



МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

С. Г. Попов

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА  
НА НАКОПИТЕЛЯХ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ



ВСЕСОЮЗНАЯ  
ШКОЛА ПО  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ  
И М. В. М. ГАЛИЦКОГО

Государственный комитет СССР по народному образованию

Московский ордена Трудового Красного Знамени  
инженерно-физический институт

С. Г. Попов

Ядерная физика на накопителях заряженных  
частиц

Текст лекции

Москва 1991

УДК 539.12

Попов С.Г. Ядерная физика на накопителях заряженных частиц. Текст лекций. М.: МИФИ, 1991. - 28с.

Обсуждается использование накопителей заряженных частиц в ядерно-физических экспериментах. Рассмотрены преимущества сверхтонких внутренних мишеней для постановки прецизионных экспериментов типа электромагнитных проб.

© Московский инженерно-физический институт, 1991 г.



1. Введение. Принято считать, что экспериментальная ядерная физика началась со ставшими классическими опытов Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частиц на ядрах золота. В этом эксперименте есть все компоненты, которые используются и в самых современных опытах по ядерной физике или физике высоких энергий: источник энергичных частиц, мишень и детектирующее устройство. Дальнейшее развитие техники и технологии эксперимента в ядерной физике и физике высоких энергий существенным образом коснулось источников ускоренных частиц и детектирующих устройств. И лишь с появлением экспериментов на встречных пучках стал использоваться принципиально новый тип мишени. Использование для этой цели накопительных установок, которые на первых порах казались необходимыми для увеличения толщины мишени-встречного пучка и, тем самым, светимости эксперимента, оказалось плодотворным и с точки зрения создания "внутренних" мишеней различных типов. Дело в том, что изучение процессов, требующих высокого энергетического и углового (пространственного) разрешений и имеющих малое сечение взаимодействия является задачей внутренне противоречивой: с одной стороны, малая вероятность процесса требует увеличения толщины мишени для достижения нужной скорости счета (при заданной интенсивности источника ускоренных частиц), с другой стороны, увеличение толщины мишени приводит к нарушению энергетических и кинематических параметров пучка частиц. Создалась парадоксальная ситуация, когда мощные ускорители создают интенсивные пучки ускоренных частиц, малая часть которых взаимодействует с по необходимости тонкой мишенью, а основная часть ускоренных частиц создает проблему их утилизации и подавления создаваемого ими фона на детектирующую аппаратуру. Кажется очень естественным в этой ситуации многократное использование ускоренных частиц на мишени. Такой простейший вариант увеличения эффективной толщины мишени в эксперименте, в котором невозможно использовать достаточно толстую мишень на прямом пучке, использовался, например, уже в 60-х годах в эксперименте по измерению интерференции кулоновского и сильного взаимодействий в рассеянии протонов на протонах при различных переданных импульсах [1]. В эксперименте



необходимо регистрировать протон отдачи, в том числе при малых энергиях, что невозможно, если толщина мишени сравнима с длиной пробега частицы. Эффективная толщина мишени в этом случае определялась произведением толщины используемой струйной жидководородной мишени и числа ее пересечений. Последнее зависело от условий работы ускорителя (например, времени поддержания нужной энергии частиц в ускорителе). Разумеется, и в этом случае эффективность использования частиц остается низкой. Предельным вариантом по эффективности использования ускоренных частиц является вариант, когда все частицы теряются из-за взаимодействия с мишенью. Тогда исследуемый процесс идет с вероятностью  $P$  равной:

$$P = \frac{\sigma}{\sum \sigma_i}, \quad (1)$$

где  $\sigma$  - эффективное сечение взаимодействия исследуемого процесса,  $\sum \sigma_i$  - сумма сечений процессов, выводящих частицы из пучка. Реально вклад в эту величину дают не только элементарные процессы, но и многократные процессы и, как мы видели на предыдущем примере, несоответствие характеристик пучка частиц требованиям эксперимента за счет чисто ускорительных причин. В принципе, для упрощения вычислений величины  $P$  эти "неэлементарные" процессы можно свести к описанию с помощью сечения взаимодействия, однако в этом нет необходимости, так как для увеличения эффективности использования ускоренных частиц (или величины  $P$  в (1)) желательно уменьшить знаменатель, т.е. подавить "многократные" процессы. В результате мы приходим к варианту, в котором установка с внутренней мишенью должна иметь постоянную энергию, отсутствие потерь частиц за счет чисто ускорительных причин (эффективность захвата частиц из инжектора, сильноточные неустойчивости и т.д.), компенсацию потерь энергии в мишени, подавление многократных процессов на мишени, достаточно высокий вакуум в установке, чтобы взаимодействие частиц с мишенью определяло их время жизни. Таким образом, мы почти однозначно пришли к варианту электронного накопителя (с подавлением многократных процессов за счет радиационного затухания) или ионного накопителя с искусственно введенной диссипацией энергии колебаний (электронное, стохастическое, ионизационное охлаждения) с внутренней мишенью.

Немногим более десяти лет назад в мировом ядерном сообществе вспыхнули горячие дискуссии о новых возможностях исследования

атомных ядер с помощью "электромагнитных проб" (имелись в виду эксперименты по рассеянию электронов и фотонов на ядрах) в, так называемых, "совпадательных экспериментах" (т.е. с детектированием рассеянного электрона и продуктов реакции на совпадении). Исследования с помощью электронов всегда были очень привлекательны, т.к. электрон является почти идеальной пробной частицей: во-первых, до сих пор, по крайней мере до расстояний  $10^{-16}$  см, электрон-частица точечная; во-вторых, квантовая электродинамика (КЭД), описывающая взаимодействие электронов с исследуемыми объектами, наука точная и не вносит дополнительных погрешностей в интерпретацию результатов; в-третьих, электромагнитное взаимодействие достаточно слабо, чтобы не вносить дополнительных пертурбаций в исследуемый объект [2]. Обратная сторона незначительных вероятности реакций с электронами и, специфическая для этих частиц, проблема "радиационных хвостов". Оба этих фактора приводят к необходимости ставить эксперименты высокой светимости, т.е. использовать сильноточные источники ускоренных электронов и достаточно толстые мишени. Однако для постановки совпадательных экспериментов необходим непрерывный (или малой скважности) пучок ускоренных электронов, в то время как до недавнего времени наиболее интенсивные ускорители электронов-линейные ускорители-были только импульсными. Именно в конце сороковых годов сложилась ситуация, когда появились технические возможности реализации разнообразных физических программ, основанных на использовании интенсивных электронных ускорителей с непрерывными или квазинепрерывными пучками. В результате большого интереса к постановке такого рода экспериментов были модернизированы некоторые старые ускорители и появился ряд новых проектов электронных ускорителей малой скважности для широкого диапазона энергий частиц. К настоящему времени часть проектов уже реализована и на этих установках ставятся эксперименты. В таблице I приведен список уже действующих и создающихся ускорителей такого рода.

Т А Б Л И Ц А I (Электронные ускорители малой скважности)

ЛАБОРАТОРИЯ	ТИП УСК.	ЭНЕРГИЯ, МэВ	СКВ., %	Ср. ТОК, нКА
Новосибирск, СССР ВЭПП-2	СВМ	100 - 500	90	0.5 А

ВЭПП-3	СВМ	400 - 2000	100	0.2 А
Стенфорд, США				
LINAC	ЛУ	70 - 120	75	20
PEP	СВМ	2 - 15 ГэВ	100	50 мА
Иллинойс, США	РЛ	100	100	10
Амстердан, Нид.	ЛУ	500	2.5	20
Сакле, Фр.	ЛУ	600	1	1.
Майнц, ФРГ	РМ	180	100	30
МТИ, США	РЛ	1000	1	0.5
Тохоку, Япон.	Рст.	150	80	0.5
Дармштадт, ФРГ	РЛ	130	100	20
Лунд, Швец.	РМ+Рст	100 - 550	100	10
Саскатун, Кан.	ЛУ+Рст	300	80	30 (300 мА)
ПРОЕКТЫ				
Сан Пауло, Браз.	ЛУ+Рст	17	100	100
Майнц, ФРГ	РМ	840	100	100
СЕВАФ, США	РЛ	500 - 4000	80	240
МТИ, США	РЛ+Рст+СВМ	250 - 1000	100	85 (80 мА)
Бонн, ФРГ	Рст	3500	60	
МГУ, СССР	РМ	200	100	100
Цукуба, Япон.	ЛУ+Рст	500	100	100
Амстердан, Нид.	ЛУ+Рст+СВМ	900	90	100
Харьков, СССР	ЛУ+Рст	2000	100	
Новосибирск, СССР				
НЭЛ	СВМ	220	100	1. А
ВЭПП-4	СВМ	5500	100	0.1 А
Сакле, Фр.	РМ	10 - 20 ГэВ	100	200

В таблице I использованы следующие сокращения: ЛУ-линейный ускоритель; РМ-разрезной микротрон; РЛ-линейный ускоритель-рециркулятор; Рст-растяжитель; СВМ-сверхтонкая внутренняя ниша в накопителе. Как видно из таблицы, используется довольно широкий спектр вариантов ускорителей. Широкий диапазон энергий, предусмотренный в проектах, даст большие возможности в исследовании атомных ядер электромагнитными пробями. Детектирование энергии и угла рассеянного электрона фиксирует как переданную исследуемому объекту энергию, так и размер области взаимодействия за счет фиксации переданного импульса. Изменение этих параметров



взаимодействия при исследовании атомных ядер чрезвычайно важно, так как позволяет локализовать проявление различных степеней свободы в сложной ядерной структуре. В таблице II приведен перечень фундаментальных проблем физики атомного ядра, интерес к которым резко возрос в связи с возможностью ставить эксперименты с помощью "электромагнитных проб" (электронные и фотонные пучки) при регистрации на совпадении с рассеянным электроном продуктов реакции, с определением их сорта, углового и энергетического распределений, в рамках упомянутой идеологии.

Т А Б Л И Ц А II

<p>I. Кварковая природа ядерной структуры: (требуемые переданные энергии-сотни МэВ и более, переданный импульс - более 1 ГэВ/с (<math>5 \text{ фн}^{-1}</math>))</p> <hr/> <p>а) Асимптотическое поведение упругих формфакторов малонуклонных систем;            б) Спектроскопия ядер с возбужденными нуклонами;            в) EMC-эффект...</p>
<p>II. Проявления мезонных обменных токов (МОТ): (переданная энергия-сотни МэВ, импульс-<math>0.5-5 \text{ фн}^{-1}</math>)</p> <hr/> <p>а) Неупругое взаимодействие электронов с малонуклонными системами;            б) Двухчастичные корреляции в ядрах...</p>
<p>III. Нуклонные конфигурации в ядрах: (переданная энергия до 100 МэВ, импульс -до <math>2-3 \text{ фн}^{-1}</math>)</p> <hr/> <p>а) Упругие и неупругие ядерные формфакторы;            б) <math>(e, e'p)</math> и <math>(e, e'n)</math> ядерные реакции в различных ядрах при различных переданных импульсах;</p>
<p>IV. Коллективные и статистические аспекты ядерной динамики: (переданная энергия до десятков МэВ, импульс до <math>1 \text{ фн}^{-1}</math>)</p> <hr/> <p>а) Возбуждение и выбивание кластеров, включая тяжелые фрагменты</p>

- б) Коллективные резонансы и вращения;
- с) Деление;
- д) Диссипация и флуктуации коллективных ядерных степеней свободы...

...

Таблица является по сути обобщением многочисленных программ исследований, сформулированных различными лабораториями [3-6] для обоснования создания или модернизации установок, удовлетворяющих требованиям эксперимента: высокая светимость, высокие угловая и энергетическая точности, возможность постановки совпадательных экспериментов. Кроме того, важным требованием к экспериментам сегодняшнего дня является возможность работать с поляризованными пучками и/или мишенями [7].

Прежде чем переходить к обсуждению возможностей постановки экспериментов на внутренних мишенях в накопителях и иллюстрировать их уже полученными результатами и планируемыми физическими программами, нужно сказать несколько слов об установках нового поколения в традиционной реализации с внешней ускоренным пучком и мишенью. Как видно из таблицы I, в основном используются линейные ускорители как сверхпроводящие, так и несверхпроводящие с рециркуляцией [8-10], разрезные микротроны [11,12] и импульсные линейные ускорители с накопительными кольцами, используемыми для медленного выпуска захваченных из инжектора частиц для получения исконной малой скважности [13-15]. В некоторых лабораториях предполагается совмещать работу растяжителя ("стретчера") и использование внутренних мишеней [15,16]. Стоит отметить, что практическая разница между ускорителем с рециркуляцией и разрезным микротроном заключается лишь в числе оборотов необходимых для ускорения частиц до нужной энергии. Отметим также, что радиочастотная временная структура ускоренного пучка (период короче 1 нс) в перечисленных выше случае не существенна для осуществления режима совпадений, поэтому этот режим работы иногда называют квазинепрерывным. Основные параметры установок, определяющие характеристики эксперимента это энергетический разброс  $\frac{\Delta E}{E}$ , достигающий в лучших случаях величины  $10^{-4}$ , выпущенный электронный ток  $1-200$  нКА, как это видно из таблицы I. Светимость эксперимента  $L$  ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ), определяется и толщиной мишени  $n$  (число ядер на  $\text{см}^2$ ):

$$L = I \cdot n$$

(2)

Здесь  $I \cdot n$  (с<sup>-1</sup>) определен как число электронов в секунду. Если для примера взять мишень <sup>40</sup>Ca толщиной 50 мг, то при токе 200 мкА достигается светимость немногим менее  $10^{36}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Если же эксперимент не требует высокого энергетического разрешения и допускается использование толстых мишеней (например, в некоторых исследованиях слабого взаимодействия), то светимость может иметь на несколько порядков большую величину. Разумеется, при этом возникает ряд чисто технических проблем, связанных с выделением энергии в мишени (несколько кВт), тяжелыми фоновыми условиями.

II. Сверхтонкая внутренняя мишень. Выше уже упоминался режим многократного пересечения мишени пучком, при котором эффективная толщина мишени оказывается в соответствующее число раз больше, чем реальная. В том конкретном случае, который упоминался выше, выигрыш (равный числу пересечений мишени частицей) определялся временем, в течение которого энергия пучка в ускорителе еще находится в пределах, удовлетворяющих эксперименту. Правильный вопрос, какой выигрыш может быть достигнут, если внутренняя мишень используется в накопителе, где условия поддерживаются постоянными. Но, прежде чем его обсуждать, хотелось бы еще раз подчеркнуть, что в подавляющем большинстве случаев традиционной постановки экспериментов на внешней мишени, эффективность использования ускоренных частиц чрезвычайно мала. Пучок пересекает по необходимости тонкую мишень и создает проблему своей утилизации. Поэтому кажется очень естественным использовать пучок многократно, компенсируя в промежутках нарушения параметров, вносимые мишенью. Очевидно, что эффективная толщина мишени в этом случае определяется только процессами, влияющими на время жизни частиц на дорожке накопителя и не зависит от толщины мишени. Предполагается, что влиянием вакуума и чисто ускорительными эффектами на время жизни можно пренебречь [17-20]. Условие, что вероятность выхода частицы из режима ускорения (вероятность "гибели") за счет процессов взаимодействия с мишенью равна единице, дает значение эффективной толщины мишени  $t_{эфф}$  в отличие от собственно толщины  $t_0$ . Если ввести  $k$ -число пересечений мишени пучком, то, используя, что  $t_{эфф} = k \cdot t_0$  и  $k \cdot t_0 \cdot \sum \sigma_i = 1$ , получим:

$$t_{эфф} = \frac{1}{\sum \sigma_i} \quad (\text{см}^{-2}) \quad (3)$$



Это же выражение получится из сравнения выражений (1) и (2). Светимость эксперимента  $L$  запишется соответственно:

$$L = \frac{I}{\Sigma \sigma_i} \quad (\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}) \quad (4)$$

Естественно, что светимость определяется скоростью инжекции частиц в накопитель  $I$  и суммой сечений процессов, определяющих их время жизни. Уменьшение (увеличение) собственно толщины мишени не влияет на светимость, так как при этом пропорционально увеличивается (уменьшается) время жизни частиц, т.е. число пересечений. С точки зрения частицы для нее существует мишень, пересекаемая  $k$  раз, т.е.  $t_{\text{эфф}} = k \cdot t_0$ . С точки же зрения мишени, ее пересекает "накопленный" ток  $I_{\text{эфф}} = k \cdot I$ . Чрезмерное уменьшение толщины мишени нежелательно с точки зрения влияния остаточного вакуума и собственно ускорительных эффектов (при большом  $I_{\text{эфф}}$ ) на время жизни частиц.

Кроме времени жизни частиц  $\tau_{\text{ж}}$  и периода оборота  $t_0$  очень важную роль в накопителе играет время затухания колебаний  $\tau_3$ . При стационарных условиях накопителя затухание колебаний может происходить за счет каких-либо внешних диссипативных процессов. Это может быть за счет специально введенного ионизационного трения ("ионизационное затухание"), искусственной обратной связи ("стохастическое затухание"), в накопителях тяжелых частиц может эффективно использоваться "электронное охлаждение" [21-22]. В накопителях электронов существует естественный процесс потери энергии за счет так называемого магнитотормозного или синхротронного излучения. Его величина сильно зависит от энергии частиц и величины магнитного поля. Определяемое же им время затухания колебаний по различным степеням свободы зависит кроме того от конкретной структуры магнитной системы, поэтому приведенная ниже величина дает характерное время затухания и требует уточнения для конкретных случаев:

$$\tau_3 = \frac{3 \cdot R \cdot \Pi}{4\pi \cdot r_e \cdot c} \cdot \gamma^{-3} \quad (\text{с}) \quad (5)$$

Здесь  $R$ ,  $\Pi$  - радиус кривизны в магнитном поле и периметр орбиты электронов в накопителе,  $r_e$  - классический радиус электрона,  $c$  - скорость света,  $\gamma$  - релятивистский фактор электрона (отношение полной энергии электрона к его массе покоя).

Возвращаясь к светимости эксперимента на внутренней мишени в накопителе, отметим принципиальную разницу случаев, когда время жизни частиц больше времени затухания колебаний, и когда  $\tau_{\text{ж}} < \tau_3$ . В

первом случае происходит восстановление отклонений параметров орбит частиц, заключающихся в колебаниях этих отклонений от равновесных значений (бетатронных колебаний при отклонении по углу, синхротронных при отклонении по энергии) после взаимодействия с мишенью, если это взаимодействие не настолько велико, что сразу приводит к потере частицы. Во втором случае затухание "не успевает" подавить многократные процессы и они, так же как и однократные, могут привести к гибели частиц. Позтому в первом случае число процессов, определяющих  $\tau_x$ , меньше, чем во втором и светимость эксперимента, в принципе, больше. Кроме того, равновесие затухания и раскачки колебаний за счет многократных процессов определяет установившиеся параметры пучка, взаимодействующего с мишенью в накопителе, в то время как во втором случае эти параметры могут расти, достигая предельно допустимых для данной установки значений. Этот второй режим использования мишени в накопителе называется режимом тонкой мишени. Первый случай - режим сверхтонкой мишени, и ему и будет в основном посвящено дальнейшее обсуждение.

III. Светимость эксперимента в режиме СВМ. Основными процессами, определяющими время жизни электронов в накопителе при их взаимодействии с атомной мишенью или остаточного вакуума являются: однократное рассеяние электронов на ядрах мишени, потеря энергии электрона при однократном взаимодействии с электронами мишени и тормозное излучение электронов:

$$\sigma_{\theta} = 4\pi \cdot r_e^2 \cdot \left( \frac{Z}{\gamma \cdot \theta} \right)^2 ; \quad (6)$$

$$\sigma_{\Delta E} = 4\pi \cdot r_e^2 \cdot \frac{Z}{\gamma} \cdot \frac{E}{\Delta E} . \quad (7)$$

В этих двух формулах даны полные сечения рассеяния электрона на ядре, имеющем заряд  $Z$ , на угол больше угла  $\theta$  и на  $Z$  электронах ядра с потерей энергии больше  $\Delta E$ . Здесь  $E$  - энергия электрона. Если в эти формулы подставить конкретные характеристики накопителя  $\theta = \theta_{\max}$  и  $\Delta E = \Delta E_{\max}$ , дающие предельно возможные значения отклонений угла и энергии частиц от их равновесных значений, то формулы (6) и (7) определяют величину вклада этих двух процессов во время жизни электронов и соответственно светимость эксперимента (см. (4)). Оговоримся сразу, что эти процессы существенны для энергий до нескольких сот МэВ, а при больших энергиях определяющим является

процесс потери энергии электронами за счет тормозного излучения:

$$\frac{d\sigma}{dh\nu} = 4\alpha \cdot r_e^2 \cdot Z \cdot (Z+1) \cdot L \cdot \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3} \cdot \gamma + \gamma^2\right) \cdot \frac{1}{h\nu} \quad (8)$$

Это упрощенное сечение процесса, несколько завышающее его величину при больших  $Z$  (при  $Z=90$  завышение достигает 10%).  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры,  $h\nu$  - энергия тормозного фотона,  $L = \ln\left(\frac{184.15}{Z^{1/3}}\right)$ ,  $\gamma = \frac{h\nu}{E}$ .

Если электрон излучает тормозной фотон с энергией большей  $\Delta E_{\max}$ , то он теряется, и этим определяется  $\tau_x$  по процессу тормозного излучения. Используя (3) и проинтегрированное от  $\Delta E_{\max}$  до  $E$  (8), получим:  $t_{\text{эфф}} = \frac{X_0}{4/3 \cdot \ln(E/\Delta E_{\max}) - 5/6}$ ,  $X_0 = 1/[4\alpha \cdot r_e^2 \cdot Z \cdot (Z+1) \cdot L]$ . Легко видеть, что  $X_0$  - это радиационная единица длины вещества (здесь она определена, как число атомов на  $\text{см}^2$ ), если ее определить как длину, на которой за счет тормозного излучения энергия электронов уменьшается в  $e$  раз, а для вычислений использовать (8). Как видно,  $t_{\text{эфф}}$  логарифмически зависит от параметров накопителя и равна  $0.2 + 0.25 X_0$ . Можно грубо сравнить эффективность использования ускоренных электронов в эксперименте на сверхтонкой внутренней мишени с традиционным вариантом. Если предположить требуемую энергетическую точность эксперимента  $10^{-3}$ , то выигрыш в режиме СВМ оказывается в 200+250 раз! Если предположить, что в накопитель инжектируется ток 200 нкА (так же, как в предыдущем примере для оценки светимости эксперимента на внешней мишени) и светимость определяется только процессом (8), то на той же мишени  $S_a$  в режиме СВМ будет достигнута светимость  $5 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  (напомним, что в традиционном варианте достигалась светимость  $10^{36}$ ). Кроме существенного упрощения и удешевления проблемы создания ускорителя, это означает улучшение фоновых условий, т.к. для получения той же светимости эксперимента требуется существенно меньшее число ускоренных частиц.

Разумеется для более точного расчета светимости необходим учет всех значимых процессов, влияющих на время жизни частиц в накопителе, в частности, процессов (6) и (7), которые важны при сравнительно малых энергиях (до нескольких сот МэВ).

IV. Параметры пучка в электронном накопителе в режиме СВМ. Как уже упоминалось, параметры пучка (энергетический и угловые разбросы) устанавливаются из равновесия сил затухания и нагрева за счет взаимодействия с мишенью (остаточным газом), флуктуаций



синхротронного излучения. Возможно, кроме того, влияние чисто ускорительных эффектов взаимодействия интенсивных сгустков частиц с элементами вакуумной камеры накопителя. Кроме того, при больших интенсивностях возможно рассеяние электронов в сгустке друг на друге (эффект Тушека). Этот эффект может влиять как на параметры пучка, так и на время жизни частиц. Однако здесь мы чисто ускорительных эффектов и эффектов большого тока не рассматриваем, считая, что влияние этих эффектов можно минимизировать выбором режима работы. Поэтому расчет будет заключаться в вычислении среднеквадратичного отклонения величины, набранного на мишени за время, равное половине времени затухания колебаний по соответствующей степени свободы. Энергетический разброс в электронном пучке в основном определяется тремя процессами:

i) *Квантовые флуктуации синхротронного излучения:* точный расчет этого процесса требует знания конкретных параметров магнитной структуры установки. Для приближенного расчета можно использовать выражение из [23]:

$$\sigma_E = \frac{\Delta E}{E} = \gamma \cdot \left( \frac{55\sqrt{3} \cdot \Lambda_0}{192 \cdot R} \right)^{1/2} = 4 \cdot 10^{-6} \cdot \gamma \cdot R^{-0.5} \quad (9)$$

ii) *Флуктуации тормозного излучения на мишени:*

$$\langle E^2 \rangle = t \cdot 5\tau_3 \int_0^{\Delta E} E^2 \cdot \frac{d\sigma}{dh\nu} \quad (10)$$

Очевидно, что появляющийся за счет флуктуаций тормозного излучения энергетический разброс, зависит от толщины мишени. Чтобы его уменьшить, нужно использовать более тонкую мишень. Однако, как мы уже знаем, при этом должен накапливаться большой ток. В этом режиме работы появляются индивидуальные для каждого ускорителя ограничения на предельный ток и энергетический разброс за счет когерентных эффектов. Тем не менее, можно рассчитать энергетический разброс за счет тормозного излучения в том крайнем случае, когда используется режим максимально возможной толстой мишени (соответственно, минимального накопленного тока). Выберем для этого  $\tau_x = 10\tau_3$ . Т.к. для осуществления режима СВМ нужно  $\tau_x \gg \tau_3$  - это минимально возможное время жизни, т.е. максимально возможная толщина мишени. Мы знаем, что за время жизни каждая частица в среднем проходит  $0.2 + 0.25 X_0$ . Легко теперь подсчитать, какую толщину пройдет каждая частица за половину времени затухания ( $0.5\tau_3$  в (10)) и, подставив в (10), получить (для  $\frac{\Delta E_{\max}}{E} \approx 10^{-2}$ ):

$$\sigma_E = (4+8) \cdot 10^{-4} \quad (11)$$

iii) Флуктуации ионизационных потерь: аналогичный предыдущему расчет показывает, что этот эффект дает вклад в установившийся энергетический разброс только при малых энергиях частиц (до 200 МэВ) и при малых  $Z$ .

Угловой разброс в пучке электронов в накопителе имеет несколько разную природу для радиальной и вертикальной степеней свободы. По первой из них угловой разброс складывается из углового разброса, связанного с энергетическим разбросом и с рассеянием частиц на ядрах мишени. По вертикальной степени свободы угловой разброс связан с рассеянием частиц на ядрах, однако при малых его значениях начинает сказываться перекачка энергии радиальных бетатронных колебаний в вертикальные. Угловой разброс частиц в пучке за счет рассеяния на ядрах легко получить используя, например, приближенное выражение их угла многократного рассеяния из [24]:

$$\sigma_{\theta} = \frac{1.5}{\gamma} . \quad (12)$$

Учет углового разброса частиц, возникшего за счет энергетических флуктуаций, связан с параметрами магнитной структуры конкретного ускорителя. Важен также учет зависимости фокусирующих свойств структуры (так называемой,  $\beta$ -функции) от азимута. В частности, для уменьшения установившегося поперечного фазового об'ема пучка в месте расположения мишени желательна возможно меньшая  $\beta$ -функция (возможно более сильная фокусировка).

V. Мишень в накопителе. Для достижения максимальной светимости необходимо выполнение нескольких условий. Как видно из (4) светимость определяется скоростью инжекции электронов в накопитель и величиной процессов, определяющих время их жизни. При этом для реализации оптимального режима работы - режима СВМ - должно выполняться условие  $\tau_{\text{ж}} \gg \tau_{\text{з}}$ . Формально светимость не зависит от толщины мишени, однако, фактически, режим работы с большими накопленным током нежелателен. Это связано и с возможными потерями светимости из-за чисто ускорительных эффектов большого тока, и с ухудшением параметров электронного пучка из-за когерентных эффектов. Учитывая период инжекции частиц в накопитель  $\tau_{\text{и}}$  можно рассматривать два режима работы. Первый, когда  $\tau_{\text{и}} \gg \tau_{\text{з}}$ , предполагает работу с такой толщиной мишени, чтобы  $\tau_{\text{ж}} = \tau_{\text{и}}$ . Это соответствует минимальному току в накопителе, равному числу частиц в одном

импульсе инжекции, деленному на период обращения электронов:

$$I_{\text{эфф мин}} = I \cdot \tau_{\text{и}} / \tau_0. \quad (13)$$

Для осуществления этого режима работы необходима мишень толщиной  $t = t_{\text{эфф}} \cdot \tau_0 / \tau_{\text{и}}$  и, если считать главным процессом взаимодействия электронов с мишенью тормозное излучение (П-периметр орбиты):

$$t = \frac{2.8 \cdot 10^{15} \cdot \Pi(\text{см})}{L \cdot Z \cdot (Z+1) \cdot \tau_{\text{и}}}. \quad (14)$$

В том же случае, когда  $\tau_{\text{и}} \leq \tau_3$ , условия нужно свести к предыдущим ( $\tau_{\text{и}} \gg \tau_3$ ) либо увеличивая  $\tau_{\text{и}}$  (например, используя не каждый импульс инжекции) и, тем самым теряя светимость, либо уменьшая  $\tau_3$ , за счет изменения магнитной структуры накопителя (например, использование вигглеров).

Как видно из (14), необходимая для реализации режима максимальной светимости толщина мишени варьируется в широких пределах от  $10^{14}$  до  $10^{19}$  см<sup>-2</sup> в зависимости от требуемой в эксперименте величины  $Z$  и конструкции накопителя. Если учесть ряд других требований, предъявляемых к мишени в накопителе (такие как чистый изотопический состав, отсутствие воздействия на вакуум на дорожке накопителя...), то станет очевидной сложность задачи. До сих пор использовались мишени трех типов: тонкая (1-2 мк) нить [25], газовая струйная мишень [26,27], струйная пылевая мишень [28-30]. Плохо пока исследованы эффекты, связанные с ионизацией атомов мишени и дальнейшим их взаимодействием с электростатическим потенциалом интенсивного электронного пучка в комбинации с высокочастотной компонентой электромагнитного поля сгустка частиц и наличием магнитного поля кольца.

VI. Эксперименты на СВМ. Одним из важных отличий постановки экспериментов на электронных пучках по сравнению с фотоядерными экспериментами является возможность независимого управления как энергией возбуждения, так и величиной переданного импульса, грубо говоря, величиной области взаимодействия. Если посмотреть с этой точки зрения на таблицу II, то становится ясным, что увеличивая последовательно переданный импульс, мы исследуем проявление различных конститuentов ядра, фактически задаем сакраментальный вопрос: из чего же состоит ядро? При малых переданных импульсах происходит возбуждение "ядерной материи", возбуждение ядра, как целого, исследуются так называемые коллективные эффекты:



вращательные и колебательные уровни, "гигантские" резонансы, хаотизация и флуктуации перекрывающихся ядерных возбуждений и т. д. Дальнейшее увеличение переданного импульса позволяет исследовать проявление все более "мелких" степеней свободы: кластерных (в частности,  $\alpha$ -кластерных), нуклонных (в частности, оболочечных), мезонных, кварковых...

В качестве примера исследований на электронном накопителе мы рассмотрим исследования, проведенные в Институте ядерной физики в Новосибирске. Речь идет об исследованиях некоторых легких ядер ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ) в промежуточной области энергий (переданная энергия до 70 МэВ, переданный импульс до  $1 \text{ фн}^{-1}$ ) в режиме детектирования на совпадении рассеянного электрона и заряженных продуктов реакции [31] с измерением их энергий и угловых распределений. Работа велась на электронном накопителе ИЯФ ВЭПП-2 при энергии 130 МэВ и токах до одного ампера. Использовалась струйная газовая мишень (аммиак, пары воды) толщиной до нескольких единиц на  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ , средняя светимость достигала значения  $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Энергия рассеянных на  $60^\circ$  электронов измерялась магнитным спектрометром [32], угол рассеяния и энергия заряженных продуктов реакции измерялись на совпадении с параметрами рассеянного электрона пятью специальными детекторами, состоящими из комбинации пропорциональных камер низкого давления и стинцилляционных счетчиков на основе NaJ и пластмассы [33,34]. На рисунке 1 приведены характерные распределения "совпадательных" событий на плоскости, по осям которой отложены энергия, потерянная электроном (ось абсцисс), и энергия вторичной частицы ( $p$ -протон,  $\alpha$ -альфа-частица). Для проведения анализа строятся такого рода распределения для различных углов вылета вторичных частиц. Эти распределения имеют такой же характерный вид. Как видно из рисунка, события можно разделить на три части: область I - "линии", область III - испарительные события и область II - предравновесные вторичные частицы. События из области III имеют изотропное угловое распределение и характерное максвелловское распределение по энергии, описываемого с помощью параметра температуры. На рисунке 2 приведена зависимость температуры испарительных протонов от энергии возбуждения ядра для двух ядер: кислорода и азота. Очевидно отличие полученной зависимости от простых предсказаний испарительной модели приведенных на рисунке. Здесь скорее можно говорить о независимости температуры от энергии возбуждения ядра. Этот результат кажется

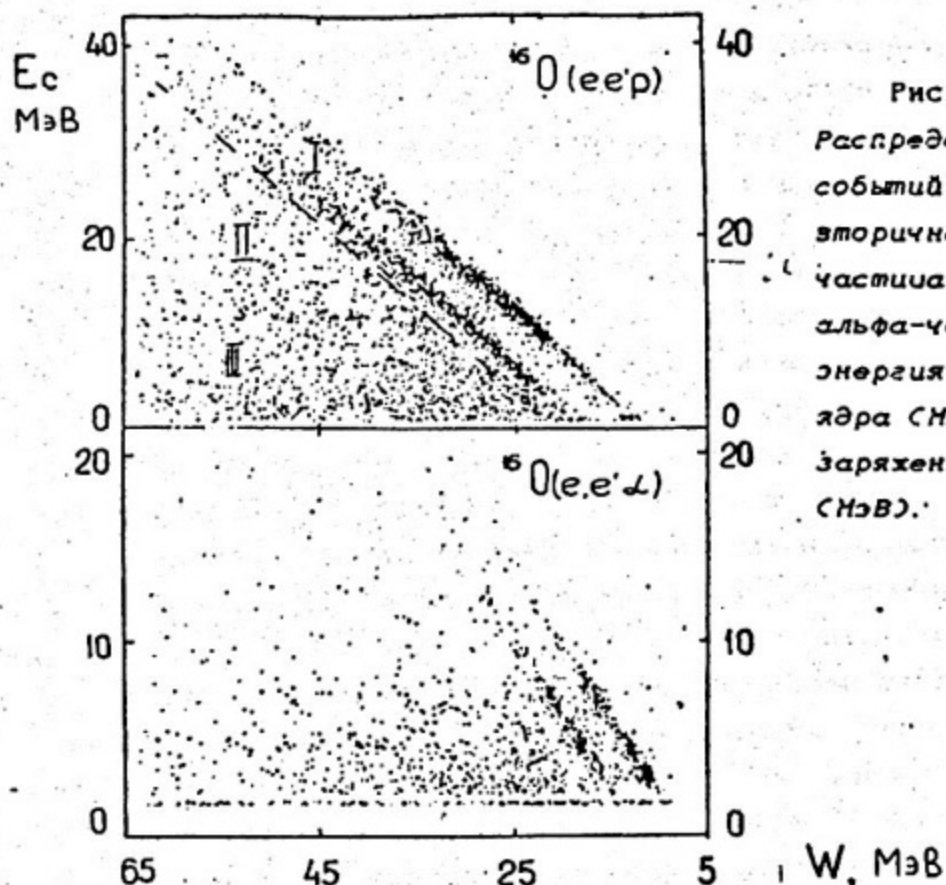


Рис. 1.  
 Распределение  $(e, e' C)$  событий:  $C$  - вторичная заряженная частица (протон -  $p$  и альфа-частица -  $\alpha$ );  $W$  - энергия возбуждения ядра (МэВ);  $E_c$  - энергия заряженной частицы (МэВ).

неожиданным и требует своего объяснения. Анализ событий из области

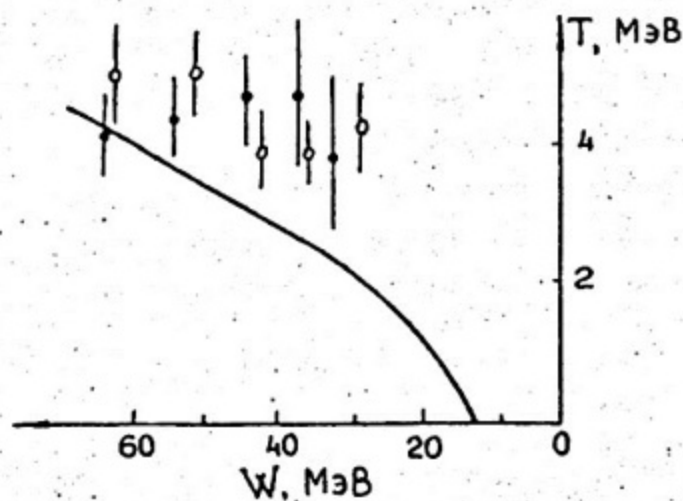


Рис. 2.  
 Зависимость температуры  $T$  (МэВ) испарительных протонов от энергии возбуждения ядер (кислорода  $\bullet$  и азота  $\circ$ ). Кривая рассчитана в соответствии с [36].

I также дает неожиданный результат [32]. Очевидно, что эти события относятся к тем случаям, когда ядро остается в основном (первая "линия") или возбужденном (последующие "линии") состояниях, а энергия возбуждения передается "выбитой" вторичной частице (см. рисунок 1). Если сделать естественное предположение, что механизм

вылета вторичных протонов с первой линии (т.н.,  $P_0$  протоны) связан с квазиупругим выбиванием или резонансным взаимодействием электронов с ядром и взят для анализа угловых распределений  $P_0$  частиц соответствующие угловые распределения, то подгонкой по методу максимального правдоподобия можно выделить вклад в угловые распределения  $P_0$  протонов обеих амплитуд взаимодействия. И опять неожиданный результат: амплитуда квазиупругого выбивания явно подавлена, начиная от порога отделения протона до энергии возбуждения примерно 22 МэВ для ядер кислорода и углерода и, в меньшей степени, для азота [37]. Оба эти эффекта, температурный и подавления квазиупругой амплитуды выбивания, вместе с наличием высокоэнергичных  $\alpha$ -частиц на " $\alpha$ -линиях" рисунка 1 и некоторыми другими экспериментальными фактами, заставляют вновь вернуться к серьезному обсуждению  $\alpha$ -кластеризации легких ядер, существованию в них почти "живых"  $\alpha$ -частиц.

Я не ставлю здесь перед собой задачи обсуждения конкретных проблем, возникающих при исследовании атомных ядер. Я хочу лишь продемонстрировать новые качественные возможности экспериментов нового поколения. Дополнительные данные, характеризующие ядерные реакции, позволяют разделить сложные процессы по различным физическим каналам, что, конечно, резко упрощает их интерпретацию и позволяет производить сравнение с более простыми теоретическими моделями. Постановка эксклюзивных "out-of-plane" (с регистрацией вторичных частиц не только в плоскости рассеяния, как в вышеприведенном примере) и экспериментов с продольно поляризованными электронами, позволит еще более детально выделять проявление отдельных физических закономерностей из сложной физики ядерных взаимодействий. На рисунке 3 приведена кинематика постановки "out-of-plane" эксклюзивных экспериментов. Здесь А и В -

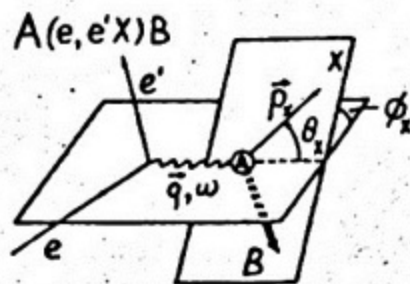


Рис. 3

Экспериментальная геометрия для реакций неупругого эксклюзивного рассеяния электронов на ядрах  $A(e, e'X)B$ .

соответственно начальное и конечное ядра, X - продукт реакции,  $p_x$  - его импульс,  $\theta_x$  и  $\phi_x$  - азимутальный и аксиальный углы вылета



вторичной частицы,  $\bar{q}$  и  $\omega$  - импульс и энергия переданные электроном ядру. В Борновском приближении сечение этой реакции может быть записано следующим образом:

$$\frac{d^4\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_x dp_x} = \frac{\sigma_{Mott}}{M \cdot \eta} \cdot [V_C W_C + V_T W_T + V_{CT} W_{CT} \cdot \cos\phi_x + V_{TT} W_{TT} \cdot \cos(2\phi_x)]. \quad (15)$$

Здесь  $M$  - масса ядра,  $\eta$  - фактор отдачи,  $V$  - простые функции, зависящие только от кинематики рассеянного электрона,  $W$  - соответствующие ядерные структурные функции. Из формулы очевидно, что регистрация на совпадении вторичной частицы позволяет при правильной постановке эксперимента выделить интерференционные процессы. Сами же кулоновская (продольная) и поперечная структурные функции разделяются по различной зависимости от  $q$  и  $\theta$ . Этот, так называемый, супер-Розенблютовский формализм развит в работах [37], где учитывается множественность вторичных частиц, их поляризация. Особого внимания заслуживает учет продольной поляризации взаимодействующего электрона. Поляризация электрона проявляет пятую структурную функцию в формуле (15), обещающую, в частности, разделить чисто резонансную часть сечения от континуума в области перекрывающихся резонансов, например, в области гигантских резонансов.

#### VII. Поляризационные эксперименты на СВМ в электронном накопителе.

Для постановки экспериментов интересны и поляризация электрона, и поляризация мишени, и обе поляризации. На первый взгляд кажется сложным получить продольно поляризованные электроны в циклической установке с поперечным магнитным полем. Но уже разработаны и реализованы способы получения продольной поляризации в накопителях заряженных частиц с помощью так называемых сибирских энеек [38]. Более доступен способ резонансного управления поляризацией электронов на "магической" энергии, когда частота прецессии спина электрона кратна частоте его обращения [39]. Мало того, за счет синхротронного излучения в электронном накопителе идет радиационная поляризация частиц и требуется лишь выждать время, чтобы ее использовать. Однако для экспериментов высокой светимости необходим независимый источник поляризованных электронов [40]. В предыдущем параграфе упоминалась возможность применения продольной поляризации электронов для выделения пятой структурной функции в неупругом эксклюзивном рассеянии электронов на ядрах. Интересны

также эксперименты по измерению P-нечетных корреляций, характеризующих вклад слабого взаимодействия в упругом и неупругом рассеянии электронов [41].

Классическим примером, демонстрирующим важность экспериментов на поляризованных мишенях, может служить эксперимент по разделению зарядового и квадрупольного формфакторов дейтрона. При малых переданных импульсах говорят о выделении s- и d- состояний волновой функции дейтрона, при больших переданных импульсах речь идет об измерении тензорной анализирующей способности дейтрона  $T_{20}$ . Грубо говоря, до сих пор не известно распределение заряда в такой важной для понимания межнуклонных взаимодействий частице, как дейтрон. Так как дейтрон имеет спин единица, то в однофотонном приближении сечение упругого рассеяния электрона на дейтроне описывается с помощью трех параметров: монопольного  $G_C$ , квадрупольного  $G_Q$  и магнитного  $G_M$  формфакторов дейтрона. Упругое рассеяние электрона на неполяризованном дейтроне имеет обычный Розенблютовский вид:

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Mott}}{d\Omega} \cdot [A(q^2) + B(q^2) \cdot \text{tg}^2(\frac{\theta}{2})], \quad (16)$$

где  $\theta$  - азимутальный угол рассеяния,  $q$  - переданный импульс,  $A$  и  $B$  выражаются через формфакторы дейтрона:

$$\begin{aligned} A(q^2) &= G_C^2(q^2) + \frac{8}{9} \cdot \eta^2 \cdot G_Q^2(q^2) + \frac{2}{3} \cdot \eta \cdot G_M^2(q^2); \\ B(q^2) &= \frac{4}{3} \cdot \eta \cdot (\eta + 1) \cdot G_M^2(q^2). \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь  $\eta = (\frac{q}{2M_D})^2$ , где  $M_D$  - масса ядра дейтрона. В случае упругого рассеяния электрона на тензорно - поляризованной дейтронной мишени появляется асимметрия в рассеянии относительно направления поляризации дейтрона:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \cdot (1 + T_{20} \cdot t_{20} + 2 \cdot T_{21} \cdot \text{Re}(t_{21}) + 2 \cdot T_{22} \cdot \text{Re}(t_{22})). \quad (18)$$

Здесь  $T$  являются компонентами тензорной анализирующей способности дейтрона,  $t$  - соответствующие тензорно-поляризационные параметры мишени. При умеренных значениях переданного импульса члены в (18), включающие  $T_{21}$  и  $T_{22}$  малы, а  $T_{20} \cong \frac{4}{3} \cdot \sqrt{2} \cdot \eta \cdot \frac{G_Q}{G_C}$ . Соответствующий параметр мишени  $t_{20} = \frac{P_{zz}}{\sqrt{2}} \cdot P_2(\cos\theta)$ , где  $P_2$  - второй полином Лежандра,  $\theta$  - угол между направлением передачи импульса и поляризации, степень тензорной поляризации мишени  $P_{zz} = 1 - p_0$ ,  $p_0$  - заселенность магнитного подуровня с проекцией спина дейтрона  $m_z = 0$ . Таким образом, комбинация измерений на неполяризованной и тензорно-

поляризованной мишенью позволяет разделить все три фактора дейтрона, описывающих его электромагнитное взаимодействие.

Измерение поляризационных наблюдаемых в упругом рассеянии электронов на дейтроне при достаточно больших переданных импульсах оказалось очень сложной задачей. В принципе возможны два способа их извлечения: измерение асимметрии упругого  $ed$  рассеяния (18) или измерение поляризации дейтронов отдачи в упругом рассеянии неполяризованных частиц. Сложность первого варианта оказалась связанной с чрезвычайно малой светимостью эксперимента, так как поляризация дейтронов в криогенной мишени нарушалась электронным пучком и его интенсивность приходилось уменьшать до очень малых значений (Боннская группа [42]). Второй вариант сложен необходимостью измерять поляризацию дейтронов отдачи с помощью вторичного рассеяния, что приводит фактически к резкому уменьшению результирующего сечения рассеяния особенно при больших переданных импульсах (MIT-группа [43]). Третий вариант предусматривает использование газовой поляризованной дейтронной мишени как внутренней мишени электронного накопителя. Газовая поляризованная струя дейтерия (разновидность опыта Штерна-Герлаха) кажется адекватной условиям постановки экспериментов в накопителе [44] и первые эксперименты при сравнительно малых передачах импульса ( $1-2 \text{ фн}^{-1}$ ) на накопителе ВЗПП-2 (ИЯФ, Новосибирск) при энергии до 400 МэВ это подтвердили [45,46]. Увеличение переданного импульса до  $4-5 \text{ фн}^{-1}$ , где потенциальные модели предсказывают максимум для  $B_Q$  и первый минимум для  $B_C$ , требует дальнейшего увеличения светимости. Однако при больших энергиях в накопителе все более сложно накапливать большие электронные токи, а струйная поляризованная мишень имеет ограничения по плотности. Выход оказался в применении накопительной ячейки [47] - специального объема, в который выпускается поляризованная струя. Ячейка соосна с электронным пучком. Поляризованный дейтерий втекающей струи вытекает через торцы ячейки, создавая протяженную мишень повышенной плотности. Число соударений атомов со стенками ячейки ограничено возможной деполяризацией при рассеянии на стенке. Внутренняя поверхность ячейки покрыта специальным составом, ослабляющим деполяризующий фактор стенок. Другой деполяризующий фактор связан с периодическим действием на магнитный момент атомов магнитного поля циркулирующего сгустка электронов (амплитуда тока до 50 А). Все эти проблемы были



решены при продолжении работ [46-47] на установке ВЭПП-3 совместно Новосибирскими и Аргоннскими (США) физиками [49]. Работа велась при энергии электронов 2 ГэВ, среднем токе около 200 нА. На рисунке 4 приведены результаты измерений в Новосибирске на установке ВЭПП-2 [46-47], ВЭПП-3 [50] и в MIT-Bates [44].

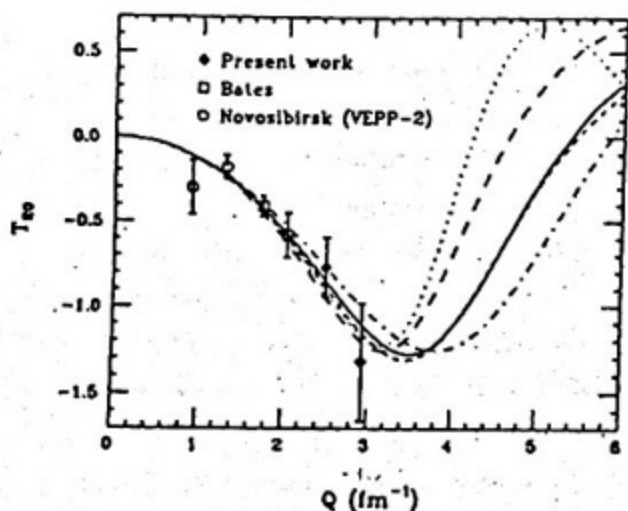


Рис. 4

Экспериментальные результаты и теоретические предсказания  $T_{20}$  как функции переданного импульса. Квадратные точки—MIT-Bates [44], полые кружочки—Новосибирск ВЭПП-2 [46-47], сплошные ромбы—Новосибирск ВЭПП-3 [50]. Сплошная, коротко пунктирная и точки-пунктирная линии—результаты расчетов из [51], точечная и длинно-пунктирная—[52].

Для дальнейших измерений будет использована модифицированная ячейка и новая детектирующая система. В дальнейшем в качестве источника поляризованных дейтронов предполагается использовать источник с лазерной накачкой поляризации [53], который должен дать примерно на порядок больший поток атомов. Все это позволяет надеяться провести измерения при переданном импульсе до  $5 \text{ fm}^{-1}$ .

Измерение зарядового фактора нейтрона  $G_E^n$  это пример еще одного эксперимента, вызывающего давний широкий интерес, усиленный последнее время в связи с новыми экспериментальными возможностями. Сложность измерения заключается в отсутствии чистой нейтронной мишени, поэтому эксперименты ведутся на дейтронной мишени и в результате сложных пересчетов из измеренных дейтронных и протонных факторов извлекается искомый  $G_E^n$ . При этом необходимо точное знание волновой функции дейтрона, что само по себе, как это видно из предыдущего рассмотрения, еще не решенная проблема. В результате имеющиеся данные  $G_E^n$ , полученные из упругого и квазиупругого рассеяний на дейтроне, далеки от нужной точности [54]. С появлением возможностей ускорителей нового поколения (эксклюзивные эксперименты большой светимости, поляризационные эксперименты) была сформулирована новая возможность измерения  $G_E^n$  [55]. Идея заключается в измерении вклада интерференционного члена  $G_E^n \cdot G_M^n$  в

квазиупругом рассеянии продольно поляризованных электронов на векторно-поляризованном дейтроне (рассеяние  $\vec{e}$  на поляризованном нейтроне). Знак интерференционного члена не меняется при изменении относительной ориентации направлений поляризации электрона и дейтрона. В нескольких лабораториях появились предложения о постановке такого эксперимента в широком диапазоне переданных импульсов, в различной модификации, с использованием в качестве мишени поляризованного дейтрона или гелия-3. Привлекательность постановки этого эксперимента на внутренней мишени электронного накопителя объясняется теми же причинами, что и при измерении  $B_D$  дейтрона. Кроме того, очень привлекательна возможность работать на такой "магической энергии" в накопителе, когда, прецессируя, спин электрона в месте пересечения мишени меняет знак на обратный на каждом следующем обороте. Это дает возможность в первом приближении полностью избавиться от систематических ошибок [54].

VIII. Заключение. Хотелось бы еще раз отметить революционность ситуации в электроядерной физике в связи с возможностями ускорителей нового поколения. Перефразируя известное выражение применительно к этой интереснейшей области исследований можно сказать, что выделенность ситуации в том, что теоретики уже давно хотят, а экспериментаторы уже могут ставить электро- и фото-ядерные эксперименты высокой светимости с регистрацией на совпадении продуктов реакции, с возможностью идентифицировать поляризационные степени свободы. Одной из этих возможностей нового поколения является постановка экспериментов на сверхтонких внутренних мишенях в накопителях заряженных частиц. Применительно к электронным накопителям хотелось бы здесь суммировать преимущества и особенности этого метода по сравнению с традиционным вариантом с выпущенным пучком и внешней мишенью. Главными из них на мой взгляд являются:

- i. Высокая эффективность использования ускоренных электронов и, как следствие, достижение высокой светимости и высокого отношения эффект/фон. Последнее связано как с высокой эффективностью использования электронов в эксперименте, так и с наличием фактора затухания, который подавляет "гало" вокруг пучка, являющегося мощным источником фона.
- ii. Непрерывность или квазинепрерывность во времени

электронного пучка, позволяющая ставить совпадательные эксперименты.

iii. Возможность ставить эксперименты с уникальными первичными пучками (позитроны, антипротоны...) и уникальными мишенями (случки поляризованных атоков).

Как всегда бывает, острая потребность получить новые экспериментальные возможности вызвала к жизни новые методики и технологии. Новые возможности дают новые и часто неожиданные экспериментальные результаты, вызывают новые физические представления, но уже на следующем витке исследований.

#### Литература.

1. В.Д.Бертенев и др., ПТЭ, №1, 1973, стр.30.
2. Book "Electron Scattering from Complex Nuclei". H.Überall, New-York, 1971.
3. Bates Linear Accelerator Center. Annual Scientific and Technical Report, 1986.
4. D.Drechsel and Th.Walcher, Nucl. Phys. News, vol.1, №2, 1990, p.25.
5. Research Program at CEBAF. Virginia, 1987.
6. A.Richter Nucl. Phys. News, vol.1, №1, 1990, p.35
7. Donnelly A.S. and Raskin A.S. Ann. of Phys. vol.196, 1986, p.247.
8. T.Grundey, A.Richter et al "Construction and First Operation of a Pilot cw Superconducting Electron Accelerator". NIM, Vol.224, 1984, p.5.
9. J.Haimson "Linear Accelerators" eds P.Lapstolle and A.Septier (North-Holland, Amsterdam 1970) ch.B.3.2.
10. Research Program at CEBAF. Virginia, 1985.
11. H.Herminghaus et al NIM, Vol.138, 1976, p.1
12. H.Herminghaus et al IEEE, Vol.NS 30, №.4, 1983.
13. T.Tamae, M.Sugawara et al "SSTR - The 150 MeV Pulse Stretcher of Tohoku University". NIM, A264 (1988), p.173
14. L.O.Dallin "Operating Results of The Electron Storage Ring of Saskatchewan (EROS)." IEEE Part.Accel.Conf. (Chicago. 1989)22.
15. R.Maas and Wu Y. "New Layout of Amsterdam Pulse Stretcher". Preprint NIKHEF-K/APS/ 88-01, 1988.
16. J.B.Flanz "Use of Internal Targets at The Proposed MIT/Bates Ring". SLAC-Report-316, 1987, p.54.
17. Г.И.Будкер и др. Эксперименты с мишенью в электронном накопителе. ЯФ, 6, 775, 1967.
18. S.T.Belyaev et al, The possibility of using storage rings with internal thin target. Proceeding of the third International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, New York, 1969. Plenum Press, 1970, p.603.
19. S.G.Popov. Internal targets experiments at an Electron Storage Ring. Proceedings of the workshop on the use of



- electron ring for nuclear physics. Lund, 1982, p.150.
20. S.G.Popov. Physics and technology of superthin internal targets in storage rings. Report at Topical Conference on Electronuclear Physics with Internal Targets, Stanford, USA, 1989, January 9-12, p. 37-47.
  21. G.I.Budker, in Proceedings of the Intern. Symposium on Electron and Positron Storage Rings, Saclay, 1966, p. II-1-1 ; A3 22, 346 (1967).
  22. Г.И.Будкер и др. Возможности спектрометрических экспериментов на сверхтонких внутренних мишенях в накопителях заряженных частиц с электронным охлаждением. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, 1977, т.2, с. 141.
  23. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Теория циклических ускорителей. М.: Физматгиз, 1962.
  24. Y.L.Highland, Nucl. Instr. & Meth. 161, 171 (1979).
  25. Л.С.Коробейников и др. Получение монохроматических  $\gamma$ -квантов на электронном накопителе. ЯФ, 6, 84, 1967.  
Г.И.Будкер и др. Эксперименты с мишенью в электронном накопителе. ЯФ, 6, 775, 1967.
  26. П.И.Батурич, С.Г.Попов и Д.К.Топорков. Мишени для накопителя. ЖТФ, 46, 637, 1976.
  27. M.Taiuti et al., Nucl. Instr. & Meth. A297, 354(1990).
  28. Б.Б.Войцеховский и др. Пылевая струйная сверхтонкая мишень в электронном накопителе. Тезисы докладов XXXV Всесоюзного совещания ЯСАЯ, Ленинград, 1985. Ленинград, 1985, с.367.  
Б.Б.Войцеховский и др. Электровозбуждение ядер никеля с регистрацией и вторичных заряженных частиц на совпадении. ЯФ, 48, 6, 1988.
  29. H.O.Meyer. Internal Targets and Preparation for Experiments with The Indiana Cooler. Proc. of Top.Conf. on Electronuclear Physics with Internal Targets. World Scientific 1989, p.158.
  30. F.Hinterberger et al., *ibidem*, p.168.
  31. V.F.Dmitriev et al. Coincidence experiment on  $^{16}\text{O}$  electroexcitation. Nucl.Phys. A464, 237-259 (1987).
  32. Д.М.Николенко и С.Г.Попов. Спектрометр электронов для экспериментов по электровозбуждению ядер на накопителе. ЖТФ, XIV, 451, 1974.
  33. Б.Б.Войцеховский и др. Система с большим телесным углом для регистрации вторичных заряженных частиц в экспериментах по электровозбуждению ядер. Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-17, г.Новосибирск, 1983 г.
  34. Исследование реакции  $^{16}\text{O}(e, e'c)$  с регистрацией электрона и вторичных частиц на совпадении. Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-58, г.Новосибирск, 1984 г.
  35. В.С.Барашенков и В.Д.Тонеев. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
  36. Nikolenko D.M. et al Proc. of 11-th Europhysics Divisional Conf. Paris 1985, p.244.
  37. Donnelly A.S. and Raskin A.S. Ann. of Phys. vol.191, 1989, p.78.
  38. Derbenev Ya.S. and A.M. Proc. of 10-th Intern. Accelerator Conf. Serpukhov, 1977, vol.2, p.70.

39. Polunin A.A. and Shatunov Yu.M. Preprint INP 82-16, Novosibirsk, 1982.
40. Baturin P.I. et al. AIP Conf Proc. vol.187, Minneapolis 1988, p.1028.
41. E.W.Otten. Proposal for searching Parity-Violating Neutral Currents in elastic e-d scattering, in: Topical Meeting on Experiments in Intermediate Energy Physics, Zuoz, Schweiz (1976).
42. J.Arends. Progress Report of University of Bonn, Physics Institute. in: 1990 Gordon research conference on photonuclear reactions, August 6-10, 1990, Tilton NH.
43. M.E.Schulze et al., Phys. Rev. Lett. 52, 597(1984).
44. A.V.Evstigneev, S.G.Popov and D.K.Toporkov, Nucl. Instr.& Meth. A238, 12(1985).
45. V.F.Dmitriev et al., Phys. Lett. 157B, 143(1985).
46. Б.Б.Войцеховский и др., Письма в ЖЭТФ, 43, 567(1986).
47. R.J.Holt, in Proceedings of the Workshop on Polarized Targets in Storage Rings, Argonne, Illinois, 1984, edited by R.J.Holt (ANL Report No. 84-50), p.103.
48. S.I.Mishnev et al., in Proc. of the Eight International Symposium on High Energy Spin Physics, Minneapolis, MN 1988, AIP Conf. Proc. N°187 (AIP, New York, 1988), p.1286
49. R.Gilman et al., Phys. Rev. Lett. 65, 1733(1990).
50. P.L.Chung et al., Phys. Rev. C37, 2000(1988).
51. W.P.Sitarski, P.G.Blunden and E.L.Lomon, Phys. Rev. C36, 2479(1987); P.G.Blunden et al. Phys. Rev. C40, 1541(1989).
52. L.Young et al., Development of a polarized deuterium target to measure T20 in electron storage rings, in: Topical Conference on Electronuclear Physics with internal targets, Stanford, 1989, January 9-12, p.125.
53. C.Y.Cheung and R.M.Voloshyn, Phys. Lett. 128B, 149(1983).
54. P.I.Baturin et al., in Proceedings of the Eighth International Symposium on High Energy Spin Physics, Minneapolis, Minnesota, 1988, AIP Conference Proceedings N° 187 (AIP, New York, 1988), p.1028.

## Содержание

1. Введение .....	3
2. Сверхтонкая внутренняя мишень .....	9
3. Светимость эксперимента в режиме СВМ .....	II
4. Параметры пучка в электронном накопителе в режиме СВМ .....	12
5. Мишень в накопителе .....	14
6. Эксперименты на СВМ .....	15
7. Поляризационные эксперименты на СВМ в электронном накопителе .....	19
8. Заключение .....	23
Литература .....	24