



В.65

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Б.Б.Войцеховский, И.А.Кооп, Б.А.Лазаренко,
Д.М.Николенко, В.М.Петров, С.Г.Попов,
А.Н.Скринский, А.П.Усов, Ю.М.Шатунов

НАКОПИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ
ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА
ВНУТРЕННЕЙ ЯДЕРНОЙ МИШЕНИ (НЭЛЯ)

ПРЕПРИНТ 85-41

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
Физики СО АН СССР
ИНВ № _____



НОВОСИБИРСК

I. Введение

В последние годы резко возрос интерес к постановке экспериментов по изучению ядер с помощью электронных (и фотонных) пучков. Диапазон интересующих физиков энергий и передач импульса расширился от традиционных (100 МэВ энергия, $0,1 \text{ фм}^{-1}$ — передача импульса), интересных при изучении ядерной материи в целом, до энергий и передач импульса, при которых проявляются кварковые степени свободы в ядре (4 ГэВ, 10 фм^{-1}). Интересны и все промежуточные энергии при изучении различных аспектов структуры атомного ядра. Сформулирована обширная экспериментальная программа (см., например, [1]), предъявляющая жесткие требования к используемой аппаратуре, главным образом, к ускорителям электронов.

Интерес к постановке экспериментов именно на электронных пучках связан с тем, что электрон-частица бесструктурная, точечная, ее взаимодействие точно описывается в рамках квантовой электродинамики и влияние электронов практически не искажает изучаемые структуры. С другой стороны, слабое взаимодействие — это малые сечения рассеяния. Кроме того, при изучении взаимодействия электронов необходим учет радиационных поправок, часто весьма значительных, что приводит к повышенному требованию на статистическую точность экспериментов с электронами. Поэтому экспериментальные установки для исследований с электронами должны обладать высокой светимостью, ускорители частиц — большой интенсивностью.

Второе важное современное требование — необходимость в большинстве случаев регистрировать вторичные частицы на совпадении с рассеянным электроном. Это приводит к необходимости вести эксперимент в непрерывном режиме, т.е. к необходимости "растянутости" пучка, взаимодействующего с мишенью (низкая скважность, высокий коэффициент заполнения, *high duty factor*). Кроме того, в некоторых случаях нужны эксперименты высокого энергетического разрешения, поляризационные эксперименты с поляризованными пучками, мишенями или измерением поляризации вторичных частиц.

Все перечисленные выше требования к условиям эксперимента следует из сформулированной физической программы и в той или

иной степени отражены в большом количестве проектов установок, которые появились в самые последние годы [1]. Практически используется два варианта ускорительных установок — линейный ускоритель с рециркулятором и линейный ускоритель с накопителем-растяжителем (стретчером). Средний ускоренный ток лежит в пределах 50–500 мкА. Используемая толщина мишени при этом не должна превышать 10^{-3} радиационных единиц длины для достижения энергетических точностей не хуже 10^{-3} .

В настоящей работе рассматривается проект установки, основанной на использовании сверхтонкого режима внутренней мишени [2] в специализированном накопителе электронов. Известно, что эффективная толщина мишени при этом режиме работы достигает величины 0,2 рад.ед. длины (см. параграф "светимость установки"). Таким образом, использование какого-либо ускорителя в качестве инжектора в накопитель с внутренней мишенью по сравнению с традиционной постановкой эксперимента на выпущенном пучке оказывается в 200 раз эффективнее с точки зрения выхода реакции, при условии полного использования частиц в обоих случаях.

Кроме того, при использовании накопителя достигается более высокое энергетическое разрешение, появляется возможность регистрировать вторичные частицы в широком диапазоне зарядов и скоростей (в том числе и медленные) и т.д. При этом решается и проблема низкой скважности работы установки.

Накопитель электронов, используемый для работы с внутренней мишенью должен обладать некоторыми специфическими особенностями, поэтому здесь и говорится о специализированном накопителе. Главное требование к специализированному накопителю — это требование реализовать максимально возможную светимость в расчете на используемый инжектор частиц. Известно [2], что светимость установки L ($\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$) для экспериментов с внутренней мишенью равна:

$$L = \frac{\Pi}{\sigma_{\text{полн}}} \quad (1)$$

где Π — скорость захвата числа частиц из инжектора на дорожку накопителя (сек^{-1}), $\sigma_{\text{полн}}$ — суммарное сечение процессов (см^2), выводящих частицы с дорожки накопителя. Отсюда ясно, что для увеличения светимости нужно с одной стороны минимизировать $\sigma_{\text{полн}}$, за счет зависимости его слагаемых от апертуры и допус-

тимого энергетического разброса частиц в накопителе и, с другой стороны, максимально использовать интенсивность инжектора, т.е. иметь максимально возможную скорость инжекции частиц в накопителе. Последняя может быть ограничена, в частности, эффектами большого тока на дорожке накопителя и ограничением возможной частоты инжекции сгустков из ускорителя за счет слишком большого времени затухания колебаний в накопителе. Конструкция накопителя должна учитывать эти эффекты (специальная конструкция вакуумной камеры, использование магнитных змеек и т.д.). Кроме того, на дорожке накопителя должны быть хорошие вакуумные условия (с учетом возможного большого газового потока от струйной мишени), удобный экспериментальный промежуток (промежутки).

В ИЯФ СО АН СССР в настоящее время имеется 4 накопительных установки для экспериментов на электрон-позитронных встречных пучках в диапазоне энергий от 100 МэВ до 5,5 ГэВ. Но они не могут быть использованы для экспериментов с внутренней мишенью предельно большой светимости — на больших энергиях из-за отсутствия соответствующего инжектора, на малых энергиях (200 МэВ) из-за большого времени затухания. Поэтому в ИЯФ предполагается создание специализированного Накопителя Электронов для Ядерных экспериментов ("НЕЛЯ") — дешевого, максимально использующего имеющееся инжекторное и электротехническое хозяйство комплекса ВЭПП-2М и учитывающего специфику постановки экспериментов с внутренними мишенями.

II. Структура и магнитная система накопителя

Накопительное кольцо "НЕЛЯ" предназначено для проведения экспериментов с использованием сверхтонкой внутренней мишени в диапазоне энергий электронов от 120 до 200 МэВ. Временной цикл работы установки, ориентированный на использование в качестве инжектора имеющегося синхротрона Б-3М (частота повторения импульсов инжекции до 2 Гц, максимальная энергия до 250 МэВ, число частиц в импульсе порядка 10^{11}), предполагает использование всех инжектируемых частиц до следующего цикла. Таким образом, в накопителе фактически не предполагается накопления электронов из-за возможной потери инжектируемых частиц вследствие эффектов большого тока (10^{11} частиц соответствует 1 А циркулирующего тока). Такой режим работы установки требует выполнения некоторых условий, в частности:

а) время затухания колебаний частиц в накопителе на минимальной рабочей энергии должно быть много меньше времени цикла;

б) плотность мишени должна быть достаточной, чтобы время жизни электронов было порядка времени рабочего цикла;

в) установившиеся с учетом взаимодействия с мишенью поперечный размер и энергетический разброс пучка должны быть много меньше соответствующего адмитанса накопителя (режим сверхтонкой мишени).

Т.к. в рабочем цикле набор статистики выключается на время ускорения электронов в Б-ЗМ (из-за возможного фона) и 2-3 времени затухания колебаний частиц инжектированных в накопитель, "коэффициент заполнения" при работе установки в зависимости от энергии может меняться от 80 до 95% (без учета высокочастотной структуры).

На рис.1 показана схема накопителя НЭЛН. Выбрана структура с совмещенной фокусировкой как наиболее компактная и простая в эксплуатации. Ведущее магнитное поле четырех квадрантов при максимальной энергии взято близким к предельному для железа (16,7 кГс) для получения минимального времени затухания. Несколько необычно соотношение между длиной промежутка (80 см) и радиусом кривизны орбиты в магнитах (40 см) — оно очень велико. (Примером такого рода установки может служить НАП [3]). В связи с этим необходимо было предусмотреть компенсацию хроматизма частот бетатронных колебаний, равных $\nu_z = 1.13$, $\nu_x = 1.15$ (средний по орбите в магните показатель спада магнитного поля $\langle n \rangle \approx 0,5$). Дальнейшее увеличение длины промежутков для улучшения условий размещения регистрирующей аппаратуры нежелательно из-за уменьшения адмитанса накопителя при той же апертуре и возрастания трудностей, связанных с компенсацией хроматизма. В выбранной конфигурации для компенсации хроматизма введена азимутальная вариация как градиента, так и квадратичной нелинейности поля. В центральной по азимуту части магнита показатель спада поля $n = 0$ и $H'' = 41 \text{ Гс/см}^2$, а в симметричных краевых секторах $n = 1$ и $H'' = -30 \text{ Гс/см}^2$ (рис.2). Межполюсный зазор магнитов принят равным 4 см, используемая для накопления пучка радиальная апертура ± 2 см. Относительно большая ($\frac{\Delta R}{R} = \pm 5\%$) апертура накопителя требуется для получения оптимального режима работы установки с внутренней мишенью (см. параграф "светимость

установки").

Обращалось специальное внимание на изменение параметров магнитной структуры накопителя при изменении поля от 10 кГс до 16,7 кГс (изменение энергии электронов от 120 до 200 МэВ). Численные расчеты по программе [4] показывают, что насыщение приводит к изменению η на 7%. Введение клинообразного зазора (показан дополнительной штриховкой на рис.2) позволяет уменьшить это изменение в три раза и отказаться от активной коррекции поля в магнитах. Эффект, по-видимому, связан с увеличением длины силовых линий для участков полюса с меньшей величиной поля. При увеличении поля сопротивление потоку приблизительно одинаково растет для всех участков полюса — для участков с меньшей величиной поля из-за большой длины силовых линий, а для участков с большей величиной поля из-за быстрого снижения магнитной проницаемости.

III. Инжекция электронов

Как уже говорилось, пучок частиц в накопитель НЭЛН будет инжектироваться из синхротрона Б-ЗМ. Трасса канала и расположение накопителя в зале Б-ЗМ показаны на рис.3. Стремление минимизировать число и углы поворотов канала для уменьшения хроматизма и требований к стабильности элементов приводит к целесообразности предусмотреть дополнительно к существующему еще одно выпускное "окно" из синхротрона. (Это, кстати, симметризует возмущение на дорожке ускорителя от имеющегося выпускного окна). Выбрана радиальная схема инжекции, т.к. она не требует дополнительного увеличения межполюсного зазора основных магнитов накопителя, что было бы необходимо при инжекции по вертикали. Апертура окна выпускного магнита $2 \times 2 \text{ см}^2$, угол поворота $16,5^\circ$, $R = 121 \text{ см}$, $l = 34,8 \text{ см}$, $H = 5,5 \text{ кГс}$.

Центральная траектория инжектируемого пучка на входе в квадрант имеет отклонения по углу и координате: $\chi' = 0,015$, $\chi = 28 \text{ мм}$ (Рис.1). Максимальное ее отклонение в квадранте равно 30,5 мм. Импульс инфлектора ($l_{\text{эфф}} \approx 70 \text{ см}$, $H_{\text{макс}} \approx 0,3 \text{ кГс}$) снижает амплитуду колебаний пучка на первом обороте до величины 7,7 мм (на край квадрантов), т.е. эффективный заброс составляет 20,3 мм. Длительность заднего фронта импульса инфлектора должна быть не более 40 нсек (два времени обращения), в этом случае пу-

чок получает на последующих оборотах отклонение в сумме не превышающее половины первоначального.

В таблице I приведены основные параметры накопителя.

IV. Высокочастотная (ВЧ) система накопителя

Параметры высокочастотной системы в накопителе с внутренней мишенью определяются несколькими принципиальными моментами:

а) от допустимого в накопителе энергетического разброса $\frac{\Delta E_{\text{элект}}}{E}$ определяемого, как правило, ВЧ системой зависит светимость установки;

б) кратность частоты ВЧ напряжения, конструкция и параметры резонатора, генератора и способ реализации связи между ними существенно влияют на эффекты большого тока;

в) кратность ВЧ определяет временную микроструктуру режима работы установки.

Микроструктура сгустка частиц существует и в традиционных вариантах работы на внешних мишенях (линок, микротрон, растяжитель), но в параметре скважности работы установки она обычно не учитывается. Если в нашем случае потребуется исключить ее влияние, то кратность ВЧ должна быть выбрана такой, чтобы период ВЧ был порядка временного разрешения регистрирующей аппаратуры. (Кратность порядка 10 при разрешении 2 нсек). Однако, пока этот параметр не существен, оптимальная кратность равна 1, т.к., во-первых, требуемое напряжение при данном допустимом энергетическом разбросе в накопителе пропорционально кратности, и, во-вторых, высокая кратность ВЧ уменьшает, как правило, предельно допустимый ток на дорожке накопителя.

При кратности ВЧ равной 1 с точки зрения светимости на резонаторе достаточно напряжения 20-30 кВ (с потерей светимости относительно максимальной не более 2 в широком диапазоне атомных номеров мишени и в предполагаемом диапазоне энергии электронов 120-200 МэВ - подробнее см. параграф "светимость установки"). В этом случае возможна реализация достаточно простой, дешевой конструкции невакуумного резонатора с керамическим изолятором в ускоряющем промежутке - аналогичной [5]. Апертура резонатора позволяет разместить внутри него инжектор. На рис. I изображено поперечное сечение резонатора. Основные параметры

ВЧ системы и связанные с ней параметры накопителя приведены в таблице I.

Рассмотрим еще некоторые особенности возбуждения резонатора. В типовом режиме работы инжектора Б-3М (частота повторения - 1 Гц, ускоренный ток - 1,5 А) при полном захвате электронов приращение тока в накопителе "НБЛЯ" будет 2 А. Из-за медленности устройства перестройки резонатора нескомпенсированный расстройкой резонатора будет реактивная мощность от половины инжектированного тока. Тогда при ускоряющем напряжении 30 кВ от генератора потребуется мощность 30 кВа.

Для того, чтобы был хороший захват частиц в накопитель, наведенное пучком напряжение на ускоряющем резонаторе должно быть значительно меньше напряжения от генератора. Это условие выполняется, если сопротивление в.ч. ускоряющей системы меньше 7,5 кОм. Для этого выходной каскад выполняется на тетроре ИУ-53А по схеме с заземленной сеткой, работающей в недонапряженном режиме. Возбуждается этот каскад от источника тока. Соединяется возможно более коротким фидером, кратным нечетному числу четвертей длин волн, с ускоряющим резонатором.

У. Вакуумная система накопителя

Вакуумную систему установки в нашем случае условно можно разделить на две части - вакуумную систему накопителя и вакуумную систему, связанную с созданием мишени. Во время работы с внутренней мишенью существует очевидное требование на вакуум в накопителе. Т.к. время жизни электронов должно определяться мишенью, количество вещества на остальной части орбиты должно быть много меньше, чем в мишени. Это в нашем случае приводит к требованию, чтобы вакуум в собственном накопителе был много лучше 10^{-4} Торр (для $Z = 8$). При работе в режиме наладки накопителя желательно иметь вакуум, дающий достаточно высокое время жизни электронов на дорожке накопителя без мишени - скажем, порядка 10^3 сек. Этому условию удовлетворяет вакуум порядка 10^{-7} Торр, что по современным представлениям легко достижимо без специальных ухищрений типа прогревной камеры и распределенных насосов. Откачка собственно накопителя предполагается из квадрантов 100-литровыми магнеторазрядными насосами с ловушками, охлаждаемыми жидким азотом (рис.4). Из-за малой плотности синхротронного излу-

чения отпадает необходимость в создании специальных приемников этого излучения.

Более сложная ситуация с вакуумной системой промежутка, в котором создается мишень. Дело в том, что в настоящее время основной тип применяемых мишеней - газовая (паровая) струйная мишень [6]. В таких мишенях представляют опасность как перетекание газа (пара) из устройства формирования и приемника струи в вакуумную камеру накопителя, так и испарение кластеров (капелек, льдинок) в струе под действием интенсивного электронного пучка и синхротронного излучения. Более простой с точки зрения вакуумных условий в накопителе является "пылевой" вариант мишени, когда мельчайшие пылинки (размером не более микрона) подхватываются слабой газовой струей. И в том и другом случае необходимы специальные дополнительные устройства, ограничивающие перетекание газа по вакуумной камере накопителя и создающие дополнительно необходимую откачку из "экспериментального" промежутка. Эти устройства должны разрабатываться для конкретного эксперимента с учетом размещения детектирующей аппаратуры и устройств, создающих мишень.

VI. Светимость установки

Как известно, достижимая светимость установки для экспериментов со сверхтонкой внутренней мишенью в накопителе определяется суммой однократных процессов, выводящих частицы с дорожки накопителя, и скоростью их инжекции - см. формулу (1). В дальнейшем для оценок будем брать скорость инжекции электронов из синхротрона Б-3М 10^{11} ч/сек. (инжекция по 10^{11} частиц с частотой 1 раз в сек).

Одним из наиболее важных процессов, определяющих время жизни частиц в накопителе является процесс излучения тормозных фотонов при рассеянии электронов пучка на ядрах и электронах мишени и остаточного газа. В отличие от других процессов (см. ниже ф-лы 9, 11, 12) сечение этого процесса слабо зависит от энергии и уже при энергии электронов в несколько сот МэВ только им определяется время жизни частиц. Достаточно точная формула спектра излучаемых тормозных фотонов приведена в [7]:

$$\frac{d\sigma}{d\nu} = 4\alpha r_e^2 \cdot \frac{1}{\nu} \left\{ \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right) \cdot [Z^2(L-f) + Z \cdot L'] + \frac{1}{9}(1-y)(Z^2+Z) \right\} \quad (2)$$

где $\alpha = \frac{1}{137}$ - постоянная тонкой структуры, $r_e = 2,818 \cdot 10^{-13}$ см - классический радиус электрона, $y = \frac{h\nu}{E_0}$, где E_0 - начальная энергия электрона, $L = \ln(184,15 \cdot Z^{-1/2})$, $L' = \ln(1194 \cdot Z^{-2/3})$, f - спец. функция, зависящая от Z (заряд ядра) и равная $6 \cdot 10^{-5}$ при $Z = 1$ и 0,4 при $Z = 90$.

Эту формулу можно упростить. При этом наибольшее завышение сечений происходит при больших Z (в частности, при $Z = 90$ завышение достигает 10%)

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

Потери энергии электроном на тормозное излучение при прохождении вещества, вычисляемые из этой формулы, удобно выразить через радиационную длину N_0 (в единицах число ядер/см²). Так как эта величина в дальнейшем будет часто использоваться, уместно здесь привести ее определение:

$$\frac{dE}{d\nu} = N \frac{d\sigma}{d\nu} \quad (4)$$

ρ - вероятность излучения фотона энергией при прохождении вещества толщиной N (см⁻²). Вероятная потеря энергии при этом:

$$\langle \Delta E \rangle = \int_0^{E_0} E d\rho = \int_0^{E_0} h\nu \cdot \Delta N d\sigma \quad (5)$$

$$-\langle \frac{\Delta E}{\Delta N} \rangle = 4\alpha r_e^2 Z \cdot (Z+1) \cdot L \cdot \int_0^{E_0} \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3} \frac{h\nu}{E_0} + \left(\frac{h\nu}{E_0} \right)^2 \right) d(h\nu) \quad (6)$$

$$-\frac{dE}{dN} = 4\alpha r_e^2 Z \cdot (Z+1) \cdot L \cdot E_0 \quad E = E_0 \cdot e^{-\frac{N}{N_0}} \quad (7)$$

$$\text{где } N_0 = \frac{1}{4\alpha r_e^2 \cdot Z \cdot (Z+1) \cdot L} \quad (\text{см}^{-2}) \quad (8)$$

Сечение потерь электронов в накопителе за счет процесса тормозного излучения легко получить из (3) интегрированием по спектру от максимально допустимого отклонения энергии от равновесного значения - ΔE_{\max} до максимальной потери энергии E_0 :

$$\sigma = 4\alpha r_e^2 Z \cdot (Z+1) \cdot L \cdot \left(\frac{4}{3} \ln \frac{E_0}{\Delta E_{\max}} - \frac{5}{6} \right) = \frac{\frac{4}{3} \ln \frac{E_0}{\Delta E_{\max}} - \frac{5}{6}}{N_0} \quad (9)$$

Отсюда получим, что толщина вещества, проходимая электроном до его гибели по этому процессу равняется

$$N = \frac{N_0}{\frac{4}{3} \ln \frac{E_0}{\Delta E_{\max}} - \frac{5}{6}}$$

или в радиационных единицах длины

$$x = \frac{N}{N_0} = \left(\frac{4}{3} \ln \frac{E_0}{\Delta E_{\max}} - \frac{5}{6} \right)^{-1} \approx 0.2 \quad (10)$$

если взять

$$\frac{\Delta E_{\max}}{E_0} \approx 10^{-2}$$

При расчетах времени жизни электронов в накопителе существенны еще два процесса: рассеяние частиц на электронах атомов мишени (остаточного газа) с потерей энергии больше допустимой и рассеяние электронов на ядрах мишени на угол больше допустимого. Сечения этих процессов приводятся ниже:

$$\sigma_e = 4\pi r_e^2 Z \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{E_0}{\Delta E_{\max}} \quad (11)$$

$$\sigma_\theta = 4\pi r_e^2 Z^2 \frac{1}{\gamma^2} \cdot \frac{1}{\theta_{\max}^2} \quad (12)$$

Таблица III характеризует вклад различных однократных процессов (Ф-лы 9, II, I2) в суммарное сечение потерь частиц при различных Z и двух значениях энергии электронов E_0 (120 и 200 МэВ). Максимально допустимая потеря энергии здесь взята $\frac{\Delta E_{\max}}{E_0} = 2,7 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{eV \text{ (кэВ)}}{E_0 \text{ (МэВ)}}}$, т.е. $\frac{\Delta E_{\max}}{E_0} = 1,1 \cdot 10^{-2}$ при $E_0 = 120 \text{ МэВ}$ и $0,85 \cdot 10^{-2}$ (200 МэВ) при $eV = 20 \text{ кэВ}$, $\theta_{\max} = 2,3 \cdot 10^{-2}$ (см. таблицу I).

Анализ формул (9, II, I2) и таблицы III, описывающих процессы, определяющие светимость эксперимента в накопителе с внутренней мишенью, показывает, что только процесс тормозного излучения практически не зависит от параметров накопителя (логарифмическая зависимость от ВЧ напряжения). Учет только этого "предельного" процесса дает эффективную толщину мишени примерно 0,2 рад.ед. длины в широком диапазоне энергий, атомных номеров мишени, ВЧ напряжений. В соответствии с этим в таблице III введена графа "К"-фактор проигрыша светимости по сравнению с "предельной" за счет учета других процессов, Их влияние можно уменьшить увеличением

ВЧ напряжения (процесс рассеяния на электронах, особенно важный для мишени с малым Z) или увеличением апертуры накопителя (однократное рассеяние на ядрах мишени, существенное для мишеней с большим Z). Но такое усложнение установки для выигрыша фактора порядка 2-3, по крайней мере на первых порах кажется нецелесообразным. Во всяком случае, нужно иметь в виду, что увеличение скорости инжекции частиц пропорционально увеличивает светимость установки.

Реальная толщина мишени в накопителе не влияет на светимость установки (эффективную толщину мишени), т.к. с ее уменьшением (увеличением) пропорционально увеличивается (уменьшается) время жизни электронов (число пересечений мишени) и величина накопленного тока. Поэтому толщина мишени выбирается из соображений времени жизни частиц, что влияет на величину накопленного тока и параметры пучка частиц в накопителе. Выше обсуждалась целесообразность иметь время жизни электронов в нашем случае равным примерно 1 сек. Это требует толщины мишени ($Z = 8$, $E_0 = 120 \text{ МэВ}$) $2,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Светимость установки при этом равна $1,1 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, средний ток равен 1 А. Для этого значения времени жизни (1 сек) будут вычисляться далее параметры пучка в накопителе.

УП. Параметры пучка частиц в накопителе с внутренней мишенью (таблица II)

Условия проведения экспериментов на внутренней мишени во многом определяются установившимися параметрами пучка в накопителе. В отличие от хорошо изученной (без учета эффектов встречи) ситуации накопителя электронов и позитронов для проведения экспериментов на встречных пучках в данном случае определяющую роль играет вакуум (мишень) на дорожке накопителя. Поэтому здесь подробно обсуждается влияние мишени на параметры пучка, приводятся также формулы, описывающие параметры пучка, определяемые другими процессами. Обсуждаться будут параметры пучка, существенные для экспериментов на внутренней мишени: энергетический разброс в пучке и продольный размер сгустка, поперечные размеры пучка и соответствующие угловые разбросы.

Среднеквадратичное отклонение величины вычисляется стандартным образом: рассчитывается вероятность получить отклоне-

ние величины обсуждаемого параметра на пути, пройденном частицей за время, равное половине времени затухания амплитуды этого параметра. Затем эта величина уменьшается в 2 раза, что учитывает усреднение по гармоническим колебаниям этой величины.

I. Поперечные размеры и соответствующие угловые разбросы в пучке частиц.

Главный процесс, определяющий поперечные размеры пучка в нашем случае — рассеяние электронов на ядрах мишени и радиационное охлаждение. Установившийся угловой разброс в пучке (средне-квадратичное отклонение от равновесного значения, равного нулю) удобнее всего вычислить из формулы [8]:

$$\langle \theta_{z,x}^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \frac{141}{E_0(\text{МэВ})} \cdot \sqrt{x} \cdot \left(1 + \frac{1}{9} \log_{10} x\right) \quad (13)$$

здесь x — толщина вещества в рад.ед.длины, пересекаемая электронами пучка за время, равное половине времени затухания колебаний по соответствующей степени свободы:

$$\tau_{z,x} = \frac{3R\bar{R}}{c r_e \gamma^3} \quad (14)$$

Усреднение по колебаниям даст в (13) упоминавшийся ранее множитель $1/\sqrt{2}$:

$$\sigma_{\theta_{z,x}} = \frac{20}{\gamma} \sqrt{x} \cdot \left(1 + \frac{1}{9} \log_{10} x\right) \quad (15)$$

В случае, когда время жизни электронов определяется тормозными потерями, проходимая ими толща вещества равняется 0,2 р.ед.д. Значит в нашем случае:

$$x = \frac{0,2}{K} \cdot \frac{0,5 \tau_{z,x}}{\tau_{ж}} \quad (16)$$

где K — фактор потери светимости — см. табл. III и предыдущий параграф. Поперечный размер пучка выражается через углы:

$$\sigma_{x,z} = \sqrt{\beta_{x,zM} \beta_{x,z} \langle \theta_{x,z}^2 \rangle} \quad (17)$$

здесь $\beta_{x,zM}$ — вертикальная (радиальная) бета-функция в месте расположения мишени. Итак,

$$\sigma_{x,z} = \frac{120}{\gamma^{5/2}} \sqrt{\beta_{x,zM} \beta_{x,z} \frac{R\bar{R}}{K\tau_{ж}}} \cdot \left(1 + \frac{1}{9} \log_{10} \frac{357 \cdot R \cdot \bar{R}}{K \gamma^3 \tau_{ж}}\right) \quad (18)$$

В нашем случае мишень, как уже говорилось, выбирается такой, что $\tau_{ж} = 1$ сек, $R = 40$ см, $\beta_M = 60$ см, $\bar{R} = 90$ см, $\beta_{max} = 120$ см, в рабочем диапазоне энергий $K = 1,8 (\pm 10\%)$, а выражение в скобках с точностью лучше 5% можно заменить на 0,7. В результате, с точностью лучше 10% (в нашем диапазоне энергий):

$$\sigma_{max} \approx \frac{3,1 \cdot 10^5}{\gamma^{5/2}} \text{ (см)} \quad (19)$$

в частности для энергии 120 МэВ, $\sigma_{max} = 3,7$ мм
200 МэВ, $\sigma_{max} = 1,0$ мм

Вклад в радиальный размер пучка за счет радиально-фазовых колебаний будет обсуждаться ниже в разделе об энергетическом разбросе.

2. Энергетический разброс в пучке электронов.

Без учета эффектов большого тока главными процессами, определяющими потерю энергии электронами в накопителе являются синхротронное излучение, тормозное излучение на ядрах и ионизационные потери на электронах вещества, имеющегося на дорожке накопителя. Сами потери невелики и на каждом обороте компенсируются ВЧ напряжением на резонаторе. Вклад в энергетический разброс дают флуктуации этих величин.

A. Флуктуации потерь синхротронного излучения (СИ).

Легко получить оценку энергетического разброса в пучке электронов накопителя из-за флуктуаций СИ:

$$\sigma_{\Delta E/E} = \gamma \sqrt{\frac{3}{8} \frac{\lambda e}{R}} \quad (20)$$

точный учет спектра излучаемых фотонов СИ дает вместо фактора $\sqrt{\frac{3}{8}}$ фактор $\sqrt{\frac{55\sqrt{3}}{192}}$, т.е.

$$\sigma_{\Delta E/E} = \gamma \sqrt{\frac{55\sqrt{3}}{192} \frac{\lambda e}{R}} \approx 7 \cdot 10^{-7} \gamma \quad (21)$$

Б. Флуктуация тормозного излучения электронов при рассеянии на ядрах мишени.

Здесь мы воспользуемся формулами (3.4,8) из параграфа VI:

$$\langle \bar{E}^2 \rangle = \chi \int_0^{\Delta E_{\max}} E^2 \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3} \gamma + \gamma^2 \right) \frac{dE}{E} \quad (22)$$

здесь χ - толщина в р.ед.д., пройденная электроном за $\tau_s/2$. Если учесть еще фактор потери светимости K и что χ за время жизни равняется 0,2

$$\sigma_{\Delta E/E} = \frac{\Delta E_{\max}}{E_0} \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{1}{4} \cdot 0,2 \frac{\tau_s}{K \tau_{\text{ж}}}} \quad (23)$$

$$\sigma_{\Delta E/E} = \frac{\Delta E_{\max}}{E_0} \sqrt{0,05 \frac{R \bar{R}}{c r_e K \tau_{\text{ж}}}} \cdot \gamma^{-\frac{3}{2}}$$

Подставив известные значения получим:

$$\sigma_{\Delta E/E} = 1,1 \cdot 10^2 \gamma^{-\frac{3}{2}} \frac{\Delta E_{\max}}{E_0} \approx 1,1 \cdot \gamma^{-\frac{3}{2}} \quad (24)$$

В. Флуктуации ионизационных потерь.

Вычисление энергетического разброса в пучке электронов, возникающего за счет рассеяния на электронах мишени усложнено тем, что спектр потерь энергии электроном быстро спадает. В связи с этим взаимодействием с большой потерей энергии (порядка ΔE_{\max}) за время затухания происходит мало и нельзя говорить о случайных процессах во всем диапазоне потерь энергии. Это приводит к существенно негауссовскому распределению отклонения энергии от средней - с ярко выраженными "хвостами" (распределение Ландау) с шириной, пропорциональной пройденной толщине мишени. Под "шириной" в этом случае понимается стандартно, как для случайных процессов, вычисляемый корень квадратный из среднеквадратичного отклонения энергии, но предел интегрирования берется пропорциональным толщине мишени [9]:

$$\frac{dP}{dE} = W \frac{1}{E^2} \quad (28)$$

здесь W - толщина мишени (см.(II)), проходимая за время равное $\tau_s/2$

$$W = 2\pi \cdot r_e^2 m_e \cdot c^2 Z \cdot \mathcal{N}_{\tau_s/2} \quad (29)$$

Как обычно \mathcal{N} удобно записать через эффективную толщину мишени, выраженную в рад.ед.длинах:

$$W = 0,2 \cdot \frac{0,5 \tau_s}{K \tau_{\text{ж}}} \cdot \frac{\pi \cdot m_e \cdot c^2}{2\alpha (Z+1) \ln \frac{18415}{Z^{1/3}}} \quad (30)$$

$$\langle \bar{E}^2 \rangle = \int_0^{\Delta E_{\max}} E^2 \cdot W \frac{dE}{E^2} = 4W^2 \quad (31)$$

$$\sigma_{\Delta E/E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{2W}{E_0} \quad (32)$$

$$\sigma_{\Delta E/E} = \frac{2 \cdot 10^7}{(Z+1) \ln \frac{18415}{Z^{1/3}}} \cdot \frac{1}{\gamma^4} \quad (33)$$

Связь между суммарным $\sigma_{\Delta E/E}$ и радиальным эмиттансом \mathcal{E}_x пучка устанавливается следующим образом:

$$\mathcal{E}_x = I \cdot \sigma_{\Delta E/E}^2 \quad (34)$$

где $I = \frac{\tau_x}{\tau_s} \langle \Gamma_{\infty} \rangle$. Здесь $\frac{\tau_x}{\tau_s}$ - отношение радиального и синхротронного времен затухания, а $\langle \Gamma_{\infty} \rangle$ - средняя по мишени величина дисперсионного эмиттанса. В свою очередь радиальный размер пучка связан с \mathcal{E}_x соотношением:

$$\sigma_{x_{\max}} = \sqrt{\mathcal{E}_x \beta_{x_{\max}}} \quad (35)$$

где β_x - радиальная β -функция. В нашем случае $R \approx 200$ см, $\beta_{x_{\max}} = 128$ см.

Продольный размер пучка связан с $\sigma_{\Delta E/E}$ соотношением:

$$\sigma_y = \beta_y \cdot \sigma_{\Delta E/E} \quad (36)$$

где $\beta_y = R \sqrt{\frac{2\pi \alpha E_0}{q e V \cdot \sin \psi_s}}$ - продольная β -функция накопителя. Для выбранных параметров ВЧ системы: $\beta_y = 1,82 \cdot 10^4$ см.

УШ. Эффекты большого тока в накопителе

К эффектам большого тока в накопителе мы относим эффекты, зависящие от числа частиц в пучке. К ним относятся Тушек-эффект (рассеяние электронов друг на друге в сгустке); эффекты, связанные с рассеянием электронов на ионах мишени и остаточного газа вакуумной камеры накопителя, накапливаемых в потенциальной яме шнура электронов; эффекты, связанные с возникновением когерентной неустойчивости, связанной с наличием ионного заряда; эффекты взаимодействия электронного сгустка со структурой вакуумной камеры накопителя - полостями, стенками и особенно ВЧ-резонатором. Эффекты большого тока существенны как с точки зрения их влияния на параметры пучка частиц, так и с точки зрения влияния на время жизни электронов, т.е. в конечном итоге на светимость установки.

А. Рассеяние электронов внутри сгустка (эффект Тушека) [10].

Если поперечные и продольные размеры пучка целиком обусловлены многократным рассеянием электронов друг на друге, то установившееся значение $\sigma_{\Delta E/E}$ равно [11]:

$$\sigma_{\Delta E/E} = \left(\frac{3R\bar{r}_e N_e \tau_z \left(\frac{1}{\beta_z} \right) L_e}{4\pi \mathcal{L} \beta_y I^{3/2}} \right)^{1/6} \cdot \frac{1}{\gamma} \quad (37)$$

где N_e - число частиц в сгустке, \mathcal{L} - коэффициент связи бетатронных колебаний, β_y и I - величины, смысл которых определен в формулах (34) и (36), $L_e = \left(\frac{1}{2} + \ln \mathcal{L} \right) \ln \frac{1}{2} \gamma \sigma_z \sqrt{\frac{\sigma_z}{r_e}} + \frac{1}{2} \ln (\mathcal{L})^2$ - кулоновский логарифм, величина которого определяется итерационным способом. В нашем случае $L_e = 40$. Для $N \approx 10^{11}$, $\gamma = 240$, $\mathcal{L} = 0,3$ получим: $\sigma_{\Delta E/E} \approx 5,1 \cdot 10^{-4}$, $\sigma_y = 9,3$ см, $\sigma_x = 0,8$ мм - что вообще говоря меньше размера за счет многократного рассеяния на ядрах мишени при плотности мишени $N > 10^{24} \text{ ат/см}^2$

Время жизни, определяемое однократным внутренним рассеянием, равно:

$$\tau^{-1} = \frac{N_e r_e^2 c F(\xi, \sigma_q)}{4\sqrt{2} \pi \sigma_z \sigma_x \sigma_y \gamma^2} \quad (38)$$

функция $F(\xi, \sigma_q)$, зависящая от параметров $\xi \equiv \frac{\Delta E_{\text{max}}}{E_0}$ - размера сепаратрисы и $\sigma_q = \frac{\sigma_x}{\sqrt{2} \beta_x \gamma}$ - характерной величины поперечного импульса (в единицах $m_e c$), при малых σ_q имеет вид:

$$F(\xi, \sigma_q) \approx \frac{\ln \sigma_q / \xi}{\sigma_q \xi} \quad (39)$$

Для $\gamma = 240$, $\sigma_x = 0,8$ мм, $\sigma_z = 0,3$ мм, $\sigma_y = 9,3$ см, $\xi = 10^{-2}$ получим $\sigma_q = 14$, $F = 1,9 \cdot 10^5$ при $N_e = 10^{11}$, $\tau = 500$ сек.

Сравнение полученных величин с аналогичными вычисленными ранее в одночастичном приближении, показывает, что условие, когда размеры пучка электронов определяются их рассеянием друг на друге, при наличии мишени не выполняется, поэтому вклад эффекта Тушека в параметры пучка реально будет сильно ослаблен. В табл. II поэтому вклад этого эффекта в суммарные параметры пучка не учтен.

Б. Влияние ионов мишени на поведение пучка.

Этот вопрос изучался ранее [12] и существенен в накопителях, использованных для проведения экспериментов на встречных пучках, когда существенна малость поперечного размера пучка. Увеличение размеров может происходить из-за изменения фокусировки пучка за счет пространственного заряда ионов, из-за проявлений ионной неустойчивости и из-за изменения локального вакуума. Оценки показывают, что в нашем случае из-за увеличенных размеров поперечных размеров пучка влияние ионов несущественно. Однако совершенно не изученной является ситуация, когда пучок может захватывать из пылевой мишени ионизированные крупинки вещества. В этом случае влияние на локальный вакуум может быть гораздо более существенным, т.к. появляется фактор отношения массы крупинки к ее заряду, который может быть много большим, чем у единичного иона. Во всяком случае, в накопителе предполагается разместить пластины, создающие электрическое поле, способствующее выводу ионов из потенциальной ямы электронного шнура.

В. Взаимодействие заряда сгустка (сгустков) электронов накопителя со структурой вакуумной камеры.

Эта проблема также неоднократно обсуждалась [13]. Часто именно этот эффект кладет предел накоплению электронного тока в

других установках (например, в установке ВЭП-2 накапливается ток до 4 А на энергии 200 МэВ) и некоторые рекомендации по конструированию и настройке вакуумной камеры и ВЧ системы [14], можно надеяться, что на проектируемом токе 1 А влияние указанного эффекта будет малым.

IX. Постановка фотоядерных экспериментов

Получение монохроматизованных (меченных) фотонов — адекватная задача для накопителей электронов. Это было продемонстрировано еще в 1966 году на установке ВЭП-1 [15]. Схема получения "меченных" фотонов (рис.5) предусматривает наличие специального магнита, (СМ) непосредственно следующего за промежутком с мишенью-конвертором. В этом магните необходимо иметь отверстие для вывода тормозных фотонов, а также большую, по сравнению с другими квадрантами, область с магнитным полем для анализа энергии электронов, излучивших γ -квант. На схеме изображены траектории рассеянных мишенью М электронов с энергиями 160, 180 и 195 МэВ и линия точек фокусировки АБ. Диапазон энергий, регистрируемых электронов, соответствует энергии фотонов, составляющей 10+40% от E_0 , т.е. при изменении E_0 от 100 до 200 МэВ энергия фотонов варьируется от 10 до 80 МэВ.

Легко подсчитать число фотонов ΔN_γ с энергией E_γ в диапазоне энергий ΔE_γ :

$$\Delta N_\gamma = \frac{n}{K \ln E_0 / \Delta E_{\max}} \cdot \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \quad (40)$$

В частности при $E_\gamma = 20$ МэВ и $\Delta E_\gamma = 100$ кэВ, $\Delta N_\gamma = 5 \cdot 10^7$ сек⁻¹.

Оценка разрешения по энергии "меченных" фотонов, учитывающая дисперсию магнитной структуры, фокусирующей электроны, испустивших γ -квант, начальный энергетический разброс электронов в пучке и эффекты, связанные с их угловым разбросом, дает величину $\Delta E_\gamma \approx 30+60$ кэВ при использовании мишени малого размера ($\leq 0,2$ мм, например, мишени из твердых нитей) в радиальном направлении.

Предполагается также постановка экспериментов по электро-расщеплению ядер при рассеянии электрона на малые ($\sim 1/\gamma$)

углы с измерением энергии электрона, описанной выше системой и одновременной регистрацией вторичных частиц, испущенных ядрами сверхтонкой внутренней мишени (рассеяние электронов "под нолам"). В этом случае виртуальный фотон является практически поперечным, эквивалентным реальному фотону. Привлекательность такой постановки эксперимента очевидна особенно для реакций с вылетом тяжелых частиц (($ee'\alpha$), ($ee'f$)...), если фоновые условия и скорость счета эффекта окажутся приемлемы. Что касается первого обстоятельства, расчет, с использованием метода эквивалентных фотонов [16], дает долю эффекта (от сечения в 1 мбарн) в счете детектора электронов 0,5-1% от фона, каковым считалось тормозное излучение.

С использованием этого же метода можно провести сравнение выхода реакции со случаем "меченных" фотонов в довольно общем виде. В классическом варианте пучок электронов на первой мишени Z_1 (рад.ед.длины) рождает пучок тормозных "меченных" фотонов. Толщина t_1 определяет их энергетический разброс. Можно оценить, что для $\Delta E_\gamma/E_\gamma \approx 10^{-2}$ она должна быть не более 10^{-2} р.ед.д. Далее располагается мишень t_2 , на которой изучаются фотоядерные процессы. Ее толщина, вообще говоря, не больше t_1 , но, как правило, при регистрации вторичных заряженных частиц, необходимо ее значительное уменьшение. В эксперименте по рассеянию электронов "под нолам" используется только одна мишень t_2 . Отношение выходов реакций в этом случае "меченных" фотонов оказывается равным:

$$K = \frac{2\alpha Z^2 \ln \frac{E_0}{E_\gamma}}{\pi t} \approx \frac{Z^2}{200t} \quad (41)$$

Здесь Z — заряд исследуемого ядра, $t = t_1$ при работе в обоих вариантах на выпущенном пучке и $t = t_2$ при постановке экспериментов на внутренней мишени в накопителе. Т.о. выигрыш K равен примерно Z^2 в случае выпущенного пучка и больше при работе на накопителе.

X. Размещение и радиационная защита

На рис.3 показано предполагаемое размещение накопителя "НЭЛЯ" в зале комплекса ВЭП-2М. Предполагается возможность параллельного с установками БЭП и ВЭП-2М использования электро-

нов из инжектора — синхротрона Б-ЗМ. В этом случае в накопитель НЭЛЯ будет инжектироваться только часть импульсов тока Б-ЗМ с соответствующим понижением интегральной светимости установки. Предполагается возможность производить наладочные работы на накопителе во время работы синхротрона Б-ЗМ. Для этого предусмотрена достаточная защита от реакции, отдельный вход в помещение (см. рис.3) и кран-балка грузоподъемностью 3 т.

XI. Заключение

В табл. I и II приведены предполагаемые параметры установки и пучка электронов в накопителе НЭЛЯ для экспериментов по физике ядра на внутренней мишени. Опыт показывает, что сколь бы хороши ни были экспериментальные возможности, рано или поздно возникает вопрос об их улучшении. Поэтому имеет смысл обсудить перспективы улучшения некоторых характеристик экспериментов на внутренней мишени.

Светимость установки в соответствии с формулой (I) кардинально (на 3-4 порядка) можно увеличить за счет увеличения скорости инжекции электронов. Использование в качестве инжектора линейного ускорителя решает эту проблему, однако, при этом нужно захватывать на дорожку накопителя в 10-30 раз большее число частиц с энергетическим разбросом несколько процентов и на 2-3 порядка увеличить частоту инжекции. Это требует конструктивных усложнений установки, в частности, увеличения периметра для уменьшения величины циркулирующего тока и размещения змеек участков с повышенным магнитным полем — для уменьшения времени затухания колебаний частиц.

Энергетический разброс в пучке можно учесть и, тем самым, создать условия для существенного улучшения энергетического разрешения в эксперименте. Для этого необходима специальная оптика экспериментального промежутка, когда в точке мишени вертикальное положение частиц коррелирует с их энергией [17], а регистрирующая аппаратура с достаточной точностью измеряет координату вылета рассеянного электрона. Оценки показывают, что таким способом энергетическое разрешение эксперимента можно улучшить примерно на порядок.

В заключение авторы приносят благодарность за конструктив-

ное внимание к работе В.А.Сидорову, А.А.Лившицу, Э.М.Трахтенбергу, П.И.Батурицу, В.Ф.Туркину, Д.К.Топоркову, В.Г.Вещеревичу, Н.К.Седярову, Т.Е.Вечеславовой, В.Н.Ротаеву, Б.И.Гришанову, В.Г.Зелевинскому, Ю.Г.Украинцеву, Д.К.Весновскому.

ТАБЛИЦА I

Энергия E_0	120 МэВ	200 МэВ
Периметр орбиты		671,3 см
Число периодов		4
Радиус орбиты в магните R		40 см
Средний радиус \bar{R}		90 см
Длина прямолинейных промежутков		80 см
Бетатронные частоты: ν_x		1,15
ν_z		1,13
Коэффициент пространственного уплотнения орбит α		0,895
Синхротронная частота ν_s	$4,87 \cdot 10^{-3}$	$3,45 \cdot 10^{-3}$
Апертура в магнитах		$4 \times 6 \text{ см}^2$
Магнитное поле H	10 кГс	16,7 кГс
Потери энергии за оборот	47 эВ	360 эВ
Времена затухания τ_z	100 мсек	21,5 мсек
τ_x	96 мсек	20,8 мсек
τ_s	51 мсек	11 мсек
Частота обращения		52,5 МГц
Кратность ВЧ		1
Амплитуда напряжения ВЧ		20 кВ
Максимальный энергетический разброс $\frac{\Delta E_{max}}{E_0}$	1,1%	0,85%
β -функции: $\beta_{x,max}$		128 см
$\beta_{z,max}$		98 см
β_y	16500 см	23300 см
Максимальный угловой разброс θ_{max}		$2,3 \cdot 10^{-2}$

ТАБЛИЦА II

Энергия	120 МэВ	10^{11} сек^{-1}	200 МэВ
Скорость инжекции			
Плотность мишени ($Z = 8$)	$2,1 \cdot 10^{15}$		$2,6 \cdot 10^{15}$
Ток пучка		1 А	
Время жизни		1 сек	
Энергетический разброс $\Delta E/E$:			
а) квантовые флуктуации СИ	$1,6 \cdot 10^{-4}$		$2,7 \cdot 10^{-4}$
б) флуктуации тормозного излучения	$3,1 \cdot 10^{-4}$		$1,7 \cdot 10^{-4}$
в) δ -электроны	$1,6 \cdot 10^{-4}$		$0,2 \cdot 10^{-4}$
г) эффект Тушека	$5,1 \cdot 10^{-4}$		-
д) суммарный (без Тушека)	$3,8 \cdot 10^{-4}$		$3,0 \cdot 10^{-4}$
Продольный размер	7,0 см		7,0 см
Поперечный размер:			
а) рассеяние на ядрах	3,7 мм		1,0 мм
б) радиальный за счет $\Delta E/E$	0,8 мм		0,7 мм
в) суммарный σ_x	3,7 мм		1,2 мм

ТАБЛИЦА III

Z	E	$\sigma_T \cdot 10^{-26}$	$\sigma_B \cdot 10^{-26}$	$\sigma_S \cdot 10^{-26}$	$\Sigma \sigma \cdot 10^{-26}$	K	L
	MeV	cm ²	cm ²	cm ²	cm ²		сек ⁻¹ см ⁻²
1	120	12,5	38	3,42	53,9	4,3	1,9 10 ³⁵
	200	13,3	30	1,23	44,5	3,3	2,2 10 ³⁵
8	120	390	308	220	918	2,4	1,1 10 ³⁴
	200	417	239	79	735	1,8	1,4 10 ³⁴
20	120	2130	770	1370	4270	2,0	2,3 10 ³³
	200	2266	597	490	3353	1,5	3,0 10 ³³
50	120	11973	1930	8550	22453	1,9	4,5 10 ³²
	200	12760	1490	3080	17330	1,4	5,8 10 ³²

Литература

1. The role of Electromagnetic Interaction in Nuclear Science. A Report of the DOE/NSF Nuclear Science Advisory Committee. 1982.
2. Belyaev S.T., Budker G.I., Popov S.G. The possibility of using storage rings with internal thin targets. Proceedings III Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, New York, 1969, N.Y. Plenum press 1970. p606.
3. В.В.Анашин, Г.И.Будкер, Н.С.Диканский и др. Установка для экспериментов по электронному охлаждению. Труды IV Всесоюзного Совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. II, стр.303-307, Москва 1974.
4. М.А.Тиунов, Б.М.Фомель. Расчет трехмерных магнитных систем с железом. Препринт ИЯФ 83-150, Новосибирск, 1983.
5. В.В.Анашин и др. Проект накопителя электронов на энергию 450 MeV специализированного источника СИ. Труды VII Всесоюзного Совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. I, стр.306-311, Дубна, 1981 г.
6. П.И.Батурин, С.Г.Попов, Д.К.Топорков. Мишени для накопителей. ЖТФ, т. XI VI, 631, 1976.
7. Y. S. Tsai. Rev. Mod. Phys. 46, 915 (1974)
8. Y. L. Highland. NIM, 161, 171 (1979)
9. Ритсон Д. Экспериментальные методы в физике высоких энергий. Москва, Наука, 1964.
10. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц. Москва, Атомиздат, 1970.
11. В.В.Анашин, И.Б.Вассерман и др. Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП. Препринт ИЯФ 84-114, Новосибирск 1984.
12. В.Л.Ауслендер и др. Расчетные параметры пучка в накопителе ВЭП-2. Препринт ИЯФ, Новосибирск 1965.

13. В.Л.Ауслендер и др. Когерентные эффекты в накопителе ВЭШ-2 Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц 1968. Т. II, стр.396-399, Москва 1970 г.
14. В.Л.Ауслендер, М.М.Карлинер, Б.А.Лазаренко, С.Г.Попов и др. Исследование когерентных фазовых колебаний в накопителях. АЭ, т.22, вып.3 1967 г.
15. 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.
16. В.Б.Берестецкий, В.М.Лифшиц, А.П.Питаевский. Релятивистская квантовая теория. Стр.451, Москва, Наука, 1968.
17. А.А.Жоленц и др. Анализ эффектов встречи в монохроматических экспериментах с большой вертикальной дисперсией. Препринт ИЯФ 80-146, Новосибирск, 1980.

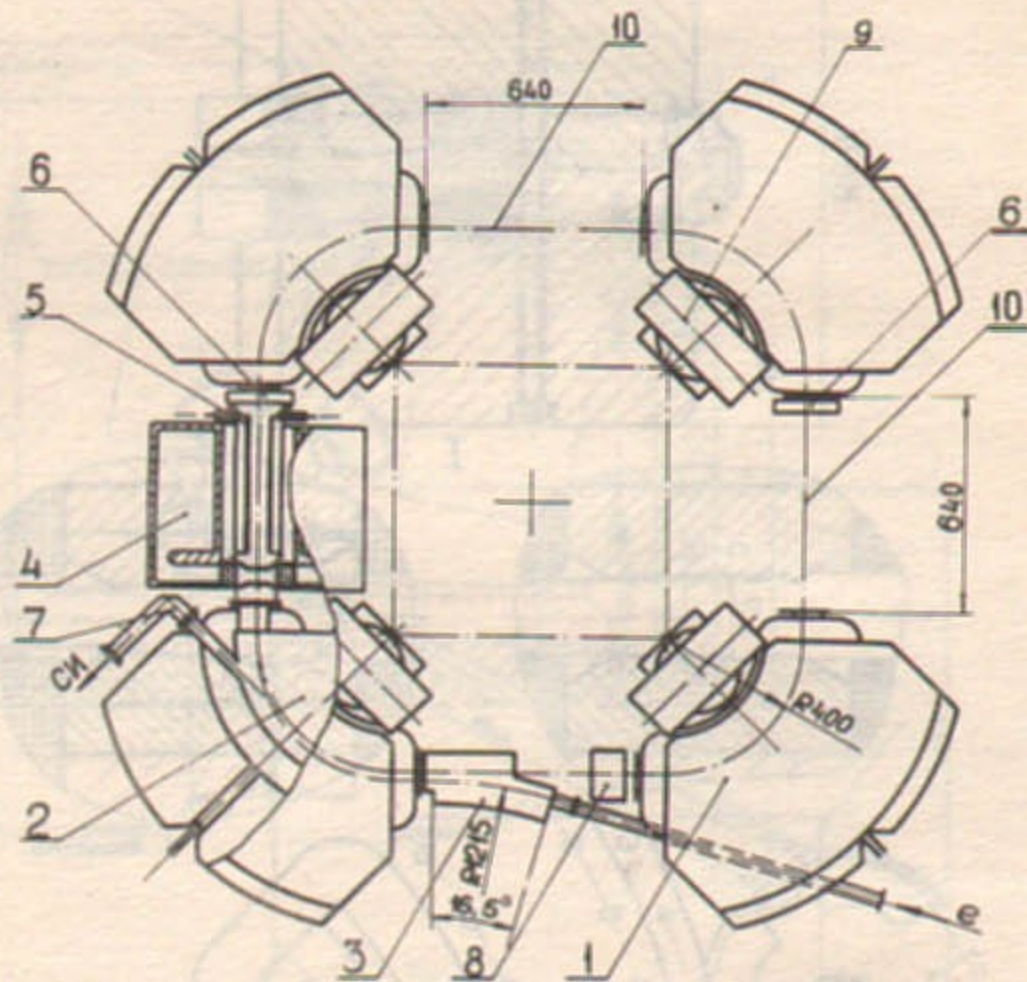


Рис. I. Схема накопителя НЭЯ.

- 1 - магнит накопителя; 2 - вакуумная камера;
 3 - впускной магнит; 4 - резонатор; 5 - инфлектор;
 6 - клапан шиберный; 7 - вывод СИ; 8 - датчик;
 9 - насос магниторазрядный; 10 - экспериментальный прожектор.

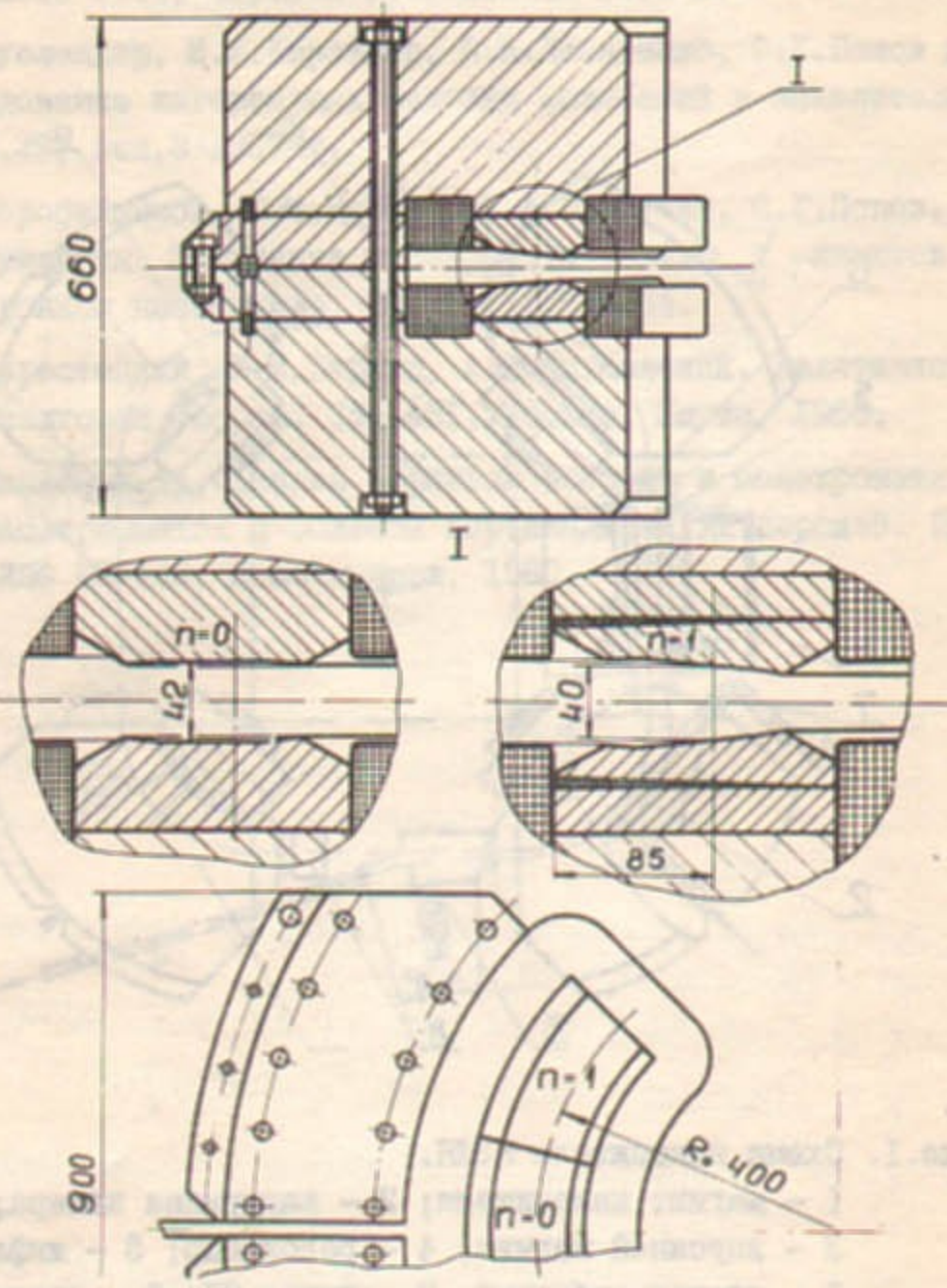


Рис.2. Конструкция магнита накопителя.

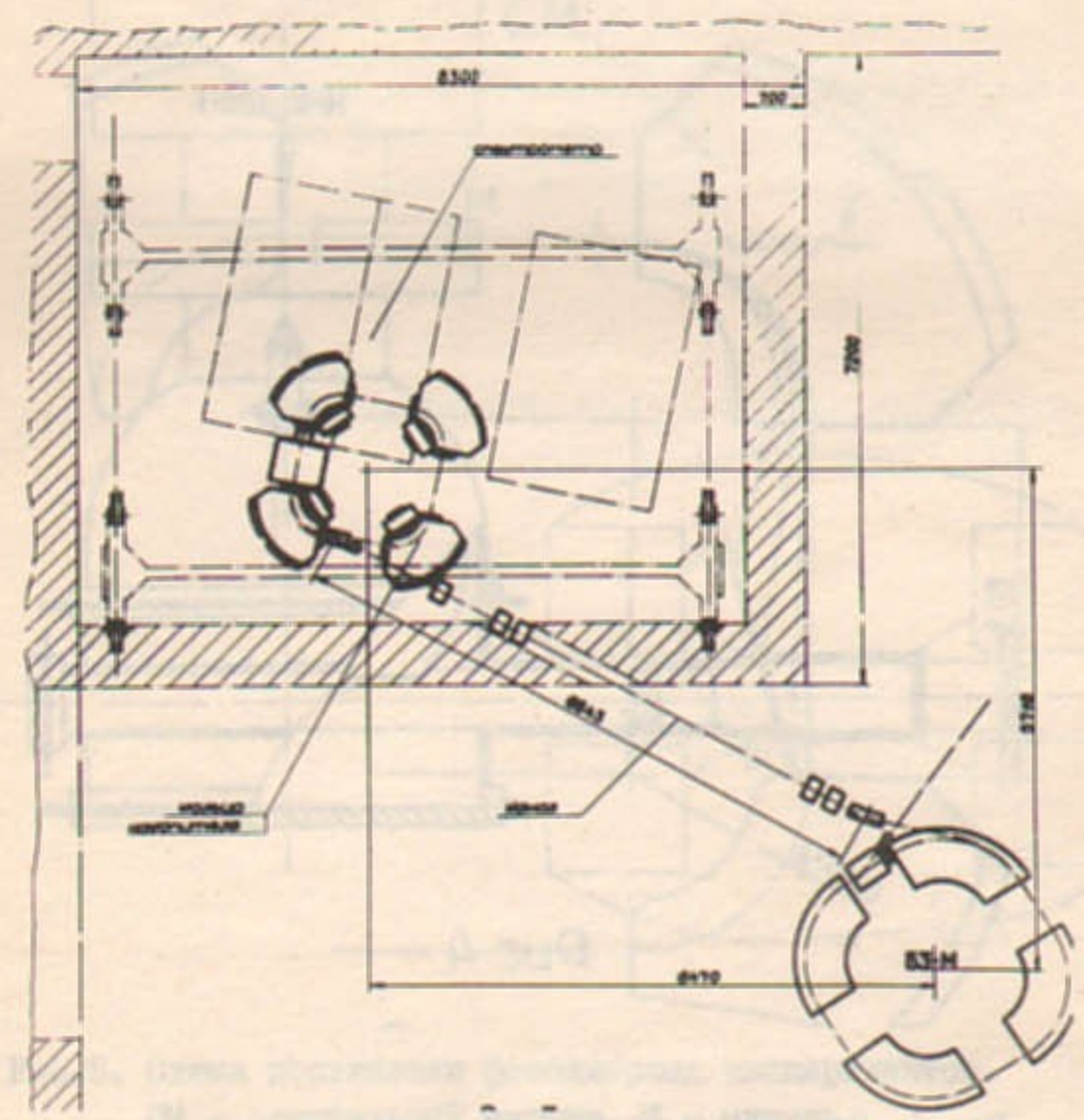


Рис.3. Расположение накопителя НЭЛ.

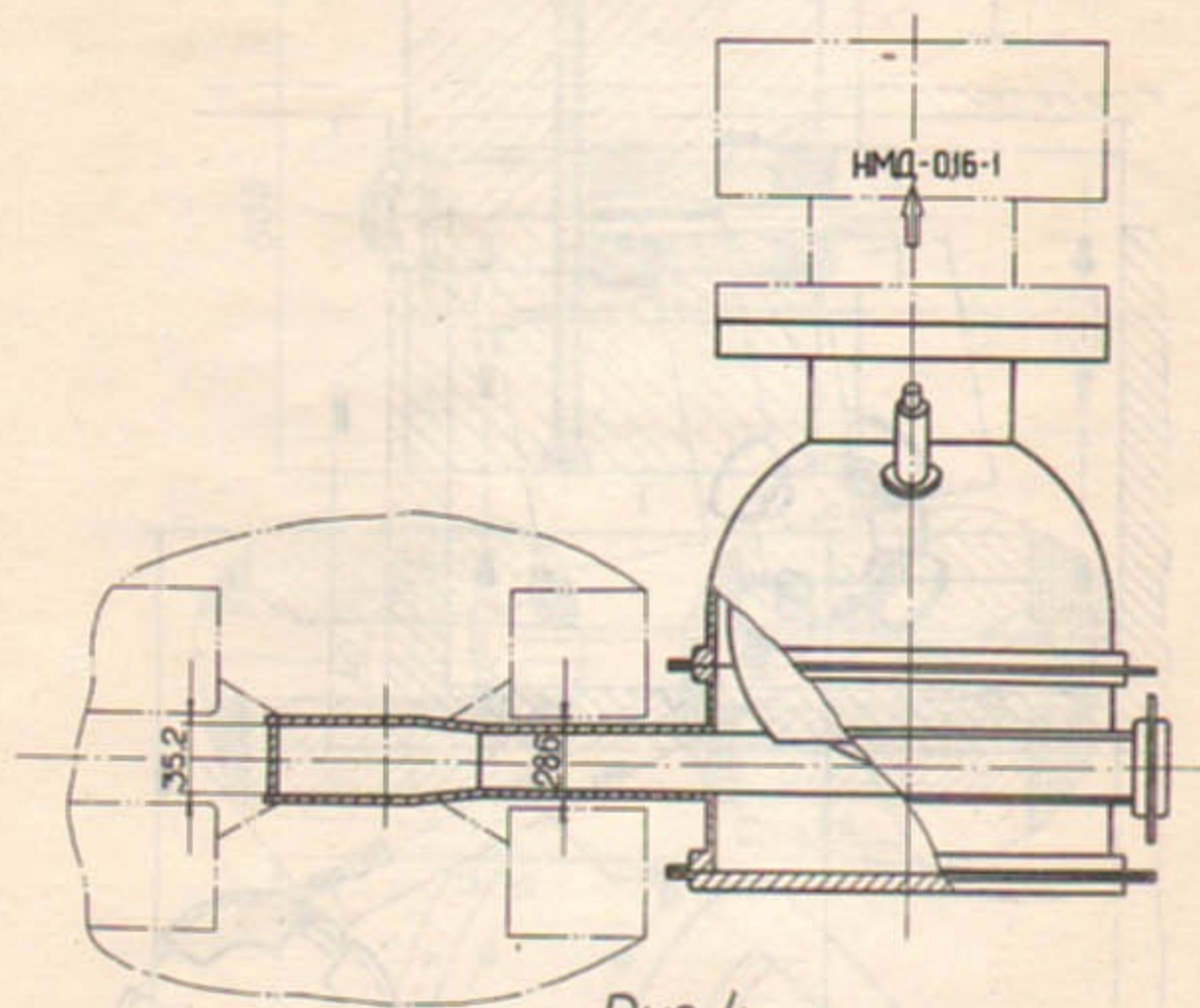


Рис. 4

Рис.4. Вакуумная камера.

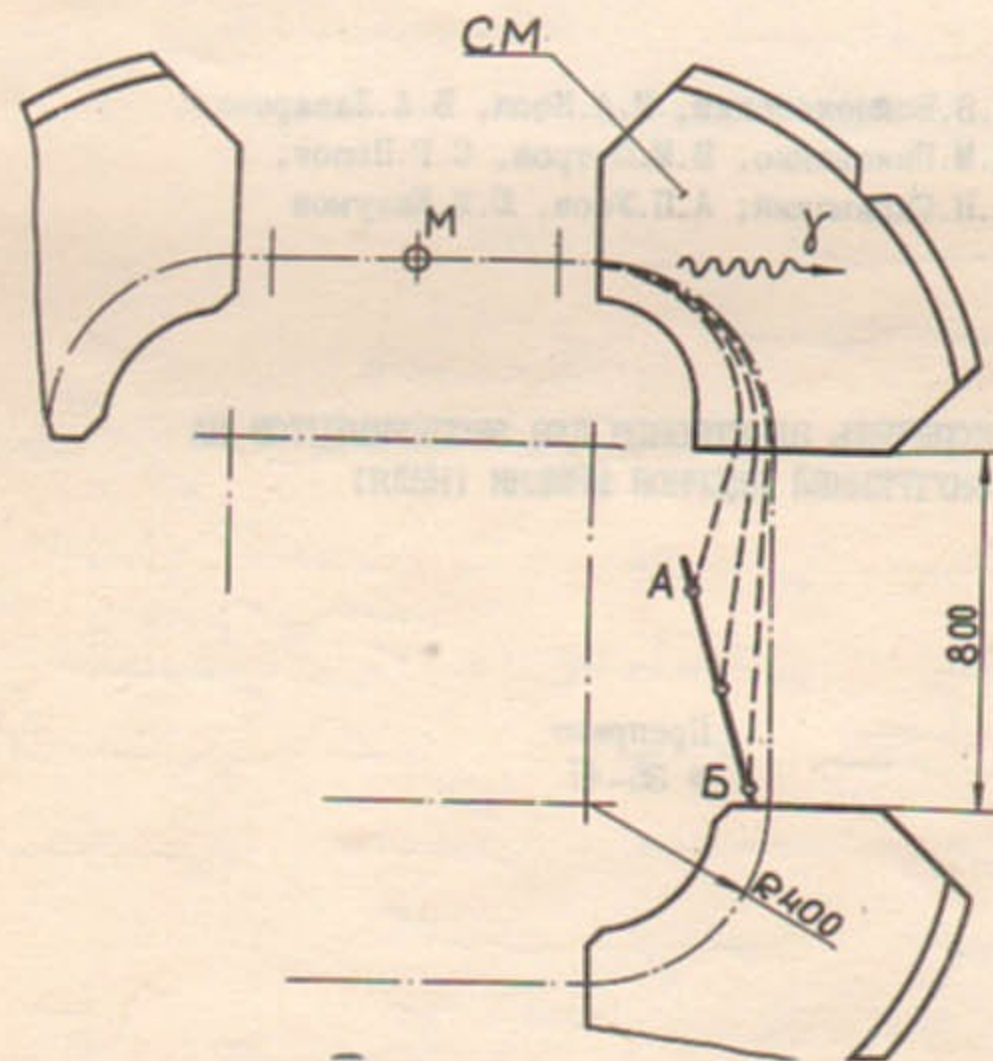


Рис.5. Схема постановки фотоядерных экспериментов.

СМ - специальный магнит, М - мишень,

Пунктирные линии-траектории электронов с энергиями 195, 180, 160 МэВ ($E_0 = 200$ МэВ)

АБ - фокальная линия.