ с конвертера) и широкополосные (т.е. эффективные для срав-

нительно широкого интервала начальных энергий e^+). К широкополосным согласующим устройствам относятся “заостренные” соленоиды с адиабатически спадающими полями и, возможно, магнитные горны. К узкополосным относятся, пожалуй, все остальные «согласователи». Использование значительно более дорогих и сложных широкополосных «согласователей» имеет смысл только для ускорителей e^+ до очень высоких энергий, когда сравнительно большой абсолютный разброс начальных энергий e^+ не приводит к неприемлемо большому относительному разбросу энергий e^+ на выходе ускорителя e^+ . Наиболее эффективными узкополосными «согласователями» для e^+ с энергиями с конвертера, скажем, ≤ 10 МэВ, оказались устройства “1” и “2” из этого перечня, и именно они нашли наибольшее применение.

Для полноты укажем еще на предложение для достижения с помощью ускорения e^+ в ЛУЭ не только уменьшения угловой расходимости пучка e^+ , но и его абсолютного разброса по энергии, и использующее упоминавшееся в разделе 1.1 (для e^-) устройство, называемое дегруппирователем-монохроматором (или системой энергетической компрессии) пучка [217, 413-416], в которое пучок e^+ поступал бы после ускорителя e^+ . Предполагается, что для разбросанного по фазам в магнитном дегруппирователе пучка e^+ в результате действия в выравнивателе-монохроматоре СВЧ-полей его разброс по энергии должен уменьшиться. Важное ограничение эффективности такого устройства – фазовый разброс e^+ на выходе основной части ускорителя e^+ , который зависит от фазового разброса e^- пучка на выходе из ускоряющей e^- части ЛУЭ и от дополнительных фазовых разбросов, возникающих в: устройстве фокусировки e^- на конвертер; «согласователе» эмиттанса e^+ из конвертера с акцептансом ускорителя e^+ ; в доускорителе e^+ . Насколько известно, пока это предложение для e^+ не удалось реализовать.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 А.Б.Мигдал. Квадрупольное и дипольное γ -излучение ядер. ЖЭТФ 15(1945)81-88; Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. «Наука», М., 1965.
- 2 D.H.Wilkinson. Nuclear photodisintegration. Physica XXII(1956)1039-1061; Фоторасщепление ядер. Труды Всесоюзной конференции “Ядерные реакции при малых и средних энергиях” (1957 г., Москва). Изд-во АН СССР, М., 1958, стр. 361-370.
- 3 J.P.Elliot, B.H.Flowers. The odd-parity states of ^{16}O and ^{16}N . Proc.Roy.Soc. A242(1957)57-80.
- 4 G.E.Brown, M.Bolsterli. Dipole state in nuclei. Phys. Rev. Lett. 3(1959)472-476; Дж.Браун. Единая теория ядерных моделей и сил. «Атомиздат», М., 1970.
- 5 V.V.Balashov, V.G.Shevchenko, N.P.Yudin. Two-body forces and the giant resonance in photonuclear reactions. Nucl. Phys. 27(1961)323-336; В.В.Балашов, В.Г.Шевченко, Н.П.Юдин. Гигантский резонанс фоторасщепления ^{208}Pb . ЖЭТФ 41(1961)1929-1933.
- 6 V.G.Neudachin, V.G.Shevchenko, N.P.Yudin. The orbital Young diagram as a shell model quantum number in light nuclei and some cluster phenomena in nuclear reactions. Phys. Lett. 10(1964)180-182; V.G.Neudatchin, V.G.Shevchenko. Monopole part of Majorana forces and giant dipole resonance in the 1d-2s shell nuclei. Phys. Lett. 12(1964)18-20; R.A.Eramzhyan, B.S.Ishkhanov, I.M.Kapitonov, V.G.Neudatchin. The giant resonance in light nuclei and related phenomena. Phys. Rep. 136(1986)229-400.
- 7 В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. «Наука», М., 1971; А.И.Вдовин, В.В.Воронов, В.Г.Соловьев, Ч.Стойнов. Квазичастично-фононная модель ядра. ЭЧАЯ 16(1985)245-279.
- 8 P.F.Bortignon, R.A.Broglia. Role of the nuclear surface in a unified description of the damping of single-particle states and giant resonances. Nucl. Phys. A371(1981)405-429; C.Mahaux, P.F.Bortignon, R.A.Broglia, C.H.Dasso. Dynamics of the shell model. Phys. Rep. 120(1985)1.
- 9 М.Г.Урин. Релаксация ядерных возбуждений. «Энергоатомиздат», М., 1991; С.Е.Муравьев, М.Г.Урин. Многофононный вариант метода связанных каналов и силовые функции одноквазичастичных возбуждений. ЭЧАЯ 22(1991)882-930; S.E.Muraviev, V.A.Tulupov, M.G.Urin. One-quasiparticle strength functions in medium-heavy spherical nuclei. Z. Phys. A341(1992)383-393. С.Е.Муравьев, М.Г.Урин. Об актуальности экспериментальных исследований структуры и мод распада ЕL гигантских резонансов в среднетяжелых сферических ядрах в реакциях неупругого рассеяния электронов. МИФИ, М. 1997.
- 10 Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei (edited by J.Speth). In International Review of Nuclear Physics, Vol.7, 1991. “World Scientific”, Singapore, 1991. См. также соответствующие содержащиеся в этом обзоре ссылки, особенно на теоретические работы, выполненные за рубежом. Затронутый в этом обзоре вопрос о взаимосвязи различных макроскопических и микроскопических моделей при описании рассматриваемых явлений

- освещен также в: М.Данос, Б.С.Ишханов, Н.П.Юдин, Р.А.Эрамжян. Дипольный гигантский резонанс и развитие представлений о динамике ядра. УФН 165(1995)1345-1355.
- 11 S.Kamerdzhev, J.Speth, G.Tertychny. Extended theory of finite Fermi systems: collective vibrations in closed shell nuclei. Phys. Rep. 2004. V. 393, pp. 1-86.
 - 12 A.M.Saruis. Self-consistent HP-RPA description of electron and photon nuclear reactions with Skyrme forces. Preprint ENEA, Centro E.Clementel, Bologna (Italy), 1993.
 - 13 С.П.Камерджиев. Современное состояние исследований "новых" гигантских резонансов. Труды IV семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях" (Москва, 1977). «Наука», М., 1979, стр. 93-124.
 - 14 F.E.Bertrand. Giant multipole resonances - perspectives after ten years. Nucl. Phys. A354(1981) 129c-156c.
 - 15 A.van der Woude. The electric giant resonances. In International Review of Nuclear Physics. Vol. 7, 1991: Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei (edited by J.Speth). "World Scientific", Singapore, 1991, pp. 99-232.
 - 16 G.C.Baldwin, G.S.Kleiber. Photo-Fission in Heavy Elements. Phys. Rev. 71(1947)3-10; X-Ray Yield Curves for γ -n Reactions. Phys. Rev. 73(1948)1156-1163.
 - 17 Bibliography of Photonuclear Reactions (compiled by Elaine Toms). U.S. Naval Research Laboratory. Nucleonics Division. Bibliography N 18, 1960. Bibliography of Photo- and Electronuclear Disintegrations (compiled by Elaine Toms). U.S. Naval Research Laboratory. Nucleonics Division. Bibliography N 22, 1963.
 - 18 E.G.Fuller, H.M.Gerstenberg, H.Van der Molen, T.C.Dunn. Photonuclear Reaction Data, 1973. Center for Radiation Research, Institute for Basic Standards, National Bureau of Standards, Washington, D.C., US Department of Commerce. NBS Special Publication 380, 1973. E.G.Fuller, H.M.Gerstenberg. Photonuclear Data Index. 1973-1981 (Supplement 2 to NBS Special Publication 380). US Department of Commerce, National Bureau of Standards, Center for Radiation Research. Washington, D.C., NBSIR 82-2543-1, 1983.
 - 19 В.В.Варламов, В.В.Сапуненко, М.Е.Степанов. Фотоядерные данные 1976-1995. Указатель. Издательство МГУ, М., 1996.
 - 20 E.G.Fuller, H.M.Gerstenberg. Photonuclear Data - Abstract Sheets, 1955-1982. Volumes I-XV, US Department of Commerce, National Bureau of Standards, Center for Radiation Research. Washington, D.C. - Gaithersburg, MD, NBSIR 83-2742, 1983-1986.
 - 21 S.S.Dietrich, B.L.Berman. Atlas of Photoneutron Cross Sections Obtained with Monoenergetic Photons. Atomic Data and Nuclear Data Tables 38(1988)199-338.
 - 22 A.V.Varlamov, V.V.Varlamov, D.S.Rudenko, M.E.Stepanov. Atlas of Giant Dipole Resonances. International Atomic Energy Agency. International Nuclear Data Committee. Report INDC(NDS)-394, IAEA, Vienna (Austria), 1999.

- 23 <http://cdfe.sinp.msu.ru/exfor/index.php>
- 24 А.Н.Лебедев, А.В.Шальнов. Основы физики и техники ускорителей. “Энергоатомиздат”, М., 1991.
- 25 В.Гайтлер. Квантовая теория излучения. «Иностранная литература», М., 1956.
- 26 L.I.Schiff. Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung. *Phys. Rev.* 83(1951)252-253
- 27 H.W.Koch, J.W.Motz. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data. *Rev. Mod. Phys.* 31(1959)920-955.
- 28 S.M.Seltzer, M.J.Berger. Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons. *Nucl. Instr. and Meth. B* 12(1985)95-134.
- 29 C.Schuhl. Survey of monochromatic photon capabilities, technologies and uses. *Proceedings of The International Conference on Photonuclear Reactions and Applications (Asilomar, California, USA, 1973, edited by B.L.Berman). CONF-730301, pp. 1249-1259.*
- 30 H.Beil, R.Bergere. Monochromatic and identifiable photons used in photonuclear research. Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay (France), 1980. Note CEA-N-2144.
- 31 J.W.Weil, B.D.McDaniel. The production of protons from carbon by monoenergetic gamma rays. *Phys. Rev.* 92(1953)391-400.
- 32 J.Goldemberg. A Photon monochromator for bremsstrahlung radiation. *Phys. Rev.* 93(1954) 1426-1427.
- 33 J.S.O'Connell, P.A.Tipler, P.Axel. Elastic scattering of 11.5-17.7 -MeV photons by Au measured with a bremsstrahlung monochromator. *Phys. Rev.* 126(1962)228-239.
- 34 В.П.Агафонов, Б.Б.Говорков, С.П.Денисов, Е.В.Минарик. Определение эффективности регистрации гамма-квантов путем монохроматизации пучка тормозного излучения. ПТЭ, 1962, № 5, стр. 47-50.
- 35 Л.С.Коробейников, Л.М.Курдадзе, А.П.Онучин, С.Г.Попов, Г.М.Тумайкин. Получение монохроматических γ -квантов на электронном накопителе. ЯФ 6(1967)84-89.
- 36 T.J.Bowles, R.J.Holt, H.E.Jackson, R.M.Laszewski, A.M.Nathan, J.R.Specht, R.Starr. Direct observation of elastic and inelastic photon scattering by the giant dipole resonance in ^{60}Ni . *Phys. Rev. Lett.* 41(1978)1095-1097.
- 37 T.Terasawa, K.Mori, Y.Fujii, T.Suda, I.Nomura, O.Konno, T.Ichinohe, Y.Torizuka, K.Maeda, P.D.Harty, G.J.O'Keefe, M.N.Thompson. The 150-MeV photon tagging system at Sendai. Preprint of the School of Physics, The University of Melbourne, UM-P-85/35, 1985.
- 38 .D.Kellie, I.Anthony, S.J.Hall, I.J.D.MacGregor, A.McPherson, P.J.Thorley, S.L.Wan, F.Zettl. A tagged photon spectrometer for use with the Mainz 180 MeV microtron. *Nucl. Instr. and Meth. A* 241(1985)153-168.

- 39 J-O.Adler, B-E.Andersson, K.I.Blomqvist, B.Forkman, K.Hansen, L.Isaksson, K.Lindgren, D.Nilsson, A.Sandell, B.Schröder, K.Ziakas. The photon tagging facility at the MAX accelerator system in Lund. Nucl. Instr. and Meth. A294(1990)15-25.
- 40 A.S.Iljinov, D.I.Ivanov, M.V.Mebel, V.G.Nedorezov, A.S.Sudov, G.Ya.Kezerashvili. Fissilities of ^{238}U and ^{237}Np nuclei measured with tagged photons in the energy range 60-240 MeV. Nucl. Phys. A539(1992)263-275.
- 41 M.Anghinolfi, P.Corvisiero, **L.Z.Dzhilavyan**, G.Ricco, M.Sanzone, M.Taiuti, Zucchiatti. Tagged photon beam between 200 and 1200 MeV. Research Summary Book of the 1988 Gordon Research Conference on Photonuclear Reactions. Plymouth State College, Plymouth, New Hampshire, USA, Printed courtesy of CEBAF, 1988.
- 42 Г.М.Гуревич, **Л.З.Джилавын**, Б.С.Долбилкин, Р.Л.Кондратьев, В.А.Кузнецов, А.М.Лапик, В.П.Лисин, В.Г.Недорезов, Б.С.Ратнер, Б.А.Тулупов, Р.А.Эрамжян, С.С.Вербицкий. Исследование возбуждения и распада $C0$, $C1$ и $C2$ гигантских резонансов в $(e,e'X)$ совпадательных экспериментах. Проект программы исследований на Московском разрезном микротроне непрерывного действия с максимальной энергией ускоренных электронов 175 МэВ. Препринт ИЯИ РАН – 1040/2000, 83 стр.
- 43 C.Tzara. Une methode de production de photons energiques de spectre etroit. Compt. Rend. Acad. Sci. 245(1957)56-59.
- 44 J.Miller, C.Schuhl, C.Tzara, G.Tamas. Photons monochromatiques d'energie variable obtenus par annihilation en vol de positons. J. Physique Rad. 21(1960)755-756; J.Miller, C.Schuhl, C.Tzara. Mesure des sections efficaces (γ,n) de Cu, Ce, La, Ta, Au, Pb et Bi en valeur absolue. Nucl. Phys. 32(1962)236-245.
- 45 C.P.Jupiter, N.E.Hansen, R.E.Shafer, S.C.Fultz. Radiations from High-Energy Positrons Incident on a Beryllium Target. Phys. Rev. 121(1961)866-870; C.R.Hatcher, R.L.Bramblett, N.E.Hansen, S.C.Fultz. Width of photon line produced by positron annihilation at 15 MeV. Nucl. Instr. and Meth. 14(1961)337-342; S.C.Fultz, R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, N.A.Kerr. Photoneutron cross section measurements on gold using nearly monochromatic photons. Phys. Rev. 127(1962)1273-1279.
- 46 A.Veyssiere, H.Beil, R.Bergère, P.Carlos, J.Fagot, A.Leprêtre, J.Ahrens. The quasimonochromatic photon beam used in photoneutron experiments from 20-120 MeV at the 600 MeV Saclay Linac. Nucl. Instr. and Meth. 165(1979)417-437.
- 47 R.Leicht, K.P.Schelhaas, M.Hammen, J.Ahrens, B.Ziegler. Monochromatic nuclear photon scattering experiment. Nucl. Instr. and Meth. 179(1981)131-139.
- 48 A.S.Penfold, J.E.Leiss. Analysis of photonuclear cross sections. Phys. Rev. 114(1959)1332-1337.

- 49 B.C.Cook. Least structure solution of photonuclear yield functions. Nucl. Instr. and Meth. 24(1963)256-268.
- 50 А.Н.Тихонов. О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации. ДАН 151(1963)501-504.
- 51 E.Bramanis, T.K.Deague, R.S.Hicks, R.J.Hughes, E.G.Muirhead, R.H.Sambell, R.J.J.Stewart. The Analysis of Photonuclear Yield Curves. Nucl. Instr. and Meth. 100(1972)59-71 (см. также приведенные авторами ссылки на другие работы на эту тему и анализ этих работ).
- 52 Алгоритмы и программы восстановления зависимостей (под редакцией В.Н.Вапника). «Наука», М., 1984.
- 53 В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Ю.П.Пытьев, А.П.Черняев, Д.В.Юдин. Редукционная обработка и оценка сечений фотоядерных реакций. Вестник Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия, 1984, том 25, № 4, стр. 53-60.
- 54 P.Brunet, L.Burnod. Status report of the Orsay LINAC. Proceedings of the 1966 Linear Accelerator Conference. Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California. Los Alamos, USA. LA-3609, 410-416; J.Haissinski. Focusing devices for a positron beam at the linear accelerator of Orsay. Nucl. Instr. and Meth. 51(1967) 181-196; D.Blum, J.Boucrot, B.Grossetête, W.McGill, H.Nguyen Ngoc. Annihilation photon beam with angular discrimination. Nucl. Instr. and Meth. 115(1974)553-562.
- 55 D.M.Binnie. Photons from positron beams in the GeV range. Nucl. Instr. and Meth. 10(1961) 212-216.
- 56 Yung-Su Tsai. High-energy γ -ray source from electron-positron pair annihilation. Phys. Rev. 137(1965)B730-B739; Y.S.Tsai, S.M.Swanson, C.K.Iddings. High-Energy γ -Ray Source from Electron-Positron Annihilation. Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies (Hamburg, 1965), Vol. II (Research Contributions), "Springer-Verlag", Berlin – Heidelberg – New York, 1965, pp. 380-387.
- 57 G.P.Capitani, E.De Sanctis, C.Guaraldo, P.Di Giacomo, V.Lucherini, E.Polli, A.R.Reolon, R.Scrimaglio, M.Anghinolfi. P.Corvisiero, G.Ricco, M.Sanzone, A.Zucchiatti. The LEALE photon beam facility at Frascati, obtained by positron annihilation on a liquid hydrogen target. Nucl. Instr. and Meth. 216(1983)307-316; G.P.Capitani, E.De Sanctis, P.Di Giacomo, C.Guaraldo, V.Lucherini, E.Polli, A.R.Reolon, V.Bellini. Monte Carlo calculation of energy spectrum and spatial distribution of photons from positron annihilation. Nucl. Instr. and Meth. 203(1982)353-358; M.Anghinolfi, P.Corvisiero, **L.Z.Dzhilavian**, G.Ricco, M.Sanzone, M.Taiuti, A.Zucchiatti. Nuclear Physics Group of the University of Genova. Forward and backward photodisintegration of the deuteron. Research Summary Book of the 1988 Gordon Research Conference on Photonuclear Reactions. Plymouth State College, Plymouth, New Hampshire, USA, Printed courtesy of CEBAF, 1988

- 58 N.K.Sherman. The time-of-flight method: the main results and further perspectives. Труды IV семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях" (Москва, 1977). "Наука", М., 1979, стр. 149-168.
- 59 Электрофизическая аппаратура промышленного изготовления. Справочник. «Госатомиздат», М., 1963, стр. 26-28.
- 60 К.П.Рыбас, А.Т.Ермолаев. Высоковольтная трехэлектродная пушка. В сб.: Электрофизическая аппаратура (Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР, НИИ ЭФА им. Д.В.Ефремова). Вып. I. «Госатомиздат», М., 1963, стр. 134-143.
- 61 В.К.Хохлов, И.А.Прудников, В.А.Вьялицын, А.И.Надыбин. Экспериментальное исследование макета группирующей секции линейного ускорителя электронов на 50 МэВ. В сб. Электрофизическая аппаратура. Вып. 2, «Атомиздат», М., 1964, стр. 104-114.
- 62 О.А.Вальднер, Н.П.Собенин, Б.В.Зверев, И.С.Щедрин. Справочник по диафрагмированным волноводам. «Атомиздат», М., 1969.
- 63 Линейный ускоритель электронов на бегущей волне на энергию 50 МэВ. Описание и инструкция по эксплуатации. НИИЭФА, Л., 1970.
- 64 В.Ф.Грушецкий, М.А.Жаренов, Л.Е.Лазарева, А.В.Макаров, В.В.Петренко, В.Н.Пономарев, В.А.Скорик. Реконструкция и состояние линейного ускорителя электронов ИЯИ АН СССР. В сб. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента". Вып. 1(3), ХФТИ, Харьков, 1979, стр. 44-46.
- 65 В.Н.Пономарев. Кандидатская диссертация. ИЯИ АН СССР, М. 1981.
- 66 Л.З.Джилавян. Система получения пучков позитронов и квазимонохроматических фотонов от аннигиляции позитронов на лету на ЛУЭ ИЯИ АН СССР. Препринт ИЯИ АН СССР П-0099, М., 1978, 32 стр.
- 67 Л.З.Джилавян, Л.Е.Лазарева, В.Н.Пономарев, А.А.Сорокин. Изомерные отношения выходов реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196\text{m.g}}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}(e, e'n)^{196\text{m.g}}\text{Au}$ при энергиях 10-90 МэВ. Препринт ИЯИ АН СССР П-0168, М., 1980, 16 стр.
- 68 Н.В.Митрофанова, В.Н.Пономарев, Ю.П.Тимофеев, С.А.Фридман, В.В.Щаенко. Применение нелинейных люминофоров для юстировки пучка электронов ускорителя. ПТЭ, 1973, № 3, стр. 34-36.
- 69 Л.З.Джилавян, В.А.Обозный, В.Н.Пономарев. Использование переходного излучения для наблюдения формы и положения пучка ускоренных электронов. В сб. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Линейные ускорители". Вып. 1(2), ХФТИ, Харьков, 1976, стр. 61-62.
- 70 О.В.Богданкевич, Ф.А.Николаев. Работа с пучком тормозного излучения. «Атомиздат», М., 1964.

- 71 Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Издательство МГУ, М., 1979; В.В. Варламов, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. «Университетская книга». М., 2008.
- 72 K.L.Brown. A first- and second- order matrix theory for the design of beam transport systems and charged particle spectrometers. SLAC Report №75 (Revised), May 1969, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California, 117 pp.
- 73 В.И.Котов, В.В.Миллер. Фокусировка и разделение по массам частиц высоких энергий. «Атомиздат», М., 1969.
- 74 К.Штеффен. Оптика пучков высоких энергий. «Мир», М., 1969.
- 75 А.Бенфорд. Транспортировка пучков заряженных частиц. «Атомиздат», М., 1969.
- 76 S.Penner. Calculations of properties of magnetic deflection systems. Rev. Sci. Instr. 32(1961)150-160.
- 77 J.C.Herrera, E.E.Bliamptis. Symmetry properties of beam handling magnet systems. Rev. Sci. Instr. 37(1966)183-188.
- 78 K.L.Brown, S.K.Howry. TRANSPORT/360. A computer program for designing charge particle beam transport systems. SLAC-91, Stanford, 1970.
- 79 **Л.З.Джилавян**. Система получения пучков позитронов и квазимонохроматических фотонов от аннигиляции позитронов на лету на ЛУЭ ИЯИ АН СССР. Труды шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Изд. отдел ОИЯИ, Дубна, 1979, том 2, стр. 182-185.
- 80 **L.Z.Djilavyan**. The quasimonoenergetic annihilation photon facility at the LINAC of the Moscow Institute for nuclear research. Abstracts of contributed papers to the International conference on nuclear physics with electromagnetic interactions (Mainz, Germany, 1979). Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg Universität, D-6500 Mainz, West Germany, 1979, Abstract 8.4.
- 81 H.A.Enge. Effects of extended fringing fields. Rev. Sci. Instr. 35(1964)278-287.
- 82 А.Г.Баданов, **Л.З.Джилавян**, В.Н.Захаров, М.В.Карпов, В.В.Мельников, В.А.Обозный, В.И.Яворовский Ю.И.Яценко. Применение методов планирования эксперимента для выставки фокусирующих катушек инжекторной секции и моделирование электронной пушки ЛУЭ-50. Программа Научной конференции МИФИ (11-20 октября 1971 г.). МИФИ, М., 1971, Секция электронных вычислительных машин, стр. 23.
- 83 Г.Б.Вербицкий, **Л.З.Джилавян**, В.Н.Захаров, М.А.Жаренов, М.В.Карпов, Р.Л.Кондратьев, В.В.Мельников, В.А.Обозный, В.Н.Пономарев, Г.Н.Соловьев, В.Д.Чалый, Ю.И.Яценко. Юстировка фокусирующих катушек инжекторной секции линейного ускорителя электронов методом крутого восхождения. Препринт ИЯИ – ФИ АН СССР, № 102, М., 1971,

- 7 стр; Тезисы докладов VIII итоговой конференции Центра ядерных исследований (Харьков, 1971). Сборник “Линейные ускорители”, ХФТИ - 71/14, Харьков, стр. 89; Труды ФИ АН СССР, том 69, “Наука”, М., 1973, стр. 132-134.
- 84 **Л.З.Джилавян**, В.А.Обозный, Ю.И.Яценко. Использование метода кругого восхождения для юстировки квадрупольных линз. Препринт ИЯИ –ФИ АН СССР, № 6, М., 1972, 4 стр.; Материалы Всесоюзной конференции “Разработка и практическое применение электронных ускорителей”, Томский университет, Томск, 1972. Программа, секция “Транспортировка частиц и автоматизация ускорителей”, стр 46. Тезисы докладов, стр.127.
- 85 Yu.M.Aleksandrov, V.F.Grushin, A.N.Zinevich, **L.Z.Dzhilavian**, V.A.Obozny. Multiple Scattering of 50-MeV Electrons in Thin Foils. Preprint of P.N.Lebedev Physical Institute (Academy of Sciences of the USSR), N 69, Moscow, 1974, 8 pp.
- 86 **Л.З.Джилавян**, Н.П.Кучер, В.Н.Пономарев, А.А.Сорокин, А.Ю.Чуприков. Сечение реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$. Тезисы докладов XXXII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, “Наука”, Л., 1982, стр. 345.
- 87 V.L.Kuznetsov, L.E.Lazareva, V.G.Nedorezov, N.V.Nikitina, N.M.Parovic. Yields and cross sections of the $^{241}\text{Am}(\gamma, n)^{240\text{mf}}\text{Am}$ and $^{243}\text{Am}(\gamma, n)^{242\text{mf}}\text{Am}$ reactions in the E1 giant resonance region. Nucl. Phys. A324(1979)29-38.
- 88 В.Л.Кузнецов, В.Г.Недорезов, Н.В.Никитина. Влияние γ -излучения на эффективность регистрации осколков деления в искровом счетчике. ПТЭ 5(1979)72.
- 89 М.Г.Давыдов, Г.Е.Косинский, В.Г.Магера. Изомерное отношение реакции $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81\text{m}, \text{g}}\text{Se}$. Тезисы докладов XXXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, “Наука”, Л., 1983, стр. 344.
- 90 В.Д.Воловик, В.И.Кобизской, В.В.Петренко, В.Н.Пономарев. Жидкостная акустическая дозиметрия потоков ионизирующего излучения. Атомная энергия, том 43, вып. 1, 1977, стр. 56-57.
- 91 А.В.Батюнин, Б.С.Долбилкин, Р.Л.Кондратьев, В.П.Лисин. Система формирования пучка для экспериментов по рассеянию электронов на ядрах. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1979, том 2, стр. 186-189; Р.Л.Кондратьев. Кандидатская диссертация. ИЯИ АН СССР, М., 1981.
- 92 М.А.Жаренов, Л.Е.Лазарева, В.Г.Недорезов, В.А.Обозный. Поворотной-анализирующая и формирующая система с параллельным переносом пучка для исследований деления ядер на ЛУЭ-100 ИЯИ АН СССР. Отчет ИЯИ АН СССР, М., 1980.
- 93 А.М.Громов, **Л.З.Джилавян**, Б.С.Долбилкин, В.П.Лисин, Р.Л.Кондратьев, Г.В.Солодухов, Р.А.Эрамжян, Б.С.Ишханов, В.И.Шведунов. Система формирования пучка для экспериментов по рассеянию электронов на ядрах на Московском разрезном микротроне непре-

- рывного действия. Труды XIV совещания по ускорителям заряженных частиц (Протвино, 1994). Сборник докладов, ИФВЭ, Протвино, 1994, том 4, стр. 202-206.
- 94 В.В.Владимирский, Д.Г.Кошкарев. Ахроматическая поворачивающая магнитная система. ПТЭ, 1958, № 6, стр.46.
- 95 E.D.Courant. Multiple scattering corrections for collimating slits. Rev. Sci. Instr. 22(1951)1003-1005.
- 96 Л.З.Джилавян, В.А.Обозный. Некоторые варианты ахроматических поворотных-анализирующих систем. Препринт ФИ АН СССР № 130, М., 1970, 12 стр.; Тезисы докладов VIII итоговой конференции Центра ядерных исследований (Харьков, 1971). Сборник “Линейные ускорители”, ХФТИ - 71/14, Харьков, 1971, стр. 88; Труды ФИ АН СССР, т. 69, “Наука”, М., 1973, стр. 120-124.
- 97 Л.З.Джилавян, В.А.Обозный. Оптимальные характеристики ахроматической анализирующей системы типа К.L.Brown’a. Материалы Всесоюзной конференции “Разработка и практическое применение электронных ускорителей”, Издательство Томского университета, Томск, 1972. Программа, секция “Транспортировка частиц и автоматизация ускорителей”, стр. 46. Тезисы докладов, стр. 126-127.
- 98 Л.З.Джилавян, В.А.Обозный. Варианты разводки пучков от линейного ускорителя электронов ФИАН. Препринт ИЯИ – ФИ АН СССР, № 101, М., 1971, 13 стр.; Тезисы докладов VIII итоговой конференции Центра ядерных исследований (Харьков, 1971). Сборник “Линейные ускорители”, ХФТИ - 71/14, Харьков, 1971, стр. 89; Труды ФИ АН СССР, том 69, “Наука”, М., 1973, стр. 125-128.
- 99 T.L.Aggson, L.Burnod. Production de positrons a l’accelerateur d’Orsay. Determination de la section efficace a 0° sur cibles epaisses. Rapport LAL 27, Orsay, 1962.
- 100 Л.З.Джилавян, А.В.Лелеков. Магнитный спектрометр для измерения спектров позитронов на ЛУЭ ИЯИ АН СССР. Тезисы докладов XXIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, “Наука”, Л., 1979, стр. 357.
- 101 Л.З.Джилавян, А.В.Лелеков. Магнитный спектрометр для измерения дифференциального коэффициента конверсии электронов в позитроны. Краткие сообщения по физике ФИ АН СССР, № 8, 1979, стр. 43-48.
- 102 Л.З.Джилавян, А.В.Лелеков. Измерение дифференциального коэффициента конверсии $e^- \rightarrow e^+$ на танталовых мишенях оптимальной толщины для $25 \text{ МэВ} < E^- < 60 \text{ МэВ}$. Тезисы докладов XXIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, “Наука”, Л., 1979, стр. 520.
- 103 Л.З.Джилавян, А.В.Лелеков. Измерение дифференциального коэффициента конверсии $e^- \rightarrow e^+$ на танталовых мишенях оптимальной толщины для $25 \text{ МэВ} < E^- < 60 \text{ МэВ}$. Краткие сообщения по физике ФИ АН СССР, № 8, 1979, стр. 37-42.

- 104 R.Brun, M.Hansroul, J.C.Lassalle. GEANT ('GEometry ANd Tracking') User's Guide. DD/EE/82 edition, (1982). R.Brun et al. GEANT3 User's Guide. CERN DD/EE/84-1 (1987); GEANT Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library Long Writeup W5013. Application Software Group (CERN, Geneva, Switzerland, 1993); GEANT-4. Version: geant4 9.5.0 (2-nd December, 2011) // Physics Reference Manual.
- 105 J.A.Jansen, G.J.Veenhof, C.de Vries. High precision electron current monitoring system. Nucl. Instr.and Meth. 74(1969)20-26.
- 106 В.А.Запечалов, В.Н.Пономарев, П.И.Рейнгардт-Никулин. Система точного измерения заряда импульсного пучка электронов. Труды ФИ АН СССР, т. 69, "Наука", М., 1973, стр. 135-137.
- 107 В.Н.Пономарев. Измерение эффективности цилиндра Фарадея с магнитоиндукционным датчиком. В сб. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика высоких энергий атомного ядра". Вып. 5(7), Харьков, 1973, стр. 48-50.
- 108 V.Aune, J.Bourbigot, J.Derost, G.Dugay, M.Juillard, J.Leroy, F.Netter, B.Pronier, A.Sokolovsky. New performance of the beams of Saclay's high duty cycle Linac. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, N 3,1971, pp. 561-563.
- 109 В.Д.Воловик, В.И.Кобизской, В.В.Петренко, Г.Ф.Попов, Г.Л.Фурсов. Ионизационное свечение воздуха под действием релятивистских электронов. Атомная энергия, том 34, вып. 2, 1973, стр. 130-131.
- 110 P.Berkvens, R.Van de Vyver, H.Ferdinande, W.Mondelaers, E.Kerkhove, P.Van Otten, D.Ryckbosch, E.Van Camp. The positron production and acceleration facility at the 90 MeV electron Linac of Ghent State University. Nucl. Instr. and Meth. 227(1984)395-400; E. Kerkhove, P. Berkvens, R. Van de Vyver, H. Ferdinande, P. Van Otten, D. Ryckbosch, and E. Van Camp. Charged-particle decay of ^{28}Si induced by quasi-monochromatic annihilation photons in the GDR. Nucl. Phys. A 474(1987)397-411.
- 111 В.Л.Гинзбург, И.М.Франк. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую. ЖЭТФ 16(1946)15.
- 112 L.Wartsky, J.Marcou, S.Roland. Detection of optical transition radiation and its application to beam diagnostics. IEEE Trans. Nucl. Sci., vol NS-20, №3, 1973, pp. 544-548.
- 113 Г.А.Аскарьян. Гидродинамическое излучение от треков ионизирующих частиц в стабильных жидкостях. Атомная энергия, том 3, № 8, 1957, стр. 152-153.
- 114 И.А.Боршковский, В.Д.Воловик, И.А.Гришаев, Г.Г.Дубовик, И.И.Залюбовский, В.В.Петренко. Возбуждение ультразвуковых волн при прохождении быстрых электронов через металл. Письма в ЖЭТФ 13(1971)546-549.
- 115 H.Ehrenberg, H.Averdung, B.Dreher, G.Fricke, H.Herminghaus, R.Herr, H.Hultsch, G.Luhrs, K.Merle, R.Neuhausen, G.Noldeke, H.M.Stolz, V.Walther, H.D.Wohlfahrt. Die El-

- elektronenstreu-Apparatur am Mainzer 300 MeV-Elektronen-Linearbeschleuniger. Nucl. Instr. and Meth. 105(1972)253-263.
- 116 Л.З.Джилавын, Е.А.Замчалова, Т.Н.Ильина, Л.А.Кузьмичев, Н.П.Кучер, И.В.Ракобольская, Н.В.Сокольская. Зависимость потемнения рентгеновской пленки от угла прохождения потока электронов. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0167, М., 1980.
- 117 ГСО-7865-2000. Паспорт № 440.2002-9. Государственный стандартный образец поглощенной дозы фотонного или электронного излучения. СОПД (Ф) Р-5/50.
- 118 Ю.М.Александров, В.Ф.Грушин, А.Н.Зиневич, Л.З.Джилавын, В.А.Обозный. Экспериментальное исследование многократного рассеяния электронов с энергией 50 МэВ. ЖЭТФ 68(1975)1597-1600.
- 119 С.В.Блажевич. Магнитострикционный датчик распределения плотности тока импульсного пучка ускоренных частиц. В сб. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента", Вып. 1(18), "ЦНИИАтоминформ", М., 1984, стр. 65-67.
- 120 E.P.Balsamo, C.Guaraldo, R.Scrimaglio. A secondary emission monitor for electron beam of high energy and intensity. Nucl. Instr. and Meth. 55(1967)339-343.
- 121 Л.З.Джилавын, В.А.Обозный, В.Н.Пономарев. Измерение фазовой протяженности электронных сгустков ЛУЭ-50 ИЯИ АН СССР. В сб. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Линейные ускорители", Вып. 1(2), ХФТИ, Харьков, 1976, стр. 59-60.
- 122 В.В.Налимов, Н.А.Чернова. Статистические методы планирования экстремальных экспериментов, "Наука", М., 1965.
- 123 Л.З.Джилавын, В.А.Обозный, В.Н.Пономарев. Оптимальная настройка ускорителя ЛУЭ-50 по фазам. В сб. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика высоких энергий и атомного ядра", Вып. 5(7), ХФТИ, Харьков, 1973, стр. 45-47.
- 124 Л.З.Джилавын, Н.П.Кучер. Экспериментальная проверка системы получения квазимонохроматических аннигиляционных гамма-квантов на ЛУЭ ИЯИ АН СССР путем измерения сечения реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$. Тезисы докладов XXIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1979, стр.349; Препринт ИЯИ АН СССР П-0120, М., 1979, 12 стр.
- 125 Л.З.Джилавын, Н.П.Кучер. Измерение сечения реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ на пучке квазимонохроматических фотонов в области энергий 12-25 МэВ. ЯФ 30(1979)294-298.
- 126 A.O.Hanson, L.H.Lanzl, E.M.Lyman, M.B.Scott. Measurement of Multiple Scattering of 15.7-MeV Electrons. Phys. Rev. 84(1951)634-637.
- 127 Von Gert Molière. Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I. Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld. Z. Naturforschg. 2a(1947)133-145; Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II. Mehrfach- und Vielfachstreuung. Z. Naturforschg. 3a(1948)78-97.

- 128 W.T.Scott. The theory of small-angle multiple scattering of fast charged particles. *Rev. Mod. Phys.* 35(1963)231-313.
- 129 H.A.Bethe. Moliere's theory of multiple scattering. *Phys. Rev.* 89(1953)1256-1266.
- 130 F.Amman. Positron Accelerators. In "Linear Accelerators" (edited by P.M.Lapostolle and A.L.Septier), "North-Holland Publishing Company", Amsterdam, 1970, pp. 523-551.
- 131 В.Д.Эфрос, Л.З.Джилавян. О вычислении пространственного распределения частиц, неадиабатически теряющих энергию в веществе. Отчет ФИ АН СССР, М., 1966, 12 стр.
- 132 D.F.Crawford, H.Messel. The electron-photon cascade in lead, emulsion and copper absorbers. *Nucl. Phys.* 61(1965)145-172.
- 133 C.N.Yang. Actual path length of electrons in foils. *Phys. Rev.* 84(1951)599.
- 134 B.Rossi, K.Greizen. Cosmic-ray theory. *Rev. Mod. Phys.* 13(1941)240-309.
- 135 M.Bernardini, J.Miller, G.Tamas, C.Schuhl, C.Tzara. Mesure du rendement de conversion negaton-positon. Rapport CEA N 2212, Saclay, 1962.
- 136 H.Brechna, K.E.Breymayer, K.G.Carney, H.De Staebler, R.H.Helm, C.T.Hoard. The positron source. In "The Stanford two-mile accelerator" (edited by R.B.Neal). "W.A.Benjamin, Inc.", New York – Amsterdam, 1968, pp. 545-583.
- 137 И.А.Гришаев, В.П.Ефимов, В.И.Касилов, А.Н.Фисун. Генерация и ускорение позитронов на линейном ускорителе электронов ФТИ АН УССР. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 1968). "ВИНИТИ", М., 1970, т. I, стр. 574-577. А.Н.Фисун. Кандидатская диссертация. ХФТИ, Харьков, 1972.
- 138 Л.З.Джилавян, В.А.Обозный. Предварительные результаты измерения коэффициента конверсии электронов в позитроны на системе монохроматизации на линейном ускорителе ЛУ-50 ИЯИ АН СССР. Материалы Всесоюзной конференции "Разработка и практическое применение электронных ускорителей", Тезисы докладов, Издательство Томского университета, Томск, 1972. стр. 181-182.
- 139 J.Aucouturier, H.Leboutet, G.Azam and C.Perraudin. Converter and positron acceleration on the A.L.S. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-16, N-3, part I, 1969, pp. 307-308.
- 140 R.E.Sund, R.B.Walton, N.J.Norris, M.H.MacGregor. Positron Yields from a 45-MeV L-band Electron Linear Accelerator. *Nucl. Instr. and Meth.* 27(1964)109-121.
- 141 N.C.Pering, W.A.Roome, P.C.Rush, B.C.J.Seely, A.Febel, H.Schneemann, G.Stange. General description and performance measurements on DESY LINAC II electron-positron injector. *Ibid.*, pp. 579-583.
- 142 U.Kneissl und G.Kuhl. Ein empfindlicher Profil- und Positionsmonitor für Elektronen- und Positronenstrahlen. *Nucl. Instr. and Meth.* 87(1970)77-78.
- 143 P.Garganne, P.Daujot and A.Veyssièrè. Direct on-line visualization system for a monochromatic positron beam using a PDP8/I computer. *Nucl. Instr. and Meth.* 115(1974)477-487.

- 144 Л.З.Джилавын, Е.А.Замчалова, А.В.Лелеков, И.В.Ракобольская, Н.В.Сокольская. Кривая почернения рентгеновской пленки, используемой для исследований космических лучей, при облучении ее позитронами с энергией 30 МэВ. Вестник МГУ. Серия: физика, астрономия. Т. 19, № 5, 1978, с. 13-16.
- 145 M.Albicocco, G.P.Capitani, E.De Sanctis, P.Di Giacomo, C.Guaraldo, V.Lucherini, E.Polli and A.R.Reolon. A multiwire chamber for positron and photon beam scanning. Nucl.Instr.and Meth. 203(1982)63-68.
- 146 U.Kneissl, E.A.Koop, G.Kuhl, K.H.Leister and A.Weller. The Quasimonoeenergetic Photon Facility at the Giessen 65 MeV Electron Linear Accelerator. Nucl. Instr.and Meth. 127(1975)1-10.
- 147 Л.З.Джилавын, А.И.Карев. Динамика позитронного пучка с конвертерной мишени при его доускорении в ЛУЭ на бегущей волне. Труды седьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Изд. отдел ОИЯИ, Дубна, 1981, том I, стр. 209-212.
- 148 Л.З.Джилавын. Мониторирующая аппаратура системы получения позитронов и квазимонохроматических аннигиляционных фотонов на ЛУЭ ИЯИ АН СССР. Тезисы докладов XXIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1979, стр. 356.
- 149 Л.З.Джилавын, Н.П.Кучер. Калибровка детекторов релятивистских заряженных частиц и гамма-квантов на системе получения квазимонохроматических аннигиляционных фотонов. В сб. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента". Вып. 1(3), ХФТИ, Харьков, 1979, стр. 82-84.
- 150 Л.З.Джилавын, Н.Н.Кузнецова, Н.П.Кучер, Л.И.Сарычева, Н.Б.Синёв. Исследование характеристик черенковского детектора на пучке "одиночных" ультрарелятивистских позитронов. Препринт ИЯИ АН СССР П-0128, М., 1979, 5 стр.
- 151 Л.З.Джилавын, Н.П.Кучер, Г.В.Лупенко. Спектрометрические характеристики однокристалльного NaI(Tl) спектрометра полного поглощения при энергиях 10-60 МэВ. Тезисы докладов XXX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1980, стр. 530.
- 152 Л.З.Джилавын, Н.П.Кучер, Г.В.Лупенко. Калибровка направленного телескопического спектрометра релятивистских электронов. Там же, стр. 412.
- 153 Л.З.Джилавын, Н.П.Кучер, Г.В.Лупенко. Спектрометр релятивистских электронов низких энергий в составе космических лучей и его градуировка на пучке "одиночных" позитронов. Краткие сообщения по физике ФИ АН СССР, № 2, 1980, стр. 15-21.
- 154 Л.З.Джилавын, Н.П.Кучер, Г.В.Лупенко. Сцинтилляционные спектрометры полного поглощения и исследование их спектрометрических характеристик при энергиях 10-60 МэВ. Препринт ИЯИ АН СССР П-0136, М., 1980, 18 стр.

- 155 В.И.Корин. Применение dE/dx – детекторов для регистрации частиц в импульсных потоках с интенсивностью до 10^6 частиц/импульс. Препринт ФИ АН СССР № 116, М., 1969, 10 стр.
- 156 В.М.Лобашев. Частное сообщение.
- 157 E.Hayward, W.R.Dodge and B.H.Patrick. Some experiences using a positron annihilation beam. Nucl. Instr. and Meth. 159(1979)289-299; W.R.Dodge, E.Hayward, R.G.Leicht, B.H.Patrick, R.Starr. E2 Strength in ^{12}C Determined by Elastic Photon Scattering. Phys. Rev. Lett. 44(1980)1040-1043.
- 158 M.E.Toms, T.F.Godlove. Positron Production with the USNRL LINAC. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12, N-3, 1965, pp. 462-464.
- 159 О.Б.Демьяновский, Е.М.Лейкин, К.И.Яблонин. Стабильный одноламповый интегратор для мониторов ядерных излучений. ПТЭ 1963, № 3, стр. 82-84.
- 160 Ю.М.Александров, В.Ф.Грушин, Б.Н.Доронин, Е.М.Лейкин. Абсолютные и относительные измерения интенсивности тормозного излучения. Препринт ФИ АН СССР № 35, М., 1968, 12 стр.
- 161 В.А.Запечалов, П.И.Рейнгардт-Никулин. Простая схема измерителя интегральной дозы излучения ускорителя. ПТЭ 1979, № 6, стр. 55-57.
- 162 P.Argan, G.Audit, J.Bechade, A.Bloch, N.de Botton, G.Colin, J.L.Faure, D.Foucaud, M.L.Ghedira, C.Guerra, J.Martin, E.Mazzucato, C.Schuhl, G.Tamas and E.Vincent. A 130 to 530 MeV Tagged Photon Beam Obtained by In-flight Positron Annihilation. Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research 228(1984)20-32.
- 163 R.Hirel, L.Burnod, G.Delouya. Focalisation d'un faisceau de positrons. Rapport Interne LAL № 28. Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire, Orsay, France, 1962.
- 164 P.Carlos. These. A l'Université de Paris-SUD. Centre d'Orsay. Orsay, Série A, N° d'ordre 902, 1972.
- 165 D.Yount, J.Pine. Production of positrons with the Stanford Mark III accelerator. Nucl. Instr. and Meth. 15(1962)45-50.
- 166 S.C.Fultz, C.L.Whitten, W.J.Gallagher. The LRL (Livermore) 100-MeV linear electron accelerator and facility. IEEE Trans.Nucl.Sci. NS-18, N-3, 1971, pp. 533-537.
- 167 И.А.Гришаев, А.Н.Креницын, Н.И.Лапин, Г.Д.Пугачев, Б.И.Шраменко. Многослойный ливневый спектрометр полного поглощения для измерения энергии электронов и фотонов высоких энергий. Укр.ФЖ 16(1971)866-867.
- 168 В.И.Артемов, В.А.Вишняков, Г.К.Демьяненко, С.А.Добромиров, В.М.Кобезский, Ф.А.Пеев, А.Н.Фисун. Исследование и настройка источника позитронов на линейном ускорителе ХФТИ АН УССР. В сб. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента". Вып. 3(9), ХФТИ, Харьков, 1981, стр. 12-13; В.И.Артемов.

- Методы получения и формирования позитронных пучков в линейных ускорителях. Обзор. “ЦНИИАтоминформ”, М., 1984, 49 стр.
- 169 В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Релятивистская квантовая теория. 1 часть (1 издание). “Наука”, М., 1968. Квантовая электродинамика (3 издание). “Наука”. М., 1989.
- 170 L.Matthews, R.O.Owens. Accurate formulae for the calculation of high energy electron bremsstrahlung spectra. Nucl. Instr. and Meth. 111(1973)157-168.
- 171 M.N.Martins, E.Hayward, G.Lamaze, X.K.Maruyama, F.J.Schima, E.Wolynec. Experimental test of the bremsstrahlung cross section. Phys. Rev. C30(1984)1855-1860.
- 172 **Л.З.Джилавян**. Замечание к докладу: V.V.Varlamov, N.G.Efimkin, B.S.Ishkhanov. Photoneuclear experiment resolution improvement and intermediate structure of the giant dipole resonance. Труды VIII семинара “Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях”. Издательский отдел ИЯИ РАН, М., 1992, стр. 288.
- 173 **Л.З.Джилавян**. Экспериментальные параметры изовекторного E1-гигантского резонанса в зависимости от корректности учета спектров тормозных фотонов. Изв. РАН. Сер. Физ. 79(2015)581-586; **L.Z.Dzhilavyan**. Experimental parameters of the isovector E1 giant resonance in dependence on correctness of taking into account bremsstrahlung spectra. Book of abstracts. of the LXIII Int. conf. “Nucleus 2014”. Minsk, 2014, p. 66.
- 174 Н.Г.Ефимкин. Анализ данных фотоядерных экспериментов с помощью метода редукции. Автореферат кандидатской диссертации. МГУ, М., 1993, 23 стр.
- 175 Б.С.Долбилкин, В.А.Запелалов, В.И.Корин, Ф.А.Николаев. Форма спектра тормозного излучения вблизи верхней границы. ЖЭТФ 44(1963)866-867.
- 176 R.P.Lambert, J.W.Jury, N.K.Sherman. Measurement of bremsstrahlung spectra from 25 MeV electrons on Ta as a function of radiator thickness and emission angle. Nucl. Instr. and Meth. 214(1983)349-360.
- 177 E.G.Fuller, E.Hayward, and H.W.Koch. Shape of the High-Energy End of the Electron-Bremsstrahlung Spectrum. Phys. Rev. 109(1958)630-635.
- 178 С.С.Вербицкий, Б.С.Ратнер, Ким Дин-Хи. Структура высокоэнергичной части спектра излучения электронов, испускаемого мишенью синхротрона. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0013, М., 1975, 7 стр.
- 179 С.С.Вербицкий, А.М.Лапик, Б.С.Ратнер, А.В.Русаков, М.А.Тиканов, Б.А.Тулупов, А.Н.Целебровский. Исследование распада дипольного гигантского резонанса в реакции (γ, n) на ядрах ^{52}Cr и ^{51}V . ЯФ 72(2009)420-428.
- 180 **Л.З.Джилавян**. Сопоставление реальных тормозных фотонов от электронов и позитронов и виртуальных фотонов в электрон- и позитрон- ядерных реакциях для задач исследования гигантских резонансов. Изв. РАН. Сер. Физ. 78(2014)635-641; **L.Z.Dzhilavyan**.

- IVE1GR-IVE2GR separation using real photons and virtual photons in electron- and positron-nuclear reactions. Role of bremsstrahlung differences for electrons and positrons at E1GR studies with quasimonochromatic annihilation photons. Book of abstracts. of the LXIII Int. conf. "Nucleus 2013". Saint-Petersburg, 2013, p. 132, 133.
- 181 В.Н.Байер, В.С.Фадин, В.А.Хозе. О тормозном излучении фотона при столкновении электронов большой энергии. ЖЭТФ 51(1966)1135-1141; Полный спектр тормозного излучения ультрарелятивистских электронов. ЖЭТФ 53(1967)2194-2202; В.Н.Байер, В.М.Катков, В.С.Фадин. Излучение релятивистских электронов. "Атомиздат", М., 1973.
- 182 Л.З.Джилавян. Аспекты фотоядерного (^{12}N ; ^{12}B)-активационного детектирования взрывчатых веществ с учетом фоновых фотонейтронов. Изв. РАН. Сер. Физ. 73(2009)846-852.
- 183 M.J.Berger, S.M.Seltzer. Bremsstrahlung and Photoneutrons from Thick Tungsten and Tantalum Targets. Phys. Rev. C2(1970)621-631.
- 184 H.Ferdinande, G.Knuyt, R.Van de Vijver and R.Jacobs. Numerical calculation of absolute forward thick-target bremsstrahlung spectra. Nucl. Instr. and Meth. 91(1971)135-140.
- 185 В.Е.Жучко, Ю.М.Ципенюк. Расчет спектров тормозного излучения под различными углами в диапазоне энергий 1-30 МэВ. Атомная энергия 39(1975)66-68.
- 186 Л.З.Джилавян, Г.Г.Рыжих, А.Ю.Чуприков. Определение сечения по выходу фотоядерной реакции из мишени, стоящей вблизи толстого радиатора. Препринт ИЯИ АН СССР П-0492, М., 1986, 18 стр.
- 187 Е.Янке, Ф.Эмде, Ф.Леш. Специальные функции: формулы, графики, таблицы. "Наука", М., 1968.
- 188 L.Landau. On the energy loss of fast particles by ionization. J. Phys.(USSR) 8(1944)201-205.
- 189 O.Blunck, S.Leisegang. Zum Energieverlust schneller Elektronen in dünnen Schichten. Zeits. für Physik 128(1950)500-505; O.Blunck, K.Westphal. Zum Energieverlust energiereicher Elektronen in dünnen Schichten. Zeits. für Physik 130(1951)641-649.
- 190 R.M.Sternheimer. The energy loss of a fast charged particle by Čerenkov radiation. Phys. Rev. 91(1953)256-265; Density effect for the ionization loss in various materials. Phys.Rev. 103(1956)511-515.
- 191 F.Rohrlich and B.C.Carlson. Positron-electron differences in energy loss and multiple scattering. Phys. Rev. 93(1954)38-44.
- 192 M.J.Berger, S.M.Seltzer. Tables of energy-losses and ranges of electrons and positrons. In: Studies in penetration of charged particles in matter. Committee on Nuclear Science, National Academy of Sciences – National Research Council. Publication 1133, paper 10, Washington, D.C., 1964.

- 193 L.Pages, E.Bertel, H.Joffre, and L.Sklavenitis. Energy losses, trajectories, and stopping power for 10 keV to 100 MeV electrons in simple elements and some chemical compounds. Centre d'Etudes Nucleares de Saclay CEA-R-3942 (1970), 138 pp.
- 194 L.Eyge. Stragglings of Electrons near the Critical Energy. Phys. Rev. 76(1949)264-269; Phys. Rev. 77(1950)81-85.
- 195 J.L.Matthews, D.J.S.Findlay, R.O.Owens. The distribution of electron energy losses in thin absorbers. Nucl. Instr. and Meth. 180(1981)573-579.
- 196 Л.З.Джилавян, Н.П.Кучер, В.С.Юрченко. Потoki и спектры квазимонохроматических фотонов от аннигиляции позитронов на лету. Препринт ИЯИ АН СССР П-0152, М., 1980, 26 стр..
- 197 Л.З.Джилавян. Потoki и спектры квазимонохроматических аннигиляционных фотонов для исследований E1-гигантских резонансов в атомных ядрах. ЯФ 77(2014)1578-1590; L.Z.Dzhilavyan.. Fluxes and spectra of quasimonochromatic annihilation photons for studies of E1 giant resonances. Book of abs. of the LXIII Int. conf. "Nucleus 2013". Saint-Petersburg, 2013, p. 131.
- 198 Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. "Государственное издательство физико-математической литературы", М., 1960.
- 199 H.W.Kendall, M.Deutsch. Annihilation of Positrons in Flight. Phys. Rev. 101(1956)20.
- 200 B.L.Berman, S.C.Fultz. Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons. Rev. Mod. Phys. 47(1975)713-761.
- 201 R.Bergère. Features of the giant E1-resonance. In: "Lecture Notes in Physics", v. 61 ("Photoneuclear Reactions I"), International School on Electro- and Photo- nuclear Reactions (Erice, Italy, 1976), "Springer-Verlag", Berlin-Heidelberg-New York, 1977, pp. 1-222.
- 202 J.Ballam, G.B.Chadwick, Z.G.T.Guiragossian, A.Kilert, R.R.Larsen, D.W.G.S.Leith, S.H.Williams. The SLAC monochromatic photon beam. Nucl. Instr. and Meth. 73(1969)53-60.
- 203 R.E.Sund, M.P.Baker, L.A.Kull, and R.B.Walton. Measurement of the $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ and $(\gamma, 2n)$ Cross Sections. Phys. Rev. 176(1968)1366-1376.
- 204 A.Dufner, S.Swanson, Y.Tsai. Tables of γ spectra from e^+ hydrogen atom collisions. SLAC-67 (1966); S.M.Swanson. Relativistic Positron-Electron Bremsstrahlung at Wide Angles: A Numerical Calculation. Phys. Rev. 154(1967)1601-1607.
- 205 P.Carlos, H.Beil, R.Bergère, A.Leprêtre, A.Veyssière. Improvement of the energy resolution of the monochromatic photon beam used at the 600 MeV Saclay LINAC for $E_\gamma < 140$ MeV. Abstracts of Contributed Papers to the International Conference on Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions (Mainz, Germany, 1979). Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg – Universität, D-6500 Mainz, West Germany, 1979, Abstract 8.3.

- 206 H.Beil, R.Bergère et A.Veyssière. Systeme de detection de photoneutrons utilisant un scintillateur a grandes dimensions permettant l'etude simultaneè des reactions (γ, xn). Nucl. Instr. and Meth. 67(1969)293-304; G.Audit, N. de Botton, G.Le Poittevin, C.Schuhl, G.Tamas. Etude experimentale et theorique du nombre total de photons et de la forme de la raie obtenue par annihilation en vol de positons. Rapport CEA-R-3628, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, 1968, 21 pp.; G.Audit, N. de Botton, G.Tamas, H.Beil, R.Bergère et A.Veyssière. Etude experimentale et theorique du nombre total de photons et de la forme de la raie obtenue par annihilation en vol de positons monochromatiques. Nucl. Instr. and Meth. 79(1970)203-212.
- 207 R.V.Elliott, K.Lokan, D.Lobb, L.Katz. Saskatchewan Accelerator Laboratory Report, No SAL-3, 1964, University Saskatchewan (Saskatoon, Saskatchewan, Canada), 171 pp.
- 208 L.S.Cardman, R.O.Owens. Optimum Target Parameters for the Production of a "Monochromatic" Photon Beam by Positron Annihilation-In-Flight. Yale University Internal Report № EAL 2726-39; The Photon Spectrum from Positron Annihilation in Flight. Nucl. Instr.and Meth. 67(1969)283-287.
- 209 B.L.Berman, R.A.Alvarez, D.D.Faul, F.H.Lewis,Jr., Paul Meyer, T.W.Phillips. Recent high-resolution (γ, n) measurements at Livermore. Proc. of the Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications (Asilomar, California, USA, 1973, edited by B.L.Berman). CONF-730301, pp. 1073-1074.
- 210 P.H.Cannington, D.G.Owen, R.J.J.Stewart, E.G.Muirhead, B.M.Spicer. Experimental Measurement of Vibrational Splitting of the Giant Dipole Resonance. Intern. Conf. on Nuclear Structure (Tokyo, 1967), PICNS-67 Contributions. Institute for Nuclear Study, University of Tokyo, Tanashi-shi, Tokyo, Japan. 10.15, p. 379. P.H.Cannington, R.J.J.Stewart, B.M.Spicer, M.G.Huber. The Photoneutron Cross Section of ^{141}Pr . Nucl. Phys. A109(1968)385-392.
- 211 Claude Schuhl. Частное сообщение.
- 212 В.В.Варламов, П.Н.Заикин, И.М.Капитонов, М.В.Уфимцев, А.П.Черняев. Форма спектра квазимонохроматических фотонов и параметры сечений фотоядерных реакций. Изв. АН СССР. Серия физ. 50(1986)192-195. V.V.Varlamov, N.G.Efimkin, B.S.Ishkhanov. Photonuclear experiment resolution improvement and intermediate structure of the giant dipole resonance. Труды VIII семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях". ИЯИ РАН, М., 1992, стр. 284-287.
- 213 Г.Г.Векслер, С.С.Вербицкий, Л.З.Джилавын, В.А.Обозный. Предварительные результаты по регистрации пика квазимонохроматических фотонов от аннигиляции позитронов на лету на ЛУЭ-50. В сб. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Линейные ускорители". Вып.1(2), ХФТИ, Харьков, 1976, стр.66-67.
- 214 H.A.Enge. Combined magnetic spectrograph and spectrometer. Rev.Sci.Instr. 29(1958)885-888.
- 215 R.Bergère. Частное сообщение.

- 216 M.Anghinolfi, P.Corvisiero, **L.Z.Dzhilavian**, G.Ricco, M.Sanzone, M.Taiuti, A.Zucchiatti. Nuclear Physics Group of the University of Genova. BGO Ball. Research Summary Book of the 1988 Gordon Research Conference on Photonuclear Reactions. Plymouth State College, Plymouth, New Hampshire, USA, Printed courtesy of CEBAF, 1988.
- 217 M.C.Crowley-Milling. Linear Accelerators as Injectors for Cyclic Machines. In “Linear Accelerators” (edited by P.M.Lapostolle and A.L.Septier), “North-Holland Publishing Company”, Amsterdam, 1970, pp. 495-522.
- 218 Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов, Б.Б.Говорков. Излучение поляризованных квазимонохроматических γ -квантов ультрарелятивистскими электронами в поперечном периодическом магнитном поле. Препринт ФИАН N83, М.,1977; ЯФ 27(1978)971-975; Использование спирального ондулятора на электронных пучках высокой энергии протонных синхротронов для разделения частиц и получения квазимонохроматических фотонов. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Протвино, июль 1977). ИФВЭ, Серпухов, 1977, стр. 124-132.
- 219 С.Г.Попов. Перспективы исследований электромагнитных свойств ядер на накопительных кольцах. Труды VIII семинара “Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях”. ИЯИ РАН, М., 1992, стр. 174-182.
- 220 Ю.М.Волков, Г.А.Коломенский, Е.Ф.Лаковичев, В.П.Фоминенко, В.П.Чижов. Применение внутреннего пучка электронов синхротрона для исследования электроядерных и фотоядерных реакций. Препринт Ленинградского института ядерной физики АН СССР, N 1000, Л., 1984.
- 221 **L.Z.Dzhilavyan**, S.I.Mishnev, V.G.Nedorezov, D.M.Nikolenko, I.A.Rachek, D.K.Toporkov. “Source of monochromatic photons driven by positron in-flight annihilation using internal target of storage ring VEPP-3”. Proceedings of the XIII Intern. seminar on Electromagnetic interactions of nuclei (Moscow, September 20-23, 2012). INR, Moscow, 2013, pp. 138-147.
- 222 Ф.П.Денисов, П.А.Черенков, А.М.Громов. Способ формирования параллельного импульсного пучка моноэнергетических позитронов. Авторское свидетельство № В 1410 (зарегистрировано 20 сентября 1966 г.).
- 223 Г.И.Будкер. Сильноточный источник позитронов. Атомная энергия 19(1965)505-507.
- 224 К.В.Астрелина, М.Ф.Блинов, Т.А.Всеволожская, Н.С.Диканский, Ф.А.Еманов, Р.М.Лапик, П.В.Логачев, П.В.Мартышкин, А.В.Петренко, Т.В.Рыбцкая, А.Н.Скринский, С.В.Шиянков, Т.А.Яскина. Получение интенсивных позитронных пучков на инжекционном комплексе ВЭПП-5. ЖЭТФ 133(2008)94-114.
- 225 H.Überall. Electron scattering from complex nuclei. Academic press. N. Y. & London. 1971.

- 226 R.Pitthan, Buskirk F.R., E.B.Dally, J.N.Dyer, X.K.Maruyama. Electroexcitation of Giant Multipole Resonances in ^{197}Au and ^{208}Pb between 5 and 40 MeV Excitation Energy with 90-MeV Electrons. *Phys. Rev. Lett.* 33(1974)849-852.
- 227 M.Sasao, Y.Torizuka. Electroexcitation of giant multipole resonances in ^{208}Pb . *Phys. Rev. C.* 15(1977)217-232.
- 228 Takakuwa C., Saito T., Suzuki S., Takahisa K., Tohei T., Nakagawa T., Abe K. Excitation of giant resonances in the $^{40}\text{Ca}(e, e'n)^{39}\text{Ca}$ reaction. *Phys. Rev. C.* 50(1994)845-858.
- 229 E.Hayward. Study of the giant resonances with virtual and real photons. In: "Lecture Notes in Physics", v. 108 ("Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions", Proc. Int. Conf., (Mainz, Germany, 1979, ed. H.Arenhövel, D.Drechsel), "Springer-Verlag", Berlin-Heidelberg-New York, 1979, pp. 300-310; Electrodisintegration experiments and virtual photon spectra. Proc. of the Fifth Course of the "Int. school of Intermediate Energy Nuclear Physics" (Verona, Italy, 1985, ed. R.Bergere, S.Costa, C.Schaerf). "World Scientific", Singapore, pp. 132-162.
- 230 E.Wolynec. Electrodisintegration experiments and virtual photon theory. Труды V семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях". ИЯИ АН СССР, М., 1982, стр. 84-109.
- 231 В.Г.Недорезов, Ю.Н.Ранюк. Фотоделение ядер за гигантским резонансом. "Наукова думка", Киев, 1989.
- 232 R.H.Dalitz, D.R.Yennie. Pion Production in Electron-Proton Collisions. *Phys. Rev.* 105(1957) 1598-1615.
- 233 I.C.Nascimento, E.Wolynec, D.S.Onley. Nuclear excitation by electrons and positrons. *Nucl. Phys. A* 246(1975)210-220.
- 234 K.L.Brown, R.Wilson. Electrodisintegration of Cu^{63} , Zn^{64} , Ag^{109} , and Ta^{181} . *Phys. Rev.* 93 (1954)443-452.
- 235 R.Bergère. Features of the giant E1-resonance. In: "Lecture Notes in Physics", v. 61 ("Photoneuclear Reactions I"), International School on Electro- and Photo- nuclear Reactions (Erice, Italy, 1976), "Springer-Verlag", Berlin-Heidelberg-New York, 1977, pp. 1-222.
- 236 U.Kneissl, G.Kuhl, K.H.Leister, A.Weller. Search for E2 strength in electrofission of ^{238}U and ^{232}Th . *Nucl. Phys. A*256(1976)11-20; H.Ströher, R.D.Fischer, J.Drexler, K.Huber, U.Kneissl, R.Ratzek, H.Ries, W.Wilke, H.J.Maier. Absolute cross sections for e^- - and e^+ - induced fission of ^{238}U and tests of DWBA virtual-photon spectra. *Nucl. Phys. A*378(1982)237-250.
- 237 A.C.Shotter, D.Branford, J.C.McGeorge and J.M.Reid. The E1 and E2 strength in the electrofission of some heavy elements. *Nucl. Phys. A*290(1977)55-64.
- 238 W.W.Gargaro, D.S.Onley. Real and Virtual Radiation in Electron-Nucleus Scattering. *Phys. Rev. C*4(1971)1032-1043.

- 239 C.W.Soto Vargas, D.S.Onley, L.E.Wright. A new technique for calculating virtual photon spectra. Nucl. Phys. A288(1977)45-56.
- 240 E.Woly nec, V.A.Serrao, M.N.Martins. Nuclear size effects in virtual photon spectra. J. Phys. G.: Nucl. Phys. 13(1987)515-526.
- 241 W.R.Dodge, E.Hayward, E.Woly nec. Experimental test of virtual photon theory. Phys. Rev. C28(1983)150-158.
- 242 В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, Н.Н.Песков, М.Е.Степанов. Новые данные о парциальных фотонейтронных реакциях (g,n), (g,2n) и (g,3n). ЯФ, 76(2013)1484-1495.
- 243 V.V.Varlamov, B.S.Ishkhanov, V.N.Orlin, K.A.Stopani. A new approach for analysis and evaluation of partial photoneutron reaction cross sections. Eur. Phys. J. A 50 7 (2014) 114 (7 pages).
- 244 Table of Isotopes. 7th Edition (Ed. C.M.Lederer, V.S. Shirley) N.Y.: "Wiley", 1978.
- 245 S.Y.F.Chu, L.P.Ekström, R.B.Firestone. WWW Table of Radioactive Isotopes. LBNL Isotopes Project. LUNDS Universitet, Cited February 28 1999. <http://ie.lbl.gov/toi/>
- 246 Б.С.Ратнер. Использование реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ в качестве монитора при изучении фотоядерных реакций. Препринт ФИАН А-114, М., 1965.
- 247 S.C.Fultz, R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, R.R.Harvey. Photoneutron Cross Sections for Natural Cu, Cu^{63} , and Cu^{65} . Phys. Rev. 133(1964)B1149-B1154.
- 248 **Л.З.Джилавян**, В.Л.Кузнецов, Н.П.Кучер, В.Г.Недорезов, Н.В.Никитина, В.С.Юрченко. Использование методики регистрации осколков деления в тонких пленках для измерения сечений фотоделения ^{238}U на пучке квазимонохроматических аннигиляционных фотонов. Препринт ИЯИ АН СССР П-0121, М., 1979, 10 стр.
- 249 **L.Z. Dzhilavyan**, V.G. Nedorezov. The ^{238}U photofission in the giant resonance region. LXII Intern. conf. "Nucleus-2012" Book of abs. Saint-Petersburg 2012, p. 99; **Л.З.Джилавян**, В.Г.Недорезов. Фотоделение ^{238}U в области гигантского резонанса». ЯФ 76(2013)1529-1536.
- 250 О.Ф.Немец, Ю.В.Гофман. Справочник по ядерной физике. "Наукова думка", Киев, 1975.
- 251 A.Veyssiere, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre, K.Kernbath. A Study of the Photofission and Photoneutron Processes in the Giant Dipole Resonance of ^{232}Th , ^{238}U and ^{237}Np . Nucl. Phys. A199(1973)45-64.
- 252 J.T.Caldwell, E.J.Dowdy, B.L.Berman, R.A.Alvarez, P.Meyer. Giant resonance for the actinide nuclei: Photoneutron and photofission cross sections for ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , and ^{232}Th . Phys. Rev. C21(1980)1215-1231.
- 253 H.Ries, G.Mank, J.Drexler, R.Heil, K.Huber, U.Kneissl, R.Ratzek, H.Stroher, T.Weber, W.Wilke. Absolute photofission cross sections for $^{235,238}\text{U}$ in the energy range 11.5-30 MeV. Phys. Rev. C 29(1984)2346-2352.

- 254 А.А.Казаков, Г.Я.Кезерашвили, Л.Е.Лазарева, В.Г.Недорезов, А.Н.Скринский, А.С.Судов, Ю.М.Шатунов. Деление ядер ^{238}U и ^{237}Np γ -квантами промежуточных энергий. Письма в ЖЭТФ 40(1984)445-449.
- 255 С.Т.Беляев, Д.Ф.Зарецкий, Н.С.Дудина, Д.И.Иванов, В.Л.Кузнецов, В.Г.Недорезов, А.Я.Смаков, А.С.Судов, А.А.Туринге, Д.В.Фирсов. Фотоядерные реакции с малой передачей энергии и импульса. Препринт ИАЭ-5726/2. М. 1994, 11 стр.
- 256 T.Murakami, I.Halpern, D.W.Storm, P.T.Debevec, L.J.Morford, S.A.Wender, D.H.Dowell. Forward-to-backward asymmetry of the (γ, n) reaction in the energy range 20-30 MeV. Phys. Rev. C35(1987)479-494.
- 257 **L.Z.Dzhilavyan**, A.M.Lapik, V.G.Nedorezov, B.A.Tulupov. Separation of Contributions of Isovector $E2$ and $E1$ Giant Resonances in Direct and Inverse Reactions with Real and Virtual Photons. Physics of Particles and Nuclei, 2017, Vol. 48, No. 1, pp. 139–146.
- 258 R.Pitthan, F.R.Bus Kirk, E.B.Dally, J.N.Dyer, X.K.Maruyama. Electroexcitation of Giant Multipole Resonances in ^{197}Au and ^{208}Pb between 5 and 40 MeV Excitation Energy with 90-MeV Electrons. Phys. Rev. Lett. 33(1974)849-852.
- 259 M.Sasao, Y.Torizuka. Electroexcitation of giant multipole resonances in ^{208}Pb . Phys. Rev. C15 (1977)217-232.
- 260 Р.А.Алиев, С.С.Бельшев, **Л.З.Джилавын**, А.Н.Ермаков, Б.С.Ишханов, Н.И.Пахомов, В.В.Ханкин, В.И.Шведун. Экспериментальное исследование возможностей наработки ^{18}F , ^{67}Cu , ^{177}Lu для ядерной медицины на ускорителях электронов. Препринт ИЯИ РАН 1340/2013, М., 2013, 52 стр.; S.S.Belyshev, **L.Z.Dzhilavyan**, B.S.Ishkhanov, V.V.Khankin, V.I.Shvedunov. Measurement of photonuclear reactions yields in natural titanium at $E_{\gamma \text{ max}} \approx 55$ MeV. ”. Book of abs. of the LXIII Int. conf. “Nucleus 2013”. Saint-Petersburg, 2013, p. 139.
- 261 З.М.Биган, **Л.З.Джилавын**, В.М.Мазур, И.В.Соколюк. Образование изомерных состояний в реакции (γ, n) на ядрах с замкнутой оболочкой $N=50$ в области энергий 10-18 МэВ. Доклад на VII семинаре “Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях” (Москва, ИЯИ РАН, 1988), 9 стр., 3 рис.
- 262 З.М.Биган, М.В.Гошовский, **Л.З.Джилавын**, В.М.Мазур, К.Д.Попович, И.В.Соколюк, С.И.Сычев. Сечение фотовозбуждения изомеров $^{111\text{m}}\text{Cd}$ и $^{199\text{m}}\text{Hg}$. Тезисы докладов 38 совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. “Наука”, Л., 1988, с. 321.
- 263 **Л.З.Джилавын**, Н.П.Кучер, В.М.Мазур, Г.Г.Рыжих, А.А.Теке, А.Ю.Чуприков. Измерение сечения заселения изомера $^{115\text{m}}\text{In}$ для неупругого рассеяния фотонов при энергиях 4-14 МэВ. Препринт ИЯИ АН СССР П-0473, М., 1986, 7 стр.
- 264 **Л.З.Джилавын**, Н.П.Кучер, Г.Г.Рыжих, А.Ю.Чуприков. О существовании большого пика в сечении реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ при $E_{\gamma} \approx 27$ МэВ. Препринт ИЯИ АН СССР П-515, М., 1987, 8 стр.

- 265 **L.Z.Djilavyan**, N.P.Kutcher. G.G.Ryzhykh, A.Yu.Tchuprikov. Study of the photo- and electro-production of the isomer states. Photonuclear Reaction Laboratory. Institute for Nuclear Research, Moscow, USSR. Research Summary Book of the 1988 Gordon Research Conference on Photonuclear Reactions. Plymouth State College, Plymouth, New Hampshire, USA, Printed courtesy of CEBAF, 1988.
- 266 **Л.З. Джилавян**. Сечение реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ в области $E1$ гигантского резонанса. ЯФ 78(2015)668–677; **L.Z.Dzhilavyan**. Cross sections of the reaction $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ in the $E1$ giant resonance region. Book of abstracts of the LXIV Int. conf. “Nucleus 2014”. Minsk, 2014, p. 100. <http://www.icssnp.mephi.ru/> **Л.З. Джилавян**. Экспериментальные исследования сечения реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115\text{m}}\text{In}$ в области $E1$ гигантского резонанса. Программа Международной сессии-конференции Секции ядерной физики Отделения Физических Наук РАН “Физика фундаментальных взаимодействий” (МИФИ 2014, 17-21 ноября) Секция № 2. Стр. 9. Тезисы докладов. Стр. 28-29. **Л.З. Джилавян**, В.Г. Недорезов. Об исследованиях реакции $(\gamma, \gamma')^{\text{m}}$ на среднетяжелых ядрах вблизи фотонейтронных порогов. Препринт ФИАН, 2017.
- 267 **L.Z.Djilavyan**, L.E.Lazareva, V.N.Ponomarev, A.A.Sorokin. Isomeric yield ratios for the reactions $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196\text{m.g}}\text{Au}$ and $^{197}\text{Au}(e, e'n)^{196\text{m.g}}\text{Au}$ in the energy range 10-90 MeV. Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics (August 1980, Berkeley, California, USA), Lawrence Berkeley Laboratory, LBL-11118, V. I (Abstracts), p. 876.
- 268 **Л.З. Джилавян**, Л.Е.Лазарева, В.Н.Пономарев, А.А.Сорокин. Изомерные отношения выходов реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196\text{m.g}}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}(e, e'n)^{196\text{m.g}}\text{Au}$ при энергиях 10-90 МэВ. ЯФ 33 (1981)591-600.
- 269 **Л.З. Джилавян**, В.Л.Кауц, В.И.Фурман, А.Ю.Чуприков. Некоторые вопросы заселения изомерных состояний. ЯФ 51(1990)336-344
- 270 **Л.З. Джилавян**, В.Л.Кауц, В.И.Фурман, А.Ю.Чуприков. Некоторые вопросы заселения изомерных состояний. Препринт ОИЯИ Р4-89-320, Дубна, 1989, 21 стр.
- 271 L.V.Groshev, A.M.Demidov, V.I.Pelekhov. Spectra of γ -rays from neutron capture by heavy nuclei. Nucl. Phys. 16(1960)645-656.
- 272 Дж.Левинджер. Фотоядерные реакции. “Иностранная литература”, М., 1962.
- 273 В.В.Балашов. О механизме неупругого рассеяния γ -квантов на ядрах. ЖЭТФ 43(1962) 2199-2203.
- 274 J.Goldemberg, L.Katz. High energy gamma-gamma cross section of ^{115}In . Phys. Rev. 90(1953) 308-314.
- 275 J.L.Burkhardt, E.J.Winhold, T.H.Dupree. Photoexcitation of the isomeric state of indium-115*. Phys. Rev. 100(1955)199-202.

- 276 О.В.Богданкевич, Л.Е.Лазарева, Ф.А.Николаев. Неупругое рассеяние фотонов на ядрах индия-115. ЖЭТФ 31(1956)405-412; О.В.Богданкевич, Л.Е.Лазарева, А.М.Моисеев. Неупругое рассеяние фотонов на ядрах ^{103}Rh . ЖЭТФ 39(1960)1224-1228.
- 277 Г.М.Гуревич, В.А.Дугин, В.А.Запелалов, В.Н.Пономарев, Г.В.Солодухов. О чувствительности толстостенной алюминиевой ионизационной камеры в области энергий тормозного спектра 4÷27 МэВ. Препринт ФИ АН СССР № 141, М., 1970.
- 278 T.Sekine, K.Yoshihara, L.Lakosi, Zs.Nemeth, A.Veres. Integral cross section of the $^{99}\text{Tc}(\gamma, \gamma')^{99\text{m}}\text{Tc}$ reaction in the 15-50 MeV energy region. J.Appl.Radiat.Isotopes 42(1991)149-153; J.Safar, H.Kaji, K.Yoshihara, L.Lakosi, A.Veres. $^{103\text{m}}\text{Rh}$ production by inelastic gamma scattering in the giant dipole resonance region. Phys. Rev. C44(1991)1086-1090.
- 279 Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Е.В.Широков, Б.А.Юрьев. Новые данные о параметрах деформации ядер f_p -оболочки. Изв. РАН. Сер. физ. 62(1998) 937-940.
- 280 D. Savran, T. Aumann, A. Zilges. Experimental studies of the Pygmy Dipole Resonance. Progress in Particle and Nuclear Physics. 70(2013)210-245.
- 281 С. П. Камерджиев, А. В. Авдеенков, О. И. Ачаковский, Пигми-дипольный резонанс: результаты и перспективы. В трудах Всерос. семинара "Гигантский дипольный резонанс. Результаты и перспективы". Сб. докладов (Физ. фак. МГУ, Москва, 2014), стр. 33-38.
- 282 Г.Н.Флёрв, Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, А.А.Плеве, С.М.Поликанов, Х.Юнгклауссен. Изомерные отношения в ядерных реакциях, приводящих к изотопам ^{190}Ir , ^{196}Au , и ^{242}Am . ЯФ 6(1967)17-21.
- 283 F.E.Bertrand, J.R.Beene, D.J.Horen. Excitation and photon decay of giant multipole resonances. Invited paper at The Third International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions, Saint Malo, France, June 6-11, 1988, Oak Ridge National Laboratory. CONF-8806117-3; J.R.Beene, R.L.Varner, F.E. Bertrand. Gamma decay of isoscalar and isovector giant resonances following heavy-ion inelastic scattering. Nucl. Phys. A. 482(1988)407c-420c.
- 284 J.Speth, D.Cha, V.Klemt, J.Wambach. Signature to detect the isovector giant quadrupole resonance. Phys. Rev. C. 31(1985)2310-2313.
- 285 D.M.Drake, S.Joly, L.Nilsson, S.A.Wender, K.Aniol, I.Halpern, D.Storm. $E2$ Isovector giant resonance as seen through the capture of fast neutrons. Phys. Rev. Lett. 47(1981)1581-1584.
- 286 С.С.Вербицкий, И.М.Глаткий, Л.З.Джилавян, А.М.Лапик, Б.С.Ратнер, А.В.Русаков, Б.А.Тулупов, Р.А.Эрамжян. Исследование асимметрии вперед/назад вылета фотонейтронов в реакции (γ, n_0) с целью выделения вклада изовекторного электрического квадрупольного гигантского резонанса. ИЯИ РАН, М., 1997 (грант РФФИ № 98-02-17091).
- 287 С.С. Вербицкий, Л.З. Джилавян, А.М. Лапик, В.Н. Пономарев, А.В. Русаков, Б.А. Тулупов. Об измерении асимметрии вперед-назад вылета нейтронов в реакциях

- (γ, n_0) с помощью сцинтилляционных спектрометров. Препринт ИЯИ РАН 1411/2015, М., октябрь 2015.
- 288 **Л.З. Джилавян**. Возможность разделять изовекторные $E1$ и $E2$ гигантские резонансы при измерении асимметрии вылета нейтронов с помощью пороговых детекторов. Препринт ИЯИ РАН 1402/2015. М., 2015; Известия РАН. Серия физическая 80(2016)648-654. **L.Z.Dzhilavyan**. Possibilities to separate IVE1 & IVE2 giant resonances by forward-to-backward asymmetries measured with neutron threshold detectors. Book of abstracts of the LXV Int. conf. "Nucleus 2015". Saint-Petersburg, 2015, p. 109.
- 289 **L.Z.Dzhilavyan**, А.М.Лапик, V.N.Ponomarev, А.В.Русakov, В.А.Тулупов, S.S.Verbitsky. "Scintillation spectrometers ability for forward-to-backward asymmetry measuring at neutron emission in (γ, n_0)-reactions". Proceedings of the XIV International Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei (EMIN – 2015, Moscow, Russia). Poster Reports. Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 2016, pp. 6–11.
- 290 G.E.Brown. Direct and semi-direct (p, γ)- and (n, γ)- reactions. Nucl. Phys. 57(1964)339–344.
- 291 В.А.Тулупов, М.Н.Урин. Description of the Simplest Photonuclear Reactions within the Particle-Hole Dispersive Optical Model. Phys. Rev. C. 90 (2014) 034613.
- 292 I.A.De Juren, R.W.Stooksberry, M.Wallis. Measurement of the $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$ cross section from 11 to 19 MeV. Phys. Rev. 127(1962)1229–1232.
- 293 Е.М.Риммер, P.S.Fisher. Resonances in the (n,p) reaction on ^{12}C . Nucl. Phys. A 108(1968)567-576.
- 294 С.С.Вербицкий, И.М.Глаткий, А.М.Лапик, А.И.Минаев, Б.С.Ратнер. Четырехканальный нейтронный спектрометр с n - γ разделением на основе двумерного анализа. ПТЭ 1992, № 2. С. 135–139.
- 295 Е.А.Вайнер, А.Максимова, В.Н.Пономарев, Л.Н.Филин, А.В.Белоусов, В.Л.Смирнов, Ю.П.Щепин. Реконструкция и состояние линейного ускорителя электронов ЛУЭ-25. В сб. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента. Вып. 1(18), "ЦНИИАтоминформ", М., 1984, С. 3-4.
- 296 С.С.Бельшев, **Л.З.Джилавян**, Б.С.Ишханов, А.С.Курилик, В.В.Ханкин, В.И.Шведунов. Измерения выходов фотоядерных реакций на природном титане при $E_{\gamma \text{ макс}} \approx 55$ МэВ. Известия РАН. Серия физическая. 78(2014)1420–1424; S.S.Belyshev, **L.Z.Dzhilavyan**, В.С.Ishkhanov, А.С.Kurilik, V.V.Khankin, V.I.Shvedunov. Yields and cross-sections of the (γ,n) and (γ,p) reactions on the Ti isotopes in the GDR region. Book of abstracts. of the LXIV Int. conf. "Nucleus 2014". Minsk, 2014, p. 111.
- 297 С.С.Бельшев, **Л.З.Джилавян**, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, А.А.Кузнецов, А.С.Курилик, В.В.Ханкин. Фотоядерные реакции на изотопах титана $^{46-50}\text{Ti}$. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2014. № 5, С. 3-12.

- 298 С.С.Бельшев, Л.З.Джилавыян, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, А.А.Кузнецов, В.Н.Орлин, К.А.Стопани. Фотоядерные реакции на изотопах титана. ЯФ 78(2015)246–255.
- 299 A.I.Karev, A.N.Lebedev, V.G.Raevsky, A.N.Kamanin, N.I.Pakhomov, V.I.Shvedunov. 55 MeV race-track microtron of Lebedev institute. Proc. XXI Russian Particle Accelerator Conference RuPAC-2008, pp. 124-126 <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf>
- 300 Л.З.Джилавыян, А.И. Карев, В.Г.Раевский. О возможностях наработки с помощью фотоядерных реакций радиоизотопов для целей ядерной медицины на разрезном микротроне на 55 МэВ. Препринт ИЯИ РАН 1268/2010, М. 2010, 32 стр.; Л.З.Джилавыян, А.И.Карев, В.Г.Раевский. Возможности наработки с помощью фотоядерных реакций радиоизотопов для задач ядерной медицины. ЯФ 74(2011)1728-1734; L.Z.Dzhilavyan, A.I.Karev, V.G.Raevsky. Possibilities to produce radioisotopes for nuclear medicine by photonuclear reactions at the 55-MeV race-track microtron. ”. Book of abs. of the LX Int. conf. “Nucleus 2010”. Saint-Petersburg, 2010, p. 376/
- 301 A.J.Koning, S.Hilaire, and M.C.Duijvestijn, in Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, France, Apr. 22–27, 2007, Ed. by O.Bersillon, F.Crunsing, E.Bango, et al. (EDP Sciences, 2008), p. 211; TENDL_2013 Nuclear data library. Gamma sub_library. ftp://ftp.nrg.eu/pub/www/talys/tendl2013/gamma_html/gamma.html 2013; TALYS-1.6. <http://www.talys.eu/>
- 302 M.Herman, R.Capote, M.Sin, A.Trkov, B.V.Carlson, P.Oblozinsky, C.M.Mattoon, H.Wienkey, S.Hoblit, Young-Sik Cho, V.Plujko, V.Zerkin. EMPIRE-3.1 Rivoli. Modular system for nuclear reaction calculations and nuclear data evaluation. User's Manual. February 8, 2012.
- 303 Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, Комбинированная модель фотонуклонных реакций. ЯФ 74(2011)21–41.
- 304 L.Z.Dzhilavyan, A.I.Karev, W.P.Trower. A new accelerator-based generator for production of PET and SPECT nuclides. USA Small Business Innovation Research Program Proposal, 1995.
- 305 Л.З.Джилавыян, В.Д.Лаптев, В.Г.Раевский. Нарботка на электронных ускорителях ^{125}I для радиотерапии рака простаты. ФИАН, М., 2002.
- 306 С.С.Бельшев, Л.З.Джилавыян, А.Н.Ермаков, Б.С.Ишханов, А.И.Карев, В.Г.Раевский, В.В.Ханкин, В.И.Шведунов. Образование изотопа ^{18}F в реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, \alpha n)$ при $E_{\gamma m} \approx 55$ МэВ. Вестник МГУ. Серия 3. Физика, астрономия 2012, № 3, С. 8-12.
- 307 С.С.Бельшев, Л.З.Джилавыян, А.Н.Ермаков, Б.С.Ишханов, А.А.Кузнецов, А.С.Курилик, К.А.Стопани, В.В.Ханкин, В.И.Шведунов. Образование ^{18}F в реакции $^{19}\text{F}(\gamma, n)$. Известия РАН. Серия физическая 77(2013)531-534.
- 308 Л.З.Джилавыян, А.И.Карев, В.Г.Раевский. Способ генерации медицинских радиоизотопов. Патент РФ RU 2500429 С2 (10.12.2013 Бюл. № 34).

- 309 Р.А.Алиев, С.С.Белышев, **Л.З.Джилавян**, Б.С.Ишханов, В.В.Ханкин, В.И.Шведун. Исследование возможностей получения и выделения радиоизотопа ^{18}F на ускорителях электронов. Вестник МГУ. Серия 3. Физика, астрономия, 2014, № 3, С. 29-32.
- 310 Р.А.Алиев, С.С.Белышев, В.В.Ханкин, А.А.Кузнецов, Г.С.Алешин, А.Б.Приселкова, **Л.З.Джилавян**, С.Н.Калмыков, Б.С.Ишханов. Возможности фотоядерного получения медицинских радионуклидов. VIII Всероссийская конференция по радиохимии «Радиохимия – 2015 (г. Железногорск Красноярского края, 28 сентября – 2 октября 2015 г.)», Секция 7 «Ядерная медицина». Тезисы докладов. С. 430. Р.А. Алиев, С.С. Белышев, **Л.З. Джилавян**, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, К.А. Стопани, В.В. Ханкин. Экспериментальное определение выходов перспективных медицинских радионуклидов ^{67}Cu , $^{69\text{m}}\text{Zn}$ и ^{161}Ho в реакциях (γ, p) и (γ, pn) под действием тормозных фотонов с $E_m \cong 55.6$ МэВ. 66-я межд/ конференция по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро-2016». Тезисы докладов. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2016, с. 171–172.
- 311 Н.И.Айзацкий, Н.П.Дикий, А.Н.Довбня, Ю.В.Ляшко, В.И.Никифоров, А.В.Торговкин, В.Л.Уваров, В.А.Шевченко, Б.И.Шраменко, D.Ehst. Фотоядерный выход медицинских изотопов. Вопросы атомной науки и техники. 2008, № 5, Серия: Ядерно-физические исследования (50), с. 169-173.
- 312 M.J.Welch. Production of radioisotopes for biomedical studies using photonuclear reactions. Proc. Int. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications, edited by B.L.Berman, CONF-730301 (Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California, 1973) pp. 1179-1197
- 313 C.Ross, R.Galea, P.Saull, W.Davidson, P.Brown, D.Brown, J.Harvey, G.Messina, R.Wassenaar, M. de Jong. Using the ^{100}Mo photoneutron reaction to meet Canada's requirement for $^{99\text{m}}\text{Tc}$. Physics in Canada. 66(Jan-Mar 2010)19-24.
- 314 Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян, А.Г.Белов, Г.Я.Стародуб. Получение короткоживущего изотопа ^{123}I на микротроне МТ-22. Атомная энергия, 61, вып. 4 (1986)289-291; Ю.Ц.Оганесян, Г.Я.Стародуб, Г.В.Букланов, Ю.С.Короткин, А.Г.Белов. Получение радиодиагностического препарата ^{123}I на пучке электронов энергией 25 МэВ. Атомная энергия, 68, вып. 4 (1990)271-275.
- 315 M. van der Leij, B.W. van Halteren, G.A.Brinkman. Int. J. Appl. Radiation and Isotopes. 36, No. 9 (1985)717.
- 316 T.J.Ruth, B.D.Pate, R.Robertson, J.K.Porter. Int. J. Appl. Radiation and Isotopes. Pt. B: Nucl. Med. Biol. 1989. V16, N 4. P. 323; T.J.Ruth. Nucl. Physics News Intern. 23. Iss. 2 (2013)30.
- 317 I.Novak-Hofer, P.A.Schubiger. Copper-67 as a therapeutic nuclide for radioimmunotherapy. Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imag. 29(2002)821-830.
- 318 N.A.Smith, D.L.Bowers, D.A.Ehst: The production, separation, and use of ^{67}Cu for radioimmunotherapy: A review. Appl. Radiat. Isot. 70(2012)2377-2383.

- 319 D.G.Medvedev, L.F.Mausner, G.E.Meinken, S.O.Kurczak, H.Schnakenberg, C.J.Dodge, E.M.Korach, S.C.Srivastava: Development of a large scale production of ^{67}Cu from ^{68}Zn at the high energy proton accelerator: Closing the ^{68}Zn cycle Appl. Radiat. Isot. 70(2012)423–429.
- 320 А.М.Горячев, Г.Н.Залесный. Изучение сечений фотонейтронных реакций в районе гигантского дипольного резонанса на изотопах цинка, германия, селена и стронция. В сб. Саратовского ГУ «Вопросы теоретической и ядерной физики». Вып. 8 (1982) 121–139.
- 321 V.V.Varlamov, N.G.Efimkin, B.S.Ishkhanov, V.V.Sapunenko, M.E.Stepanov. Evaluation of cross sections for $^{63,65}\text{Cu}(\gamma, np)$ and $^{63,65}\text{Cu}(\gamma, p)$ reactions in the GDR region and isospin disintegration of the GDR of Cu nuclei. Bull. Russ. Acad. Sci.: Physics 59(1995)911-920.
- 322 von A.El.Sioufi, P.Erdös, P.Stoll. (γ, np) -Prozesse am ^{92}Mo und ^{66}Zn . Helv. Phys. Acta 30(1958) 264–265.
- 323 V.N.Starovoitova, L.Tchelidze, D.P.Wells. Production of medical radioisotopes with linear accelerators. Appl. Radiat. Isot. 85(2014)39–44.
- 324 Handbook on photonuclear data for applications: Cross sections and spectra. International Atomic Energy Agency IAEA-TECDOC-1178. Vienna (2000), p. 160 (KAERI model).
- 325 L.W.Alvarez. Nitrogen detection. Patent US 4756866: July 12, 1988.
- 326 S.Rosander, W.P.Trower. The Nitrogen Camera. A Microtron-Based Detector for Explosives. Proc. of the Indo-Soviet Seminar on Microtrons (Indore, India, 1992). ISRN KTH / ALA / PR-92 / 3-SE (1992); W.P.Trower. Imaging carbon and nitrogen concentrations and the interdiction of concealed narcotics and explosives. Virginia J. of Science 44₃(1993)293-300; W.P.Trower. The carbon and nitrogen cameras: Physical principles and practical applications. Report presented at the Lebedev Physical Institute? Moscow, Russia, October 1992.
- 327 W.P.Trower. The nitrogen camera and the detection of concealed explosives. Nucl. Instr. And Meth. B 79(1993) 736-738.
- 328 E.A.Knapp, R.B.Moler, A.W.Saunders, W.P.Trower. Direct imaging of explosives. Appl. Rad. Isot. 53(2000)711-716.
- 329 L.Z.Dzhilavyan, A.I.Karev, V.D.Laptev, V.G.Raevsky. Production of the short-lived isotopes ^{12}N and ^{12}B in the $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$, and $^{13}\text{C}(\gamma, p)$ reactions. Proc. of the XII Int. Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei EMIN-2009. Moscow, INR RAS, 2910, pp. 75-85.
- 330 Л.З.Джилавян, А.И.Карев, В.Г.Раевский. Обнаружение и идентификация скрытых взрывчатых веществ в системах фотоядерного детектирования. Известия РАН. Серия физическая, 75(2011)277-282; Тезисы докладов LIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Санкт-Петербург, 2009, стр. 301..
- 331 А.И.Карев, В.Г. Раевский, Л.З. Джилавян, Л.Д.Бразерс, Л.К.Вилхайд. Способ идентификации скрытых взрывчатых веществ и наркотиков. Патент РФ № 2444003 (27.02.2012, Бюл. № 6); US Patent. A.I.Karev, V.G.Raevsky, L.Z.Dzhilavyan, L.J.Brothers. L.K.Wilhide.

- Method of detection and identification of carbon- and nitrogen- containing materials. Patent No: US 8,582,712 B2 Date of Patent: Nov. 12, 2013.
- 332 В.М.Алексеев, **Л.З.Джилавян**, Е.Е.Журавлев, А.И.Карев, В.Д.Лаптев, А.Н.Лебедев, Е.И.Малиновский, В.Г.Раевский, С.Г.Раевский, Г.Г.Субботин, А.Н.Яковлев. Экспериментальное наблюдение фотоядерного эффекта вторичного излучения при облучении веществ, содержащих азот и углерод пучками гамма-квантов синхротрона ФИАН «Пахра». Отчет ФИАН им. П.Н.Лебедева. М., 2004, 10 стр.
- 333 **L.Z.Dzhilavyan**, A.I.Karev, V.D.Laptev, H.Lowdermilk, V.G.Raevsky, V.I.Shvedunov. About possibility of the photonuclear detector for hidden in cargo containers explosives. Production of background photoneutrons in a case. Gordon Research Conference “Detecting Illicit Substances: Explosives & Drugs” (2007, Big Sky Resort, Big Sky, MT, USA).
- 334 **Л.З.Джилавян**. О влиянии на фотоядерное (^{12}N ; ^{12}B)-активационное детектирование взрывчатых веществ фоновых фото- и нейтрон-ядерных реакций. Препринт 1222/2009 ИЯИ РАН, М. 2009, 19 стр.; **Л.З.Джилавян**. Аспекты фотоядерного (^{12}N ; ^{12}B)-активационного детектирования взрывчатых веществ с учетом фоновых фотонейтронов. Тезисы докладов LVIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Санкт-Петербург, 2008, стр. 266.
- 335 **Л.З.Джилавян**. О возможности фотоядерного (^{12}N ; ^{12}B)- активационного детектора взрывчатых веществ (ДВВ), скрытых в грузовых контейнерах (ГК), с учетом генерации фоновых фотонейтронов. Препринт 1223/2009 ИЯИ РАН, М. 2009, 46 стр.; **Л.З.Джилавян**. Оптимизация условий облучения и регистрации распадных γ -квантов при фотоядерном (^{12}N ; ^{12}B)-активационном детектировании взрывчатых веществ (ДВВ), скрытых в карго контейнерах (КК). Тезисы докладов LVIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Санкт-Петербург, 2008, стр. 267.
- 336 Е.Е.Журавлев, А.И.Карев, В.Г.Раевский, Е.В.Ржанов, **Л.З.Джилавян**, В.Д.Лаптев, Н.И.Пахомов, В.И.Шведунов, В.И.Рыкалин, L.Brothers, L.Wilhide. Предварительные испытания фотоядерного детектора скрытых взрывчатых веществ. Труды VI Международной научно-практической конференции «Технические средства противодействия террористическим и криминальным взрывам» (Санкт-Петербург, 2010). СПб. Санкт-Петербургский университет ГПС МЧС России, 2011, стр. 80-90.
- 337 **Л.З.Джилавян**, А.И.Карев. О радиационной безопасности фотоядерного метода обнаружения взрывчатых веществ при досмотре багажа авиапассажира. Известия РАН. Серия физическая, 75(2011)1655-1659; Тезисы докладов LIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Санкт-Петербург, 2009, стр. 303; **Л.З.Джилавян**. Оценки наведенной активности по измеренной мощности дозы при фотоядерном детектировании

- взрывчатых веществ. Тезисы докладов LIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Санкт-Петербург, 2009, стр. 302.
- 338 А.И.Карев, В.Г. Раевский, **Л.З.Джилавыян**, В.Д.Лаптев, Н.И.Пахомов, В.И.Шведунов, В.И.Рыкалин, Л.Д.Бразерс, Л.КВилхайд. Устройство для обнаружения скрытых взрывчатых веществ и наркотических средств. Патент РФ № 2442974 (20.02.2012. Бюл. № 5); US Patent. A.I.Karev, V.G.Raevsky, **L.Z.Dzhilavyan**, V.D.Laptev, N.I.Pakhomov, V.I.Shvedunov, V.I.Rykalin, L.J.Brothers. L.K.Wilhide. Device for detection and identification of carbon- and nitrogen-containing materials. Partent No.: US 8,681,939 B2. Date of Patent: Mar. 25, 2014.
- 339 С.С.Белышев, В.А.Берлянд, **Л.З.Джилавыян**, А.Н.Ермаков, Б.С.Ишханов, А.И.Карев, Н.И.Пахомов, В.Г.Раевский, В.В.Ханкин, С.Н.Черепня, В.И.Шведунов. Экспериментальное исследование проблем радиационной безопасности при использовании фотоядерного детектора скрытых взрывчатых веществ. Препринт ИЯИ РАН 1341/2013. М. 2013, 28 стр.; A.I.Karev, V.G.Raevsky, S.N.Cherepnya, **L.Z.Dzhilavyan**, S.S.Belyshev, A.N.Ermakov, B.S.Ishkhanov, V.V.Khankin, N.I.Pakhomov, V.I.Shvedunov, V.A.Berlyand. Radiation safety of laggage inspected by photonuclear explosive detectors in airports. Book of abstracts of the LXIII Int. conf. "Nucleus 2013". Saint-Petersburg, 2013, p. 249; А.И.Карев, В.Г.Раевский, С.Н.Черепня, **Л.З.Джилавыян**, С.С.Белышев, А.Н.Ермаков, Б.С.Ишханов, В.В.Ханкин, Н.И.Пахомов, В.И.Шведунов, В.А.Берлянд. Радиационная безопасность багажа, досмотренного в аэропортах фотоядерными детекторами взрывчатых веществ. Известия РАН. Серия физическая, 78(2014)642–646; С.С.Белышев, А.В.Берлянд, В.А.Берлянд, **Л.З.Джилавыян**, А.Н.Ермаков, Б.С.Ишханов, А.И.Карев, Н.И.Пахомов, В.Г.Раевский, В.В.Ханкин, С.Н.Черепня, В.И.Шведунов. Вопросы радиационной безопасности при использовании фотоядерного детектора. Сборник докладов Международной научно-практической конференции «Специальная поисково-досмотровая техника» (22 сентября 2016, Москва, ред. Н.С.Маричев и П.И.Павлов). Идентификатор–9908178, ISBN 978-5-9908178-1-4, ББК 67.401.133я43+68.8я43. С/ 74-76.
- 340 **Л.З.Джилавыян**. Проект измерений на ЛУ-50 выходов реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$. Препринт ИЯИ РАН 1400/2015. М. 2015, 10 стр.; **L.Z.Dzhilavyan**. About yield measuring for the reactions $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ and $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$. Proc. XIV Int. Seminar on ElectroMagnetic Interactions of Nuclei (EMIN – 2015, Moscow, Russia). INR RAS, M., 2015, pp. 12-15.
- 341 О.И.Ачаковский, С.С.Белышев, **Л.З.Джилавыян**, Ю.Н.Покотилковский. Сечения реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$. Известия РАН. Серия физич. 80(2016)633-639; O.I.Achakovskiy, S.S.Belyshev, **L.Z.Dzhilavyan**, Yu.N.Pokotilovski. Cross sections of the reactions $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$. Book of abstracts of the LXV Int. conf. "Nucleus 2015". Saint-Petersburg, 2015, p. 108.

- 342 С.С.Бельшев, **Л.З.Джилавян**, Ю.Н.Покотиловский. Эмиссия γ -квантов, электронов, позитронов из характерных мишеней при распадах образованных в этих мишенях ^{12}N и ^{12}B . Известия РАН. Серия физическая. 80(2016)627-632; S.S.Belyshev, **L.Z.Dzhilavyan**, Yu.N.Pokotilovski. Emission of γ -quanta, electrons, positrons from characteristic targets at decays of produced in the targets ^{12}N and ^{12}B . Book of abstracts of the LXV Int. conf. "Nucleus 2015". Saint-Petersburg, 2015, p. 269.
- 343 **Л.З.Джилавян**, Ю.Н.Покотиловский. Модельное описание фотоядерного $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ активационного детектирования углерода. Сообщение ОИЯИ, 2017.
- 344 О.А.Никитин, В.И.Домбровский, В.А.Федоров, В.И.Попов. О возможности применения гамма - активационного метода для обнаружения ВВ в контейнере. Доклад на российско-американском семинаре. ВНИИ технической физики, Снежинск, Россия, 2004, 5 стр.
- 345 E.M.Rimmer, P.S.Fisher. Resonances in the (n,p) reaction on ^{12}C . Nucl. Phys. A108(1968)567-576.
- 346 Нормы радиационной безопасности (НРБ-99). СП-2.6.1.758-99. М.: Минздрав РФ, 1999; Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99). СП-2.6.1.799-99. М.: Минздрав РФ, 2000.
- 347 <http://mcnp.lanl.gov/>
- 348 W.K.H.Panofsky. D.Reagan. Phys. Rev. 87(1952)543.
- 349 A.W.Hunt, J.F.Harmon, J.Stoner. An analysis of the VFCT detector system. Idaho Accelerator Center. Idaho State University. Pocatello, Idaho, 83209-8263.
- 350 A.P.Komar, Ya.Krzhemenek, I.P.Yavor. Nucl. Phys. 34(1962)551.
- 351 D.Zubonov, R.A.Sutton, M.N.Thompson, J.W.Jury. Phys. Rev. C. 27(1983)1957.
- 352 B.C.Cook. Phys. Rev. 106(1957)300.
- 353 Н.П.Денисов, А.В.Куликов, Л.А.Кульчитский. ЖЭТФ. 46(1964)1488.
- 354 P.Žugec ., *et al.* Phys. Rev. C. 90 (2014) 021601/
- 355 P.Corvisiero, M.Anghinolfi, **L.Z.Dzhilavyan**, G.Gervino, G.Ricco, M.Ripani, M.Sanzone, M.Taiuti, A.Zucchiatti. Measurement of the $^2\text{H}(d, \gamma)^4\text{He}$ reaction at intermediate excitation energies. Few-Body Systems 10(1991)135-141.
- 356 G.Viesti, M.Anghinolfi, P.F.Bortignon, P.Corvisiero, **L.Dzhilavyan**, B.Fornal, F.Gramegna, J.B.Natowitz, G.Nebbia, G.Prete, M.Taiuti, A.Zucchiatti. Shapes of ^{59}Cu nuclei at moderate excitation energies and spin. Phys. Rev. C 40(1989)R1570-R1573.
- 357 P.Corvisiero, M.Anghinolfi, **L.Z.Dzhilavyan**, G.Gervino, L.Grosso, G.Ricco, M.Sanzone, M.Taiuti, A.Zucchiatti. Realization and performance of a BGO spectrometer for photons of 10-100 MeV. Nucl. Instr. and Meth. A294(1990)478-484.
- 358 B.Arad, G.Ben-David. Nuclear studies with neutron-capture γ -rays. Rev. Mod. Phys. 45(1973) 230-272.

- 359 М.Л.Тер-Микаэлян. Рассеяние сверхбыстрых электронов в кристалле. ЖЭТФ 25(1953)289-295; Интерференционное излучение сверхбыстрых электронов. ЖЭТФ 25(1953)296-306.
- 360 H.Überall. High-Energy Interference Effect of Bremsstrahlung and Pair Production in Crystals. Phys. Rev. 103(1956)1055-1067; Polarization of Bremsstrahlung from Monocrystalline Targets. Phys. Rev. 107(1957)223-227; Diambriini-Palazzi. High-energy bremsstrahlung and electron pair production in thin crystals. Rev. Mod. Phys. 40(1968)611-631; A.W.Sáenz, H.Überall. Coherent bremsstrahlung at low energies. Phys. Rev. 25B(1982)4418-4430.
- 361 А.П.Потылицын. Когерентное тормозное излучение типа **B** как возможный источник монохроматических γ -квантов. Письма в ЖЭТФ 53(1991)12-14; A.S.Balayan, B.N.Kalinin, G.A.Naumenko, A.P.Potylytsin, V.P.Sarychev, I.E.Vnukov. Experimental research of channeling radiation and type-**B** coherent bremsstrahlung for 300 MeV electrons. Phys. Lett. A159(1991)433-436.
- 362 B.N.Kalinin, V.V.Kaplin, A.P.Potalitsin, S.A.Vorobiev. Radiation of channeled 800 MeV electrons in diamond crystals. Phys. Lett. 70A(1979)447-448; С.А.Воробьев, В.Н.Забаев, Б.Н.Калинин, В.В.Каплин, А.П.Потылицын. Наблюдение интенсивного γ -излучения электронов с энергией $E=900$ МэВ при каналировании в алмазе. Письма в ЖЭТФ 29(1979)414-418; Ю.Н.Адищев, С.А.Воробьев, В.Н.Забаев, Б.Н.Калинин, В.В.Каплин, А.П.Потылицын. Квазимонохроматическое γ -излучение электронов при каналировании в монокристаллах. Тезисы докладов XXX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Наука, Л., 1980, стр. 558.
- 363 М.А.Марков. К физике нейтрино высоких энергий. В сб. "К физике нейтрино высоких энергий". Препринт ОИЯИ, Д-577, Дубна, 1960, стр. 5-16.
- 364 В.С.Барашенков, Сянь Дин-чан. О пучках γ -квантов большой энергии. Атомная энергия 9(1960)300-301.
- 365 С.С.Герштейн, А.В.Самойлов, Ю.М.Сапунов, А.М.Фролов, А.И.Алиханян, Г.Л.Баятян, Г.С.Вартанян, С.Г.Кзянян, А.Т.Маргарян, А.С.Белоусов, Н.П.Буданов, Б.Б.Говорков, Е.В.Минарик, С.В.Русаков, Е.И.Тамм, П.А.Черенков, П.Н.Шарейко. Пучок электронов с импульсами до 46 ГэВ/с на Серпуховском ускорителе. Атомная энергия 35(1973)181-187. Б.Говорков. Исследование электромагнитных взаимодействий на электрон-фотонных пучках протонных ускорителей. ЭЧАЯ 11(1980)1109-1159.
- 366 F.R.Arutyunian, V.A.Tumanian. The Compton effect on relativistic electrons and the possibility of obtaining high energy beams. Phys. Lett. 4(1963)176-178; Ф.Р.Арутюнян, В.А.Туманян. Комптон-эффект на релятивистских электронах и возможность получения пучков жестких γ -квантов. ЖЭТФ 44(1963)2100-2103; .Р.Арутюнян, И.И.Гольдман, В.А.Туманян. По-

- ляризация явления при Комpton-эффекте на движущемся электро-не и возможность получения пучков поляризованных γ -квантов. ЖЭТФ 45(1963)312-315.
- 367 R.H.Milburn. Electron scattering by an intense polarized photon field. Phys. Rev. Lett. 10(1963)75-77.
- 368 О.Ф.Куликов, Ю.Я.Тельнов, Е.И.Филиппов, М.Н.Якименко. Комpton-эффект на движущихся электронах. ЖЭТФ 47(1964)1591-1594.
- 369 J.Ballam, G.B.Chadwick, R.Gearhart, Z.G.T.Guiragossian, J.J.Murray, P.Seyboth, C.K.Sinclair, I.O.Skillicorn, H.Spitzer, G.Wolf, H.H.Bingham, W.B.Fretter, K.C.Moffeit, W.J.Podolsky, M.S.Rabin, A.H.Rosenfeld, R.Windmolders, R.H.Milburn. Bubble-chamber study of photoproduction by 2.8- and 4.7- GeV polarized photons. I. Cross-section determination and production of ρ_0 and Δ^{++} in the reaction $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$. Phys. Rev. D5(1972)545-589.
- 370 M.P.De Pascale, G.Giordano, G.Matone, D.Babusci, R.Bernabei, L.Casano, S.d'Angelo, M.Mattioli, P.Picozza, D.Prospieri, C.Schaerf, S.Frullani, B.Girolami. The Ladon beams: results and prospects. Труды VI семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях" (Москва, 1984), ИЯИ АН СССР, М., 1985, стр. 243-260.
- 371 Л.Е.Лазарева, В.Г.Недорезов, А.С.Судов, А.А.Казаков, Г.Я.Кезерашвили, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. Эксперименты на пучках γ -квантов от обратного рассеяния лазерных фотонов на электронах в накопителе ВЭПП-4. Ibid., стр. 261-269.
- 372 A.M.Sandorfi, M.J.LeVine, C.E.Thorn, G.Giordano, G.Matone, C.Schaerf. High energy gamma ray beams from Compton backscattered laser light. IEEE Trans.on Nucl.Scie. NS-30(1983)3083
C.E.Thorn, G.Giordano, O.C.Kistner, G.Matone, A.M.Sandorfi, C.Schaerf, C.S.Whisnant. The LEGS electron spectrometer for tagging backscattered photons. Nucl. Instr. and Meth. A285(1989)447-458; A.M.Sandorfi, G.Blanpied, M.Blecher, A.Caracappa, C.Djalali, M-A.Duval, G.Giordano, S.Hoblit, O.C.Kistner, G.Matone, L.Miceli, W.K.Miceli, W.K.Mize, B.M.Preedom, C.Schaerf, R.V.Sealock, C.E.Thorn, S.T.Thornton, K.Vaziri, C.S.Whisnant, X.Zhao, M.A.Moinester. A Polarized look at nucleons. Труды VIII семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях" (Москва, 1991), ИЯИ РАН, М., 1992, стр. 61-70.
- 373 C.Schaerf. A polarized and tagged gamma ray beam. Труды VIII семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях" (Москва, 1991), ИЯИ РАН, М., 1992, стр. 200-204.
- 374 Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. Метод получения поляризованных квазимонохроматических фотонов высокой энергии на установках со встречными пучками. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Протвино, июль 1977). Издательская группа ИФВЭ, Серпухов, 1977, стр. 118-123.

- 375 Б.И.Горячев. Ускорители релятивистских ядер – возможные источники квазимонохроматических γ -квантов. ЯФ 34(1981)1228-1233.
- 376 L.I.Schiff. Resonance Fluorescence of Nuclei. Phys. Rev. 70(1946)761-762.
- 377 E.Hayward, E.Fuller. Photon self-absorption and scattering by the 15.1 MeV level in ^{12}C . Phys. Rev. 106(1957)991-995.
- 378 J.Kockum, N.Starfelt. Measurement of photonuclear absorption cross sections. Nucl. Instr. and Meth. 5(1959)37-43.
- 379 J.M.Wyckoff, H.W.Koch. X-Ray Attenuation Coefficients from 13 to 80 MeV for Hydrogen, Carbon, Water, and Aluminum. Phys. Rev. 117(1960)1261-1274; J.M.Wyckoff, B.Ziegler, H.W.Koch and R.Uhlig. Total photonuclear cross sections for low atomic number elements. Phys. Rev. B137(1965)576-594.
- 380 Г.М.Гуревич, В.М.Мазур, Г.В.Солодухов. Коррекция экспериментальных данных по полным сечениям поглощения фотонов ядрами с использованием аппаратурной функции сцинтилляционного спектрометра. Препринт ИЯИ АН СССР П-0009, М., 1975; Аппаратурная функция сцинтилляционного спектрометра с большим кристаллом NaI (Тl). ПТЭ, 1975, № 2, стр. 59-62; G.M.Gurevich, L.E.Lazareva, V.M.Mazur, S.Yu.Merkulov, G.V.Solodukhov, V.A.Tyutin. Total nuclear photoabsorption cross sections in the region $150 < A < 190$. Nucl. Phys. A351(1981)257-268.
- 381 B.Ziegler. Gesamtabsorption von γ -Strahlen zwischen 10 und 30 MeV in leichten Kernen. Nucl. Phys. 17(1960)238-249.
- 382 G.Tamas, J.Miller, C.G.Schuhl, C.Tzara. Absorption nucléaire des photons par ^{12}C et ^{27}Al . J. Phys. et Radium 21(1960)532-536.
- 383 Н.А.Бургов, Г.В.Данилян, Б.С.Долбилкин, Л.Е.Лазарева, Ф.А.Николаев. Сечение поглощения γ -квантов ядрами ^{16}O в области гигантского резонанса. ЖЭТФ 43(1962)70-78; B.S.Dolbilkin, V.I.Korin, L.E.Lazareva, F.A.Nikolaev, V.A.Zapevalov. Nuclear gamma absorption cross-section for magnesium in energy region 10-30 MeV. Nucl. Phys. 72(1965)137-144.
- 384 U.Miklavžič, N.Bezič, D.Jamnik, G.Kernel, Z.Milavc, J.Šnajder. Total absorption of gamma-rays from 15 to 27 MeV in Be. Nucl. Phys. 31(1962)570-574; .Bezić, A.Brinšek, G.Kernel, J.Šnajder, D.Jamnik. Measurement of photo-absorption cross sections in the energy region 10-30 MeV with a magnetic Compton spectrometer. Nucl. Instr. and Meth. 75(1969)190-196.
- 385 J.Ahrens, H.Borchert, A.Zieger, B.Ziegler. A Compton spectrometer for the energy range between 10 and 300 MeV and its application to photon flux and photon absorption measurements. Nucl. Instr. and Meth. 108(1973)517-523; J.Ahrens, H.Borchert, K.H.Czock, H.B.Eppler, H.Gimm, H.Gundrum, M.Kroning, P.Riehn, G.Sita Ram, A.Zieger, B.Ziegler. Total nuclear photon absorption cross sections for some light elements. Nucl. Phys. A251(1975)479-492.

- 386 N.K.Sherman. The time-of-flight method: the main results and further perspectives. Труды IV семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях" (Москва, 1977). Наука, М., 1979, стр. 149-168.
- 387 H.E.Johns, L.Katz, R.A.Douglas, R.N.H.Haslam. Gamma-Neutron Cross Sections. Phys. Rev. 80(1950)1062-1068; L.Katz, A.G.W.Cameron. The solution of X-ray activation curves for photonuclear cross sections. Can. J. Phys. 29(1951)518-544; J.Goldemberg, L.Katz. Resolution of the "photon difference method". Phys. Rev. 89(1953)1300-1301.
- 388 J.L.Matthews, R.O.Owens. A single-difference bremsstrahlung unfolding technique for the measurement of high energy photonuclear cross sections. Nucl. Instr. and Meth. 91(1971)37-43.
- 389 H.H.Thies, N.Dytlewski, S.L.Sherlock, S.A.Siddiqui. Measurement of photonuclear cross-sections with quasi-monochromatic photons using bremsstrahlung. Nucl. Instr. and Meth. 178(1980)181-185.
- 390 R.E.Van de Vyver, E.Van Camp, D.Ryckbosch, E.Kerkhove, P.Van Otten, P.Berkvens, H.Ferdinande. The decay mechanism of the GDR studied by the (γ, p) reaction. Труды V семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях" (Москва, 1981). ИЯИ АН СССР, М., 1982, стр. 135-143; E.Van Camp, R.Van de Vyver, E.Kerkhove, D.Ryckbosch, H.Ferdinande, P.Van Otten, P.Berkvens. Experimental determination of the proton escape width in the giant dipole resonance of ^{89}Y . Phys. Rev. C24(1981)2499-2506.
- 391 Л.Я.Колесников. Пучки монохроматических и поляризованных фотонов высокой энергии. Труды IV семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях" (Москва, 1977). Наука, М., 1979, стр. 338-354.
- 392 Б.И.Горячев, В.Г.Шевченко. Комптоновский монохроматор γ -квантов. Препринт Института теоретической и экспериментальной физики. М., 1979, ИТЭФ-47;. Комптоновское рассеяние и монохроматизация γ -квантов. ЯФ 30(1979)359-362.
- 393 I.A.Rachek, J.Arrington, L.M.Barkov, V.F.Dmitriev, V.V.Gauzshtein, R.A.Golovin, A.V.Gramolin, R.J.Holt, V.V.Kaminsky, B.A.Lazarenko, S.I.Mishnev, N.Yu.Muchnoi, V.V.Neufeld, D.M.Nikolenko, R.Sh.Sadykov, Yu.V.Shestakov, V.N.Stibunov, D.K.Toporkov, H.de Vries, S.A.Zevakov, V.N.Zhilich. Two-photon exchange contribution in elastic electron-proton scattering: measurements at VEPP-3. Proc. Int. Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei EMIN-2012 (Moscow, Sept. 20-23, 2012), INR RAS, Moscow, 2013, pp. 108-117.
- 394 И.И.Мирошниченко, Д.Д.Мёрри, Р.О.Авакян, Т.Х.Фигут. Экспериментальное исследование радиации релятивистских каналированных позитронов. Письма в ЖЭТФ 29(1979) 786-790.
- 395 M.J.Alguard, R.L.Swent, R.H.Pantell, B.L.Berman, S.D.Bloom, S.Datz. Observation of Radiation from Channeled Positrons. Phys.Rev.Lett. 42(1979)1148-1151.

- 396 Ю.Н.Метальников, В.А.Петухов. К вопросу об инжекции частиц в электрон-позитронный накопитель. Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963). “Атомиздат”, М., 1964, стр. 392-395.
- 397 Г.В.Потемкин, С.А.Воробьев. Спектры позитронов, генерируемых тормозным излучением с энергией до 800 МэВ. Атомная энергия том 35(1973)366-367.
- 398 В.Е.Балакин, А.А.Михайличенко. Конверсионная система ВЛЭПП’а для получения поляризованных пучков. Труды 7 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1981, том I, стр. 302-305.
- 399 K.W.Robinson. Cambridge Electron Accelerator Report CEAL-1016 (1965).
- 400 А.Н.Скринский. Частное сообщение.
- 401 C.S.Nunan. A Positron Linear Accelerator Design. Ibid., pp. 465-469; J.Haimson. Injector and Waveguide Design Parameters for a High Energy Electron-positron Linear Accelerator. Ibid., pp. 499-507; F.Amman, R.Andreani, J.Haimson, C.Nunan. Positron Acceleration in the Frascati 450 MeV Linear Accelerator. Proceedings of the 1966 Linear Accelerator Conference. Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California. Los Alamos, New Mexico, USA. LA-3609, pp. 435-438.
- 402 С.Б.Вассерман, В.Г.Вещеревич, Б.И.Гришанов, М.М.Карлинер, В.Ф.Клюев, А.В.Кожемякин, Е.В.Козырев, И.Г.Макаров, О.А.Нежевенко, Ю.А.Немков, Г.И.Острейко, Б.З.Персов, В.В.Петров, В.М.Радченко, Г.В.Сердобинцев, В.И.Сербин, А.Ф.Серов, Э.М.Трахтенберг, А.В.Филипченко, Е.И.Харитонов, Г.И.Яснов. Запуск позитрон-электронного источника для ВЭПП-4. Труды шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1979, Том I, с. 128-131.
- 403 Ю.Г.Басаргин, В.П.Белов, Ю.П.Вахрушин, В.А.Глухих, А.М.Кокорин, В.М.Николаев, В.В.Румянцев, А.В.Рябцов, Ю.П.Севергин, В.Л.Смирнов, В.К.Кроль, Э.М.Лазиев, Г.Г.Оксузян. Принципиальная схема и основные характеристики ускорителя с повторным ускорением электронного пучка. Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Том II, “Наука”, М., 1977, стр. 127-130.
- 404 В.Л.Ауслендер, Г.А.Блинов, Г.И.Будкер, М.М.Карлинер, А.В.Киселев, А.А.Лифшиц, С.И.Мишнев, А.А.Наумов, В.С.Панасюк, Ю.Н.Пестов, В.А.Сидоров, Г.И.Сильвестров, А.Н.Скринский, А.Г.Хабахпашев, И.А.Шехтман. Состояние работ на позитрон-электронном накопителе ВЭПП-2. Атомная энергия 19(1965)502-505.
- 405 J.Ballam, G.A.Loew, R.V.Neal and the SLAC staff. Status of design, construction, and research programs at SLAC. Proc. of the 5th Intern. conf. on high energy accelerators (Frascati, 1965). Comitato Nazionale per L’energia Nucleare, Roma, 1966, pp.210-228.
- 406 Л.Л.Данилов, С.Н.Родионов, Г.И.Сильвестров. Параболическая линза для аксиально-симметричной фокусировки релятивистских частиц. ЖТФ 37(1967)914-921.

- 407 Т.А.Всеволожская, М.А.Любимова, Г.И.Сильвестров. Оптические свойства цилиндрических линз. ЖТФ 45(1975)2494-2507.
- 408 C.Stanga. An inexpensive positron converter of high reliability and high yield. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26, №-3, part 2, 1979, pp. 4146-4148.
- 409 В.И.Артемов, С.А.Добромиров, Ф.А.Пеев. Магнитная квадрупольная линза для ЛУ-2 ГэВ с апертурой 150 мм. В сб. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента". Вып. 2(11), ХФТИ, Харьков, 1982, стр. 12-13.
- 410 D.E.Lobb. A theoretical investigation of the stepped-field configuration used for focusing positron beams. Nucl.Instr.and Meth. 46(1967)181-193.
- 411 S.van der Meer. A directive device for charge particles and its use in an enhanced neutrino beam. CERN Yellow Report № 61-7 (1961).
- 412 F.A.Nezrick. A Monoenergetic Neutrino Beam Using Current-Sheet Focusing Elements. IEEE Trans.Nucl.Sci. NS-18, № 3, 1971, pp. 759-760.
- 413 А.К.Орлов, А.В.Рябцов. Монохроматор сгруппированного пучка релятивистских частиц. Тезисы докладов Всесоюзной конференции "Разработка и практическое применение электронных ускорителей" (Томск, 1972), Издательство Томского университета, Томск, 1972, стр. 99.
- 414 H.Herminghaus and K.H.Kaiser. Design, construction and performance of the energy compressing system of the Mainz 300MeV electron LINAC. Nucl. Instr. and Meth. 113(1973)189-194.
- 415 M.Sugawara, T.Ichinon. Performance of an energy compressing system for Tohoku 300 MeV LINAC. Nucl. Instr. and Meth. 153(1978)343-346.
- 416 W.A.Gillespie, M.G.Kelliher. The energy compressor at the Glasgow 170 MeV electron LINAC. Nucl.Instr.and Meth. 184(1981)285-292.