

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.125.4

**ЭЛЕКТРОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ И НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ****Г. И. Будкер, А. Н. Скринский**

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	561
1. Общее описание электронного охлаждения	564
2. Кинетика электронного охлаждения (случай однократно проходящего электронного пучка)	566
3. Экспериментальное исследование процесса электронного охлаждения	573
4. Накопление интенсивных пучков антипротонов	579
5. Новые возможности физики элементарных частиц	582
а) Эксперименты со сверхтонкими внутренними мишенями (582). б) Ускорение накопленных антипротонов (584). в) Непрерывно охлаждаемые встречные пучки (584). г) Предельно низкие энергии (584). д) Антиатомы (586). е) Поляризационные эксперименты (586). ж) Антидейтоны (587). з) Эксперименты с ионными пучками (588). и) Встречные протон-антипротонные пучки на предельно высокие энергии (589).	
Заключение	593
Цитированная литература	593

ВВЕДЕНИЕ

При проведении почти любых экспериментов с использованием пучков заряженных частиц принципиально важно уметь сжимать пучки, уменьшать их размеры и разброс импульсов (по величине и направлению) их частиц, другими словами, — уметь «охлаждать» потоки быстрых заряженных частиц, понижая их эффективную температуру в сопровождающей системе.

Этого, однако, нельзя достичь применением любых заданных, т. е. не зависящих от движения отдельных частиц пучка, внешних электромагнитных полей. В этом случае справедливо утверждение — частный случай теоремы Лиувилля, — что плотность частиц пучка в шестимерном фазовом пространстве (пространство «обобщенные координаты — сопряженные импульсы») есть величина постоянная, определяемая «начальными условиями». С помощью фокусировок и ускорения в любых комбинациях можно лишь изменить форму фазового объема, занимаемого частицами пучка, но не изменить его величину, не повысить фазовую плотность. Всякого рода абберации могут, конечно, сильно исказить форму объема, сделать ее столь сложной, что эффективная фазовая плотность уменьшится. Но для *увеличения* плотности обязательно нужно ввести силы диссипативного характера.

Логически самым простым является использование для этой цели диссипативных сил, аналогичных обычному трению и направленным

против полной скорости каждой частицы. Если при этом внешний источник энергии (ускоряющая система ускорителя или накопителя) добавляет энергию всем частицам пучка, точно компенсируя энергетические потери равновесной частицы, отклонения частиц от равновесного движения, при правильном выборе структуры накопителя, будут с течением времени уменьшаться, т. е. бетатронные и энергетические колебания будут затухать.

Характерное время затухания в этом случае есть отношение энергии частицы к мощности энергетических потерь, и равно времени полной остановки частицы при не зависящих от энергии частиц потерях энергии. Затухание отклонений энергии частицы от равновесной обусловлено зависимостью мощности потерь от энергии частицы. В простейшем случае такие отклонения затухают, если мощность потерь растет с ростом энергии частицы; в противном случае отклонения от равновесной энергии будут нарастать со временем. В более сложных случаях, например, при наличии «ускорительных» связей между степенями свободы частицы, декременты затухания по отдельным степеням свободы могут изменяться. Однако сумма декрементов затухания фазовых объемов по всем трем независимым степеням свободы частиц, т. е. инкремент нарастания фазовой плотности, не зависит при этом от фокусирующей структуры накопителя и определяется суммой отношения удвоенной мощности потерь энергии к энергии частицы и частной производной этой мощности по энергии.

Пучок будет сжиматься до размеров, определяемых равенством мощности трения и мощности диффузионных процессов.

Самым известным и эффективно применяемым примером такого рода является использование радиационного трения (силы реакции излучения) для охлаждения электронных и позитронных пучков, имеющего решающее значение для накопления больших позитронных токов и осуществления экспериментов со встречными электрон-электронными и, особенно, электрон-позитронными пучками. Такие опыты, начатые в 1967 г. экспериментами в Новосибирске, дают сейчас значительную часть всей фундаментальной информации в физике элементарных частиц.

При радиационном охлаждении принципиально присутствующим и, при высоких энергиях, определяющим диффузионным эффектом является квантованность излучения энергии заряженными частицами, ведущая к увеличению энергетического разброса и «раскачке» поперечных колебаний. Радиационное трение оказывается существенным только для самых легких заряженных частиц — электронов и позитронов — при достаточно большой энергии. Для остальных частиц нужно искать другие методы охлаждения.

Для этой цели можно использовать ионизационные потери энергии, поместив в накопитель или ускоритель мишени нужной толщины. При нерелятивистских энергиях вносимое трение оказывается существенно уменьшенным из-за большой отрицательной производной мощности потерь по энергии. И при всех энергиях неприятным моментом является сильная диффузия из-за многократного рассеяния частиц на ядрах и электронах мишени. Установившийся фазовый объем пучка не удастся сделать особенно малым даже при постановке мишени на азимуте со специально уменьшенным, за счет выбора фокусирующей структуры накопителя, размером пучка (в резком минимуме β -функций) и использовании предельно легких веществ.

Для протонов и антипротонов при высоких энергиях ситуация резко ухудшается из-за возрастания относительной роли ядерного взаимодействия этих частиц, в результате чего время жизни становится меньше времени охлаждения.

Самой разумной областью применения ионизационного охлаждения является охлаждение лишенных ядерного взаимодействия мюонов высокой энергии. Охлажденные пучки мюонов (в циклических установках) можно использовать, например, для генерации очень узконаправленных интенсивных потоков нейтрино всех четырех сортов, давая им распадаться или непосредственно на энергии охлаждения, или ускоряя мюоны в линейных или коротко-импульсных циклических ускорителях, повышая тем самым энергию нейтрино. Особый интерес представляет создание установок со встречными мюонными пучками на сверхвысокие энергии, в которых используются интенсивные охлажденные пучки мюонов нужной энергии и магнитные дорожки с очень большими полями (для увеличения числа встреч за время жизни мюонов) и специальным сжатием пучков в месте встречи.

Для протонов, антипротонов, ионов очень эффективным оказался качественно новый метод охлаждения пучков ускоренных частиц, не связанный с энергетическими потерями равновесных («центральных») частиц пучка. Этот метод — метод электронного охлаждения — был предложен одним из авторов в начале 60-х годов и опубликован в 1966 г.¹ К настоящему времени в Институте ядерной физики СО АН СССР (Новосибирск) метод подробно изучен теоретически²⁻⁷ и исследован экспериментально⁸⁻²⁹. Рассмотрению физических и технических проблем электронного охлаждения и широкой области видимых сегодня приложений метода и посвящен настоящий обзор, основанный главным образом на работах Г. И. Будкера, Я. С. Дербенева, Н. С. Диканского, И. Н. Мешкова, В. В. Пархомчука, Д. В. Пестрикова, Р. А. Салимова, А. Н. Скринского, Б. Н. Сухины.

В простейшем виде идея метода выглядит следующим образом. В одном из прямолинейных промежутков накопителя, в котором циркулирует пучок тяжелых частиц, например, протонов, параллельно протонному пучку пропускается интенсивный пучок электронов с той же самой средней скоростью и малым разбросом по импульсам. Тогда на общем участке траектории в системе покоя пучков «горячий» газ протонов находится в «холодном» электронном газе и в результате кулоновских столкновений охлаждается. Время охлаждения соответствует времени релаксации температуры протонного газа (с учетом релятивистского изменения времени и скважности пребывания каждого протона в электронном пучке). В результате фазовый объем протонного пучка уменьшается по всем степеням свободы и пучок сжимается.

Это сжатие продолжается, в принципе, до тех пор, пока температура протонов в системе центра масс не станет равной электронной температуре. Отсюда следует, что установившийся угловой разброс θ_p в протонном пучке меньше электронного в $\sqrt{M/m}$ раз:

$$\theta_p = \sqrt{\frac{m}{M}} \theta_e.$$

Так как величина θ_e может быть сделана порядка 10^{-3} , установившийся угловой разброс для протонов или антипротонов можно понизить до 10^{-6} .

Совершенно другим методом, который может оказаться также применимым к задаче сжатия пучков тяжелых частиц, является метод «стохастического охлаждения»³⁰⁻⁴⁰. Идея состоит в том, что в накопителе вводится система очень быстрой обратной связи, гасящая локальные (по азимуту) флуктуации положения центра тяжести пучка; остальные степени свободы пучка, состоящего, как правило, из очень большого числа частиц (10^7 — 10^{14}), должны охлаждаться за счет перехода разброса импульсов частиц в колебания центра тяжести пучка из-за разброса по энергиям и, соответственно, по частотам обращения. Эффективность охлаждения

падает с ростом числа частиц, но зато сравнительно слабо убывает с повышением энергии и ростом фазового объема пучка. Предел по охлаждению зависит от уровня, до которого удастся снизить шумы в системе обратной связи; получить очень низкий уровень шумов в столь широкополосной радиотехнической системе с большим коэффициентом усиления — непростая задача. В ЦЕРНе на протонном накопителе ISR получены первые обнадеживающие экспериментальные результаты и в настоящее время планируется проведение детальных экспериментов. В случае успеха этот метод станет важным дополнением метода электронного охлаждения.

1. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Характерные особенности процесса электронного охлаждения и возникающие при практическом осуществлении проблемы сильно зависят от области энергий, при которых ведется охлаждение.

а) При сравнительно низких энергиях, соответствующих энергиям электронов до $2-3 \text{ МэВ}$ (энергия протонов или антипротонов до $4-6 \text{ ГэВ}$), наиболее естественным вариантом является использование прямого, электростатического ускорения электронов до нужной энергии и последующего ввода в участок охлаждения с приемом их на коллектор после вывода. При этом, если при совсем низких энергиях (энергия электронов до нескольких кэВ) проблема мощности, потребляемой от источника высокого напряжения и рассеиваемой на коллекторе, практически отсутствует, то при энергиях электронов в сотни кэВ и выше эта проблема становится одной из главных технических проблем. Естественным решением для этой области является использование рекуперации энергии, т. е. торможение электронов до возможно более низкой энергии прежде, чем они поступают на коллектор, который соединен с источником ускоряющего напряжения U_0 через выпрямитель с небольшим положительным напряжением U_k . Напряжение U_k должно быть достаточным для приема всего охлаждающего электронного тока J_e на коллектор (ограничение по пространственному заряду). Произведение UJ_e , практически, и определяет потребляемую от сети и рассеиваемую на коллекторе активную мощность. Напряжение U_k удастся довести до уровня порядка киловольта и, соответственно, отношение активной мощности к реактивной U_0J_e до уровня 1% и даже меньше.

Потребление тока от источника основного, ускоряющего напряжения определяется потерями электронов из-за рассеяния на остаточном газе, ионизацией в ускоряющем и замедляющем промежутках (а без специальных мер и на охлаждающем участке), дефектами электронной оптики, несовершенством коллектора. Это потребление удастся довести до уровня 10^{-4} . Столь малая нагрузка основного источника очень удобна, так как к нему предъявляются весьма высокие требования по стабильности напряжения и отсутствию пульсаций.

При охлаждении сгруппированного пучка тяжелых частиц для понижения среднего электронного тока можно запереть электронную пушку на все время отсутствия на участке охлаждения охлаждаемых частиц, соответственно выигрывая в среднем токе электронов. Нужно только позаботиться, чтобы модуляция электронного тока не привела к модуляции энергии электронов и повышению их температуры.

б) Важной задачей является обеспечение проводки интенсивного электронного пучка на большие расстояния (длинные участки охлаждения) с сохранением низкой эффективной температуры электронов. Компен-

сация поперечного расталкивания электронов требует введения достаточно распределенной и короткофокусной фокусировки. В принципе, возможно введение внешних полей различной конфигурации. Но любая аксиальная фокусировка может предотвращать появление дополнительных поперечных скоростей только для данного значения электронного тока; при изменении тока приходится перестраивать и фокусировку. Кроме того, внешняя аксиальная фокусировка на прямолинейном участке охлаждения не может быть однородной по длине — неизбежно использование линз квадрупольного типа. Знакопеременность получающейся фокусировки приводит к появлению дополнительных углов в электронном пучке. Использование же накапливающихся в пучке ионов для автоматической компенсации пространственного заряда электронного пучка может привести к появлению различного рода плазменных неустойчивостей.

Гораздо более рационально применение однородного, за исключением мест ввода и вывода, продольного магнитного поля, сопровождающего электронный пучок от катода до выхода из участка охлаждения; действие продольного поля на протоны должно быть учтено, конечно, в фокусирующей структуре и коррекциях накопителя. При этом поперечные электронные скорости, возникающие из-за действия пространственного заряда электронного пучка, тем меньше, чем больше продольное магнитное поле, и сравнительно легко могут быть сделаны меньше температурных. Для этого продольное поле H_{\parallel} должно удовлетворять условию

$$H_{\parallel} > \frac{pe n_e r_0}{\beta \gamma^2 \theta_e},$$

где e — заряд электрона, n_e — плотность электронного пучка, r_0 — радиус его поперечного сечения, β — отношение скорости частиц к скорости света, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

Если сопровождающее магнитное поле достаточно велико, поперечные скорости электронов определяются в основном температурой катода и несовершенством оптики пушки; отметим, что поперечные скорости в сопровождающей системе при электростатическом ускорении сохраняются.

Что касается разброса продольных скоростей электронов в сопровождающей системе, то вклад начальной электронной температуры (порядка температуры катода T_K) резко падает при потенциальном ускорении, так как сохраняющейся величиной является разброс энергий ²³:

$$T_{\parallel} \approx \frac{T_K^2}{2\gamma^2 \beta^2 m c^2} \rightarrow T_K \frac{T_K}{4E_{кин}} \Big|_{\beta \ll 1}. \quad (1.1)$$

Поперечные скорости электронов вносят в их продольную температуру вклад того же порядка. Если же поперечная температура оказывается по какой-либо причине выше температуры катода, ее вклад в продольную температуру соответственно возрастает. При не слишком малых энергиях определяющими становятся другие источники разброса продольных скоростей: пульсации ускоряющего напряжения, когерентные неустойчивости в интенсивном электронном пучке, а при очень длинных охлаждающих участках — и столкновения электронов между собой, с переводом части поперечных импульсов в продольные (проявление тенденции к выравниванию продольной и поперечной температуры).

Отдельным вопросом является возникновение при большом электронном токе весьма существенной разности потенциалов внутри пучка и, соответственно, зависимости энергии электронов от расстояния до центра

пучка. Это обстоятельство сказывается на эффективности охлаждения и может потребовать, например, компенсации заряда электронов легкими положительными ионами.

в) При энергиях протонов порядка 4—6 Гэв и выше (энергия электронов 2—3 Мэв и выше) использование описанной выше схемы создания электронного пучка становится уже нерациональным и приходится переходить к замкнутой дорожке, в которую электронный пучок с нужным значением мгновенного тока и плотности инжектируется из внешнего источника. Конфигурация магнитного поля должна обеспечивать возможность циклического движения электронов и достаточно сильную поперечную фокусировку. При невысоких энергиях для фокусировки, быть может, рационально снова использовать сопровождающее продольное магнитное поле, сделав его замкнутым, тороидальным. Интенсивный циркулирующий пучок будет довольно быстро нагреваться, скорее всего, за счет когерентных неустойчивостей. Для предотвращения чрезмерного повышения его температуры при энергиях электронов около 10 Мэв и ниже единственным средством является замена пучка новой порцией холодных электронов. При этом средняя потребляемая системой мощность будет снижена пропорционально отношению времени оборота электрона в тороиде к времени нагрева электронного пучка.

При еще более высоких энергиях становится возможным использование радиационного охлаждения электронов. Можно выбрать такую структуру электронного накопителя, что, по крайней мере, «одночастичная» электронная температура будет достаточно низкой.

Если охлаждаемый протонный пучок сгруппирован в короткие сгустки, то, конечно, будет рационально использовать электронные сгустки той же длины, в коэффициент электронной группировки выиграв в среднем циркулирующем токе электронов при постоянном охлаждающем эффекте.

При замкнутом электронном пучке, по-видимому, существенными станут соотношения между частотами орбитального движения протонов и охлаждающих электронов и, быть может, удастся добиться резонансного ускорения охлаждения.

Другим вариантом введения среднего трения при высоких энергиях является периодическое кратковременное опускание энергии охлаждаемых частиц и включение электронного охлаждения на сравнительно низкой энергии. Фазовый объем пучка при понижении энергии сохраняется, а его эмиттанс и размеры увеличиваются, но, тем не менее, время охлаждения (при фиксированном охлаждающем токе или его плотности) быстро убывает, и трение может быть сделано гораздо более эффективным.

2. КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ (СЛУЧАЙ ОДНОКРАТНО ПРОХОДЯЩЕГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА)

Рассмотрим подробнее наиболее простой случай, когда каждый электрон лишь однократно проходит область охлаждения; этот случай является сейчас, по-видимому, и наиболее важным — именно такой вариант предполагается использовать для накопления антипротонов и других экспериментов «первого эшелона». Кроме того, этот случай наиболее полно исследован теоретически и реализован и изучен экспериментально.

а) Для начала рассмотрим нерелятивистское движение протона в покоящемся электронном газе с заданной температурой T_e (вообще говоря,

разной для продольной и поперечных степеней свободы) и плотностью n'_e (которая равна n_e/γ , где n_e — плотность в электронном пучке в лабораторной системе).

Влияние столкновений с электронами на движение протонов можно приближенно разбить на две части. Одна часть дает силу трения, вторая — приводит к диффузии.

Оценим величину силы трения, пренебрегая влиянием сопровождающего продольного магнитного поля, взаимодействием электронов между собой и конечностью времени пролета протоном участка взаимодействия. Кроме того, будем считать вначале, что все электроны покоятся. Сила трения равна величине энергетических потерь протона на единицу длины. Передача энергии протона электронам в нашем простом случае связана с их ускорением перпендикулярно к направлению движения протона. При движении протонов в веществе такое торможение как раз и называется ионизационными потерями. Воспользовавшись известной формулой для ионизационных потерь, получим, что на протон, движущийся в сопровождающей системе со скоростью v_p через электронный газ с плотностью n'_e , действует сила трения, направленная против v_p и равная по модулю

$$|F_{\text{тр}}| = \frac{4\pi e^4 n'_e L_C}{m v_p^2}; \quad (2.1)$$

здесь $L_C = \ln(\theta_{\text{max}}/\theta_{\text{min}})$ — так называемый кулоновский логарифм, появляющийся при интегрировании по прицельным параметрам столкновений протона с электронами. При этом $\theta_{\text{max}} = 2m/M$ — максимально возможный угол отклонения протона при одном столкновении, а $\theta_{\text{min}} = e^2/Mv_p^2 r_{\text{max}}$ соответствует такому прицельному параметру r_{max} , за которым уже нарушается кулоновский характер протон-электронного взаимодействия. Максимальный прицельный параметр может определяться поперечным размером электронного пучка, дебаевским экранированием и т. д. Но во всех практических случаях L_C меняется всего лишь от 5 до 20.

Если пренебречь зависимостью L_C от скорости протона, то сила трения, как функция относительной скорости, будет иметь форму закона Кулона в пространстве скоростей^{41,42}. Обсужденный случай покоящихся электронов соответствует случаю точечного заряда в начале координат. Если же электроны распределены в пространстве скоростей с плотностью $f(v_e)$ (при нормировке $\int f(v_e, \mathbf{r}) d^3v_e = n'_e(\mathbf{r})$), то полная сила трения может быть представлена в виде

$$\mathbf{F}_{\text{тр}}(\mathbf{v}_p, \mathbf{r}) = -\frac{4\pi e^4 L_C}{m} \int \frac{f(\mathbf{v}_e, \mathbf{r})}{(\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_e)^2} \frac{\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_e}{|\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_e|} d^3v_e, \quad (2.2)$$

где учтено, что электронная плотность и функция распределения по скоростям зависят от координат \mathbf{r} .

С помощью такой «электростатической аналогии» непосредственно видно, например, что если в электронном пучке электроны имеют в сопровождающей системе максвелловское распределение по скоростям с температурной скоростью v_e^T , одинаковой по всем направлениям, то сила трения пропорциональна скорости протонов v_p при $v_p < v_e^T$ и падает пропорционально v_p^{-2} при $v_p > v_e^T$ (рис. 1).

б) Найдем теперь декременты затухания протонных колебаний, обусловленные этой силой трения. Декремент одномерных колебаний равен

отношению мощности диссипативных потерь энергии, усредненной по периоду этих колебаний, к энергии колебаний. Проще всего найти δ_z — декремент колебаний, перпендикулярных к плоскости орбиты протонов в накопителе, или, по ускорительной терминологии, аксимальных бетатронных z -колебаний.

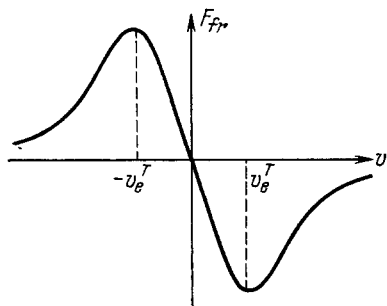


Рис. 1.

Для области малых (в сопровождающей системе) скоростей протонов $v_p < v_e^T$, в которой сила трения пропорциональна v_p , средняя по периоду мощность силы трения равна

$$\overline{F_z v_{pz}} = \frac{\partial F_z}{\partial v_{pz}} v_{pz}^2 = \frac{\partial F_z}{\partial v_{pz}} \frac{v_0^2}{2},$$

где v_0 — амплитуда скорости z -колебаний. Энергия этих колебаний равна $Mv_0^2/2$.

Если учесть, кроме того, что протоны проводят внутри электронного потока только часть времени (долю орбиты, занятую участком охлаждения, обозначим через η) и что время охлаждения в лабораторной системе в γ раз больше, чем в сопровождающей, то получим

$$\delta_z = -\frac{1}{\gamma M} \frac{\partial \overline{F_z}}{\partial v_{pz}} \approx 20 r_e r_p c L_C n_e \eta \gamma^{-2} \left(\frac{v_e^T}{c}\right)^{-3} \quad \text{при } v_p \ll v_e^T. \quad (2.3)$$

Можно выразить декремент через углы θ_e в электронном потоке ($\theta_e = \gamma^{-1} v_e^T / \beta c$):

$$\delta_z = 20 r_e r_p c L_C n_e \eta \gamma^{-5} \beta^{-3} \theta_e^{-3} \quad \text{при } \theta_p \ll \theta_e. \quad (2.4)$$

Вычисление δ_z для больших одномерных колебаний протонов, при которых амплитуда колебаний скорости $v_0 \gg v_e^T$ (соответственно, $\theta_p \gg \theta_e$) дает похожую формулу, только вместо θ_e фигурирует θ_p :

$$\delta_z = 20 r_e r_p c L_C n_e \eta \gamma^{-5} \beta^{-3} \theta_p^{-3} \quad \text{при } \theta_p \gg \theta_e. \quad (2.5)$$

Вычисление декрементов по остальным степеням свободы (в случае $v_{p0} \ll v_e^T$) может быть проведено аналогично. Только при этом нужно учитывать возможную зависимость электронной функции распределения от поперечных координат. Например, если средняя скорость электронов зависит от радиальной координаты, то декремент радиальных бетатронных колебаний изменится по сравнению с декрементом z -колебаний. Это происходит из-за того, что протон при радиальных бетатронных колебаниях попадает в участки, где скорость электронов отличается от равновесной и энергия протонов при этом будет также испытывать колебания. Соответственно радиальное положение равновесной орбиты протона окажется резонансно промодулированным с частотой радиальных бетатронных колебаний и появится дополнительная мощность, увеличивающая или уменьшающая амплитуду бетатронных колебаний. Декремент затухания энергетических колебаний (или отклонений) протона при этом также изменится. Однако можно показать, что сумма декрементов по всем трем степеням свободы, т. е. декремент затухания полного 6-мерного фазового объема, занимаемого протонами, определяется только плотностью электронов вдоль равновесной фазовой траектории протонов и не зависит ни от переменности функции распределения по поперечным координатам, ни от возможных «ускорительных» связей между различными видами колебаний протонов.

В простом случае $v_p < v_e^T$ сумма декрементов равна

$$\sum \delta = 60 r_e r_p c L_c n_e \eta \gamma^{-2} \left(\frac{v_e^T}{c} \right)^3 \quad \text{при } v_p < v_e^T. \quad (2.6)$$

в) При распределениях электронов по скоростям относительно равновесной орбиты протонов, сильно отличающихся от симметричного «максвелловского» распределения, воздействие на протоны может оказаться качественно совершенно другим. Особенно ярко это видно на примере так называемой монохроматической неустойчивости.

Рассмотрим случай, когда на участке охлаждения электроны с весьма малым разбросом скоростей движутся под некоторым средним углом, направленным, скажем, по вертикали к равновесной траектории протонов. Пусть этот угол таков, что общая поперечная скорость \bar{v}_e много больше разброса электронных скоростей Δv_e , но не больше допустимых поперечных скоростей протонов (т. е. соответствующие амплитуды колебаний протонов меньше рабочей апертуры накопителя). В этом случае, если протоны совершают малые вертикальные колебания, работа силы трения будет положительной на части периода колебаний, когда протоны движутся по направлению общей электронной скорости, и отрицательной при движении в противоположном направлении. При этом положительная работа будет совершаться при меньшей, чем \bar{v}_e , относительной протон-электронной скорости, а отрицательная — при большей, и поэтому полная работа за период будет положительной (ведь при $|v_e - v_p| \gg \Delta v_e$ сила трения падает с ростом относительной скорости). Следовательно, амплитуда вертикальных колебаний протонов будет нарастать — эти колебания станут под действием электронного пучка неустойчивыми. Колебания будут увеличиваться до тех пор, пока амплитуда колебаний поперечной скорости протона не сравняется с \bar{v}_e .

Заметим, что это, казалось бы, только вредное явление можно использовать для ускорения затухания больших амплитуд колебаний протонов (по крайней мере, если эти колебания строго одномерны). Дело в том, что скорость затухания колебаний протонов к описанному новому равновесному движению может быть гораздо больше скорости затухания протонов с такой амплитудой при электронном пучке, движущемся параллельно равновесной орбите протонов. Тогда, уменьшая общий угол электронов максимально быстро, чтобы только протоны успевали затухать к (меняющейся) равновесной амплитуде, можно гораздо быстрее погасить первоначально большие колебания протонов. Этот прием может оказаться полезным, например, при накоплении антипротонов.

г) При обсуждении трения, испытываемого протонами при движении в сопутствующем электронном потоке, мы ограничивались простейшими ситуациями. Существенное влияние может оказывать, в частности, то обстоятельство, что взаимодействие протонов с электронами происходит в продольном магнитном поле. Для реальных ситуаций размер ларморовского «кружка», соответствующего «тепловым» поперечным скоростям электронов, оказывается порядка десятков микрон и даже меньше, что на несколько порядков меньше поперечных размеров электронных пучков. Поэтому существует значительная область прицельных параметров (соответствующий кулоновский логарифм около 3—5), для которых электроны оказываются «замагниченными» и не могут сдвигаться перпендикулярно к направлению магнитного поля. Соответственно, часть поперечной силы трения, обязанная этим столкновениям, не убывает линейно с уменьшением протонной скорости, когда та становится меньше разброса поперечных элект-

ронных скоростей, а продолжает быстро расти до тех пор, пока протонная скорость не сравняется с характерными продольными электронными скоростями. При потенциальном ускорении электронов разброс их продольных скоростей быстро падает (см. (1.1)), а потому эффективная поперечная сила трения может оказаться гораздо больше рассчитанной по первоначальным формулам (2.1, 2.2). Средняя продольная сила также возрастает, хотя при движении протона строго вдоль силовой линии магнитного поля вклад этой области прицельных параметров в продольную силу трения резко уменьшается, так как в этом случае «заманчивенность» электронов препятствует передаче энергии протона электронам.

В детальном расчете силы трения приходится учитывать и конечность времени взаимодействия, ограниченного временем пролета протоном участка охлаждения, и влияние взаимодействия между электронами, приводящее к эффектам типа неустановившегося дебаевского экранирования, и многие другие факторы.

д) Кроме трения, протоны, движущиеся в электронном потоке, испытывают случайные толчки, приводящие к диффузионному нарастанию квадратичного отклонения импульса протона $(\Delta p)^2$ от первоначального значения $p = Mv_p$. При расчете средней скорости нарастания можно пренебречь изменением движения электронов и рассматривать этот диффузионный процесс как многократное рассеяние протонов, движущихся со скоростью v_p относительно случайно расположенных кулоновских центров с плотностью n'_e . При этом, если электроны покоятся, то

$$\frac{d(\Delta p)^2}{dt} = \frac{8\pi e^4 n'_e L_C}{v_p}.$$

Полное диффузионное воздействие электронного пучка получается усреднением по функции распределения $f(v_e)$:

$$\frac{d(\Delta p)^2}{dt} = 8\pi e^4 n'_e L_C \int \frac{f(v_e)}{|v_p - v_e|} d^3 v_e.$$

Переходя к приращению кинетической энергии протона $E = p^2/2M$, получим

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4\pi e^4 n'_e L_C}{M} \int \frac{f(v_e)}{|v_p - v_e|} d^3 v_e. \quad (2.7)$$

Такой диффузионный процесс ограничивает предельный разброс скоростей, до которого охлаждается протонный пучок. Этот предел соответствует равенству (по модулю) средней мощности трения $\overline{F}_j v_p$ и средней скорости диффузионного увеличения энергии (2.3). Для области $v_p \ll v_e^T$, а именно такой случай в простых ситуациях соответствует предельному охлаждению, получим

$$\frac{4\pi e^4 n'_e L_C}{M} \left\langle \frac{1}{v_e} \right\rangle = \frac{4\pi e^4 n'_e L_C}{m} \frac{(v_p^2)_{уст}}{(v_e^T)^2} \left\langle \frac{1}{v_e} \right\rangle,$$

откуда

$$(v_p)_{уст} = \sqrt{\frac{m}{M}} v_e^T. \quad (2.8)$$

То есть в этом простейшем случае равновесное состояние соответствует термодинамическому равновесию, когда равны температуры, или средние кинетические энергии, протонов и электронов.

Конечно, многократное кулоновское рассеяние на электронах охлаждающего пучка является не единственным диффузионным процессом,

препятствующим охлаждению протонного пучка. Сильное влияние могут оказывать многократное рассеяние на остаточном газе, нерегулярные флуктуации плотности электронного пучка, шумы высокочастотной системы (для случая сгруппированного протонного пучка), пульсации магнитного поля и другие «диффузионные» возмущения^{2,3}.

е) Совершенно другим эффектом взаимодействия с охлаждающим электронным пучком, существенным только для положительных охлаждаемых частиц — протонов, ионов, — является захват электронов в связанные состояния (рекомбинация) — процесс, приводящий к образованию быстрых нейтральных атомов водорода или ионов с уменьшенным на единицу зарядом.

Главным видом рекомбинации при невысоких плотностях электронных потоков, применяемых сегодня, является радиационная, с излучением фотона соответствующей энергии. При этом «заселяются» в основном нижние уровни водородного атома или иона; это справедливо, по крайней мере, в пренебрежении влиянием сопровождающего магнитного поля. Образованные после рекомбинации нейтральные быстрые атомы водорода, сохраняя имеющийся в протонном пучке угловой разброс, выходят за пределы накопителя. Вероятность их развала в поворачивающем протонны магнитном поле будет в этом случае мала, если энергия протонов не слишком велика.

Время жизни протона по отношению к радиационной рекомбинации при относительных скоростях, малых по сравнению с атомными скоростями на нижних уровнях (а именно такое соотношение характерно для охлажденного пучка), пропорционально температурной электронной скорости v_e^T и сильно падает с возрастанием заряда иона:

$$\tau_{\text{рек}} \approx \frac{\gamma^2 v_c^T}{20 \alpha r_e^2 c^2 Z_i^2 \eta n_e \ln(Z_i \alpha c / v_e^T)}. \quad (2.9)$$

Время жизни по отношению к рекомбинации $\tau_{\text{рек}}$ для протонного пучка обычно на несколько порядков превышает время затухания малых колебаний, однако в случае тяжелых ионов превышение становится незначительным — ведь время охлаждения пропорционально массе иона. Поэтому можно успеть охладить пучок тяжелых ионов, но нельзя поддерживать его в «холодном» состоянии длительное время. Использование специального приема — «протонного охлаждения» — полностью устраняет это затруднение (см. выше).

При очень больших электронных и протонных плотностях основную роль в рекомбинации могут играть тройные соударения. Заселяться при этом будут в основном верхние уровни. Дальнейшая судьба таких нейтралов будет более сложной и сильно зависящей от конкретных условий.

Кроме рекомбинации — самого принципиального ограничения времени жизни положительных ионов при электронном охлаждении — частицы (уже с любым зарядом) выбывают из пучка за счет взаимодействия с атомами остаточного газа.

Без охлаждения основной процесс, обуславливающий потери, — это многократное кулоновское рассеяние на ядрах атомов остаточного газа, приводящее к постепенному возрастанию амплитуд бетатронных колебаний до предельно допустимой величины. При эффективном охлаждении этот диффузионный процесс подавляется, и остается однократное кулоновское рассеяние на ядрах (время жизни по этому процессу в несколько раз больше, чем в предыдущем случае) и ядерное взаимодействие с ними.

ж) Новые эффекты возникают при охлаждении *интенсивных* пучков тяжелых частиц. При этом даже известные «эффекты большого тока» при наличии электронного охлаждения должны анализироваться заново.

Так, при непривычно малых токах может сказываться кулоновское расталкивание между частицами пучка — ведь установившиеся размеры и энергетический разброс охлажденного пучка могут быть чрезвычайно малыми. Ослабление фокусировки из-за поперечного расталкивания может сдвинуть частоту бетатронных колебаний к опасным «машинным» резонансам и дальнейшее сжатие за счет охлаждения окажется невозможным. Компенсация такого сдвига бетатронной частоты перестройкой фокусирующей структуры накопителя оказывается, как и обычно в проблеме пространственного заряда, малоэффективной из-за сильной неодинаковости сдвига для частиц с разными амплитудами бетатронных колебаний.

Продольное расталкивание частиц пучка особенно опасно, если частота обращения в накопителе (при неизменном магнитном поле) падает с ростом их энергий («эффект отрицательной массы»). Это бывает, когда, по ускорительной терминологии, равновесная энергия накопителя становится выше «критической». Тогда возникает самопроизвольное разбиение пучка на сгустки; порог такой неустойчивости зависит от разброса частот обращения и в охлажденном пучке может быть очень низким.

Эта неустойчивость, а также поперечные и продольные неустойчивости, связанные с электромагнитным взаимодействием пучка с окружающими структурами, при достаточно малых протонных токах могут эффективно подавляться наличием трения — электронного охлаждения. Для неустойчивости пучка требуется, чтобы декременты малых колебаний были больше инкрементов всех неустойчивостей.

Но наличие сильно взаимодействующего с циркулирующим пучком интенсивного электронного пучка приводит к качественно новым эффектам, и задача когерентной устойчивости требует специального рассмотрения, которое уже начато ⁴⁻⁵. Когерентное взаимодействие интенсивного пучка тяжелых частиц с охлаждающим электронным потоком может приводить как к ускоренному затуханию когерентных колебаний пучка, что может быть эффективно использовано в борьбе с «посторонними» неустойчивостями протонного пучка, так и к новым неустойчивостям.

з) Другим эффектом, проявляющимся в интенсивном протонном пучке, особенно предельно охлажденном, становится рассеяние протонов на других протонах этого же пучка — эффект внутреннего рассеяния. Если частота обращения протонов в накопителе (при неизменном магнитном поле) растет с ростом их энергии — такая ситуация похожа на случай прямолинейного движения протонного пучка с теми же самыми характеристиками — внутреннее рассеяние ведет лишь к выравниванию температур по всем степеням свободы, что в лабораторной системе ведет к появлению продольного разброса импульсов в γ раз большего, чем поперечный разброс.

Совсем другая ситуация возникает, если частота обращения протонов в накопителе (при неизменном магнитном поле) падает с ростом энергии. Два протона, совершающие, скажем, радиальные бетатронные колебания и имеющие строго равновесную энергию, после рассеяния могут скачком изменить свои энергии (сумма их энергий, конечно, сохраняется); этим одновременно возбуждаются дополнительные радиальные бетатронные колебания и, если энергия выше «критической», результирующие бетатронные колебания будут, в среднем, больше чем начальные. Поэтому происходит не простое выравнивание температур по всем степеням свободы, а, так сказать, «самонагрев» протонного пучка, который может быть

ограничен только наличием трения, в нашем случае — электронного охлаждения.

Мы лишь затронули видимые сегодня проблемы получения электронно-охлажденных пучков тяжелых частиц с большими интенсивностями. Их изучение еще только началось.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Для первой реализации и экспериментального изучения электронного охлаждения были разработаны специальный протонный накопитель НАП-М и система, создающая на участке охлаждения электронный пучок с нужными параметрами.

а) Накопитель НАП-М выполнен как прототип накопителя антипротонов, каким он представлялся нам в 1970 г. ⁴³, отсюда и его название — Накопитель АнтиПротонов, Модель. Именно этим обстоятельством

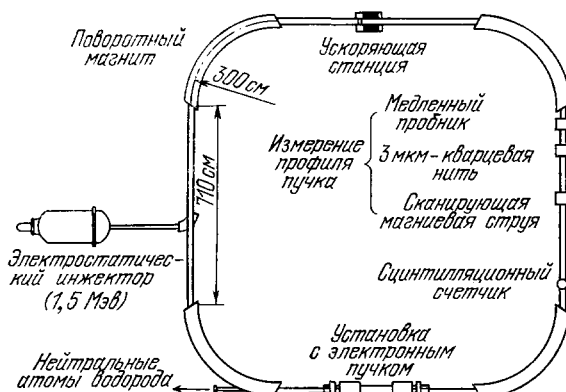


Рис. 2. Схема накопителя протонов НАП-М.



Рис. 3. Накопитель НАП-М.

объясняются и выбор общих габаритов накопителя, и его структура с очень длинными промежутками и чисто краевой фокусировкой; при этом края плоских поворотных магнитов направлены строго в центр

симметрии накопителя — для обеспечения независимости фокусировки от среднего радиуса равновесной орбиты протонов. Общая схема накопителя и его общий вид представлены на рис. 2, 3, основные параметры приведены в табл. I.

Таблица I

Основные параметры накопителя НАП-М

Энергия ускоренных частиц	— до 100 Мэв
Энергия инжекции	— 1,5 Мэв
Длина периметра	— 47 м
Число магнитов и промежутков	— по 4
Радиус кривизны	— 3 м
Длина прямолинейных промежутков	— 7,1 м
Полезная апертура в поворотных магнитах	— 4 см × 7 см
Частоты бетатронных колебаний:	Q_R — 1,2
	Q_z — 1,4
Длительность цикла ускорения	— 30 сек
Ускоряющее ВЧ напряжение (1-я гармоника)	— 10 в
Стабильность магнитного поля в процессе охлаждения	— $\pm 1 \cdot 10^{-5}$
Среднее давление остаточного газа (с включенным электронным пучком)	— $5 \cdot 10^{-10}$ тор

В одном из прямолинейных промежутков накопителя расположена установка с электронным пучком¹², схема и общий вид которой показаны на рис. 4, 5, а основные параметры приведены в табл. II.

Таблица II

Основные параметры системы электронного охлаждения

Длина участка охлаждения	— 1 м
Энергия электронов в экспериментах	— до 50 кэв
Ток электронов	— до 1 а
Относительная поперечная скорость электронов	— $\pm 3 \cdot 10^{-3}$
Стабильность энергии	— $\pm 1 \cdot 10^{-5}$
Сопровождающее магнитное поле	— 1 кгс

Установка имеет три прямолинейных участка, в двух из которых расположены пушка и коллектор, а третий является участком охлаждения, на котором протоны движутся вместе с электронным потоком. Для формирования и транспортировки электронного пучка используется сопровождающее продольное магнитное поле, в которое погружена электронная пушка⁹. Прямолинейные части связаны между собой двумя участками с тороидальным магнитным полем, которые служат для ввода электронов на участок охлаждения и вывода из него. Центробежный дрейф в поворотах устранен наложением поперечного магнитного поля, «ведущего» электроны по траектории, кривизна которой совпадает с кривизной силовой линии продольного поля.

В установке применяется рекуперация энергии электронов, так что мощность, потребляемая высоковольтным источником, не превышает нескольких процентов от реактивной мощности пучка^{10,11}.

Рабочий цикл комплекса выглядит следующим образом. Протоны с энергией 1,5 Мэв однооборотнo инжектируются в накопитель. За 30 сек поле поднимается до нужной величины. Высокочастотная ускоряющая система обеспечивает согласованное с ростом магнитного поля увеличение энергии протонов. По достижении нужного уровня рост магнитного поля и изменение частоты ускоряющего напряжения прекращаются,

и протоны, сформированные в сгусток длиной около четверти периметра орбиты, многие сотни секунд могут «жить» в накопителе, постепенно выбывая за счет рассеяния на остаточном газе. Если желательно работать

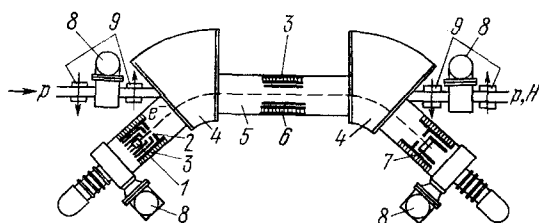


Рис. 4. Схема установки с электронным пучком.

1 — электронная пушка, 2 — аноды, 3 — соленоид, 4 — участки поворота электронного пучка, 5 — участок охлаждения, 6 — вакуумная камера, 7 — коллектор, 8 — вакуумные насосы, 9 — корректирующие магниты.

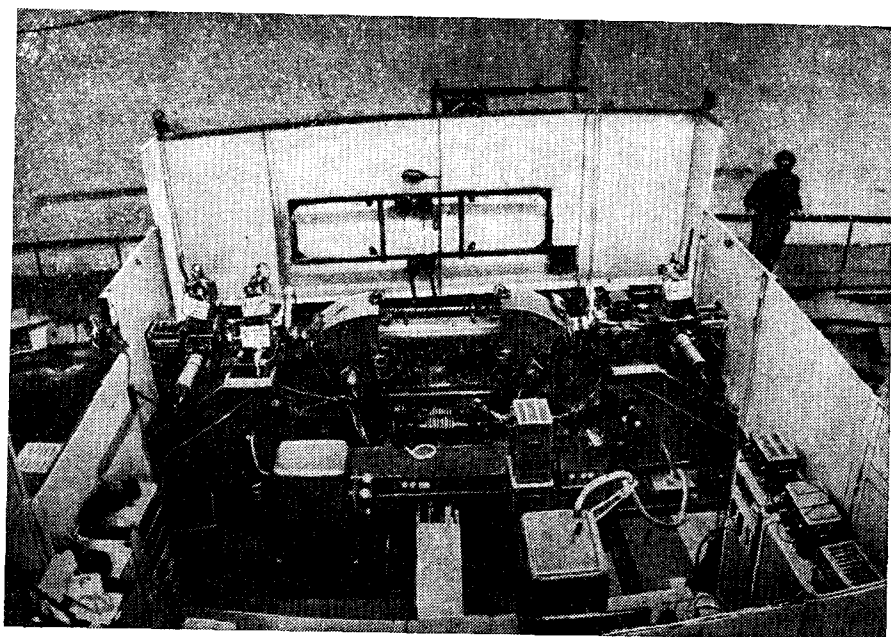


Рис. 5. Общий вид установки с электронным пучком.

с непрерывным пучком, высокочастотное напряжение снимается. После ускорения включается электронный пучок и начинается собственно процесс электронного охлаждения.

б) Экспериментальное осуществление электронного охлаждения потребовало решения ряда сложных технических проблем. Так, в накопителе с длиной вакуумной камеры около 50 м и внутренним интенсивным электронным пучком с активной мощностью в несколько киловатт поддерживается средний вакуум около $5 \cdot 10^{-10}$ тор. Стабильность магнитного поля и энергии электронов составляет $1 \cdot 10^{-5}$. Весь процесс ускорения и перехода к режиму охлаждения осуществляется автоматически с помощью ЭВМ. Эта же ЭВМ используется для съема экспериментальной информации, ее немедленной обработки, выдачи в удобном для эксперимента-

тора виде на дисплей и печатающее устройство и последующего длительного хранения.

В экспериментах по электронному охлаждению применялись разнообразные средства наблюдения — пикап-электроды (интегральные и дифференциальные) для измерения временной структуры и положения сгруппированного пучка, ферромагнитометры для измерения циркулирующего тока, «убивающие» пробники для измерения интегрального распределения по амплитудам бетатронных колебаний, быстро пересекающие пучок микронные нити с регистрацией рассеянных на апертурный угол протонов для измерения распределения плотности протонного пучка с высоким разрешением.

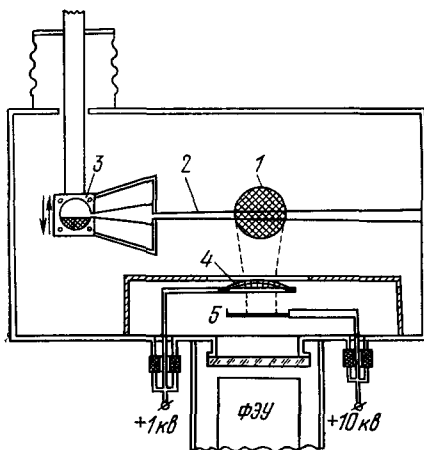


Рис. 6. Схема измерителя плотности протонного пучка (метод магниево-струйный).

1 — протонный пучок, 2 — струя магния, 3 — контейнер с магнием, 4 — собирающий электрод, 5 — люминесцентный экран.

руется фотумножителем. В экспериментах использовалась ленточная струя с поперечными размерами $0,5 \times 20 \text{ мм}^2$ (широкая сторона — вдоль направления движения протонов) и давлением паров около 10^{-6} тор . Такая струя практически не вносит дополнительного рассеяния. Горизонтальная струя может перемещаться (сканировать) по вертикали; сигнал с фотумножителя при этом пропорционален распределению плотности протонного пучка по вертикали. Аналогично, вертикальная струя позволяет получить информацию о распределении протонов по радиусу. Струи могут быть остановлены в любой точке; в этом случае можно следить за изменением плотности протонного пучка во времени.

Наблюдая за потоком быстрых атомов водорода, можно оценивать среднюю относительную скорость протонов и электронов по полному потоку таких атомов (см. 2.9) и измерять установившиеся размеры и угловой разброс в протонном пучке с очень высоким разрешением (рис. 7).

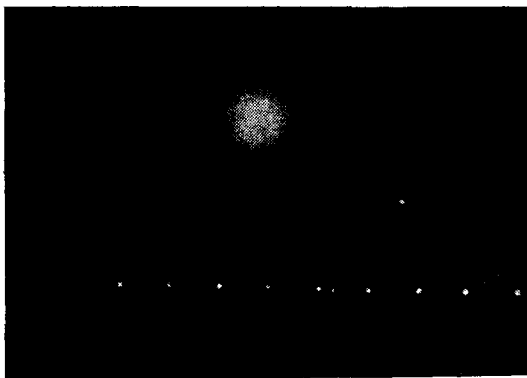


Рис. 7. Фотография ядерной фотоэмульсии, экспонированной пучком быстрых атомов водорода ($v/c = 0,35$), возникающих при рекомбинации протонного и электронного пучков на участке охлаждения.

Фотоэмульсия расположена на расстоянии 10 м от участка взаимодействия. Метки нанесены через 1 мм. Размер изображения соответствует диаметру протонного пучка $0,5 \text{ мм}$ и угловой расходимости $3 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$.

в) Нетривиальное влияние электронного пучка на движение протонов появлялось лишь при сведении средних скоростей протонов и электронов на участке охлаждения с относительной точностью лучше $1 \cdot 10^{-3}$. В экспериментах наблюдались следующие эффекты:

- затухание бетатронных колебаний;
- существование установившегося размера протонного пучка;
- уменьшение энергетического разброса в протонном пучке и увлечение (ускорение или замедление) протонов электронным потоком;
- существование в протонном пучке установившегося энергетического разброса;
- увеличение времени жизни протонного пучка.

Эти явления носят особенно простой характер при малых протонном (< 50 мка) и электронном (< 300 ма) токах и при описании экспериментов мы будем иметь в виду этот случай, лишь упоминая, что нового наблюдается при больших токах.

Если не включать электронный пучок, то после ускорения поперечные размеры протонного пучка (другими словами, амплитуды бетатронных колебаний протонов) постепенно возрастают из-за рассеяния на атомах остаточного газа. Это ясно видно по нарастанию ширины и уменьшению амплитуды сигнала от вторичных электронов, получаемого при сканировании магнитоной струей поперечного сечения камеры накопителя. Размер нарастает вплоть до апертурных ограничений (средний диаметр протонного пучка до 1,5 см). Если после этого включить электронный пучок с правильно подобранной средней скоростью, то протонный пучок сжимается до долей миллиметра, причем сначала затухают малые амплитуды и только постепенно «собираются» большие.

Измерять декремент бетатронных колебаний и выяснить соответствующие функциональные зависимости особенно удобно, остановив магнитоную струю в центре протонного пучка и наблюдая зависимость этой плотности от времени после специального удара инфлектором, возбуждающего бетатронные колебания в охлажденном пучке, одинаковые для всех протонов (рис. 8). При этом, если протонный ток мал, измеренное время охлаждения не зависит от этого тока, т. е. охлаждение идет полностью некогерентным образом, амплитуда колебаний каждого протона уменьшается независимо.

При больших протонных токах часть начальной амплитуды в некоторых режимах затухает очень быстро (меньше, чем за 10 мсек), причем доля такой когерентной потери амплитуды возрастает с ростом числа протонов. Затем бетатронные колебания теряют, по-видимому, начальную сфазированность и дальнейшее затухание идет уже независимо от протонного тока. Удаётся получить время затухания амплитуды малых бетатронных колебаний меньше 0,1 сек.

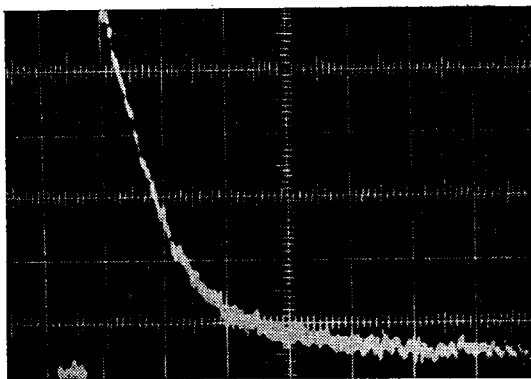


Рис. 8. Изменение по времени плотности в центре протонного пучка после удара инфлектора.

Масштаб по горизонтали 0,1 сек/см.

Затухание отклонений скорости протонов от средней продольной скорости электронов наглядно проявляется в «увлечении» протонного пучка при малом изменении энергии электронов. При этом, если, например, скачком повысить электронную энергию, энергия свободно циркулирующих протонов начнет тоже увеличиваться и протонный пучок перейдет на новую равновесную орбиту большего радиуса. Особенно яркое впечатление производит возможность ускорения протонов с помощью электронного потока при одновременном согласованном подъеме энергии электронов и магнитного поля накопителя. Таким способом удавалось поднять энергию протонов с 60 до 80 *Мэв* за 3 мин.

г) В экспериментах удалось получить очень малые установившиеся размеры протонного пучка. Наиболее уверенно и с очень хорошим разрешением поперечные размеры можно измерить по потоку быстрых атомов, образующихся при рекомбинации на участке охлаждения, регистрируя их с помощью ядерной эмульсии, установленной за тонкой фольгой на расстоянии 10 м от участка охлаждения (см. рис. 7). Пересчитанный из размера пятна на эмульсии размер протонного пучка удавалось снижать до 0,4 мм.

Разброс по энергиям в свободно-циркулирующем пучке измерялся по разбросу частот обращения. Для этого в замкнутом охлажденном протонном пучке «выбивалась» примерно половина полного азимута и измерялось время исчезновения сфазированности протонов (по исчезновению сигнала с пикап-электрода). При малых токах это время достигало 3 сек, что с учетом диффузионного характера «расплывания» сгустка при наличии сильного продольного затухания соответствует энергетическому разбросу $1 \cdot 10^{-5}$. При увеличении протонного тока этот разброс возрастает.

Итоговая эффективность электронного охлаждения хорошо характеризуется отношением начального 6-мерного фазового объема пучка, который соответствует амплитуде бетатронных колебаний 1 см и энергетическому разбросу 0,1%, к установившемуся фазовому объему при амплитуде бетатронных колебаний 0,25 мм и энергетическом разбросе $1 \cdot 10^{-5}$. Это дает возрастание фазовой плотности $1^4 \cdot 10^{-3} / (2,5 \cdot 10^{-2})^4 \cdot 10^{-5} = 2 \cdot 10^8$ раз (!).

Эффективное охлаждение, естественно, полностью исключает гибель протонов за счет многократного рассеяния на атомах остаточного газа, и время жизни определяется только прямым, однократным «выбиванием». Экспериментально наблюдаемая зависимость протонного тока от времени становится чисто экспоненциальной, а время жизни в несколько раз больше, чем без электронного охлаждения.

д) Совокупность экспериментальных зависимостей, особенно полученных в последнее время ^{25,28,29}, показывает, что процесс электронного охлаждения существенно сложнее, чем просто остывание газа протонов в холодном электронном газе. В частности, видно, что существенную роль играют протон-электронные столкновения с прицельными параметрами, большими, чем ларморовский радиус электронов. Новые эффекты проявляются и при увеличении электронного и протонного тока.

Итак, электронное охлаждение было успешно опробовано и исследовано в диапазоне энергий от 1,5 *Мэв* (энергия инжекции) до 85 *Мэв* (импульс 0,4 *Гэв/с*) как для свободно циркулирующего, так и для «сбунчиванного» протонного пучка. Наилучшие полученные к настоящему времени результаты и соответствующие экспериментальные условия приведены в табл. III.

Таблица III

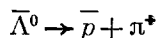
Импульс протонов	— 0,4 Гэв/с
Электронная энергия	— 45 кэв
Электронный ток	— 0,8 а
Диаметр электронного пучка	— 2 см
Доля орбиты, занимаемая участком охлаждения	— $2 \cdot 10^{-2}$
Эффективная электронная температура:	
поперечная	— 0,2 эв
продольная	— 10^{-4} эв
Продольное магнитное поле	— 1 кгс
Время затухания (малые амплитуды)	— 0,1 сек
Установившийся диаметр протонного пучка	— 0,4 мм
Установившийся угловой разброс	— $\pm 4 \cdot 10^{-5}$
Установившийся энергетический разброс	— $1 \cdot 10^{-5}$
Время жизни	— 10 часов

По-видимому, возможно и дальнейшее повышение эффективности электронного охлаждения. Во всяком случае время охлаждения может быть уменьшено в несколько раз за счет заполнения электронами большей доли орбиты протонов.

4. НАКОПЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ АНТИПРОТОНОВ

Основной целью, ради которой была предпринята разработка метода электронного охлаждения, было именно накопление интенсивных антипротонных пучков, хотя предложено оно было первоначально для сжатия пучков тяжелых частиц.

а) В соответствии с теоремой Лиувилля, без диссипативных сил нельзя добавлять новые порции антипротонов в участки фазового объема накопителя, не убирая уже присутствующих в нем частиц. Наилучшее, что можно получить при такой операции — это заполнить весь фазовый объем накопителя с плотностью, даваемой генератором антипротонов. Но достижимая сегодня фазовая плотность антипротонных пучков, получаемых как пучки вторичных частиц на протонных ускорителях, если не переходить к очень тонким и, соответственно, очень неэффективным мишеням-конверторам, далеко не обеспечивает потребности, например, установок со встречными протон-антипротонными пучками с высокой светимостью. Существует, правда, возможность принципиально неограниченного накопления антипротонов при использовании антигиперонных пучков ⁴⁴. В этом варианте пучок, скажем, $\bar{\Lambda}^0$ -гиперонов проходит участок накопителя по касательной к траектории и те антипротоны, которые в распаде



окажутся в подходящих точках фазового пространства накопителя (вблизи равновесной траектории с правильным по величине и направлению импульсом), остаются в накопителе. Однако эффективность такого варианта накопления (т. е. отношение числа накопленных антипротонов к числу ускоренных протонов) оказывается очень низкой и за разумные времена не обеспечивает накопления нужного числа и нужной фазовой плотности антипротонов.

Применение электронного охлаждения позволяет решить эту задачу. Это было показано в новосибирском проекте встречных протон-антипротонных пучков ⁴³, и в появившихся в последнее время протон-антипротонных проектах для ускорительно-накопительного комплекса

в Серпухове (предложение ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск ⁴⁵), в ЦЕРНе ⁴⁶ и Национальной лаборатории им. Ферми, США ⁴⁷.

б) Рассмотрим несколько подробнее основные характеристики рождающихся пучков антипротонов.

Отношение полного числа рождающихся антипротонов к числу падающих протонов при энергиях протонов много выше пороговой, которая для случая протонной мишени составляет $6,5 \text{ Гэв}$, возрастает от $3 \cdot 10^{-3}$ при 20 Гэв до $0,1$ при 1000 Гэв (рис. 9). В принципе, возможно использование ядерного каскада, когда на каждом этапе из общего потока выводятся антибарионы с малой энергией (ниже $10\text{--}20 \text{ Гэв}$), чем предотвращается их ядерное поглощение в мишени. При этом можно довести коэффициент преобразования начальной энергии протонов в массу покоя антипротонов до уровня несколько выше, чем 10^{-3} . Однако такое полное преобразование представляется сегодня делом крайне громоздким и на первом этапе заведомо придется ограничиться бескаскадным вариантом с использованием малой доли энергетического спектра, а, может быть, и лишь небольшой доли поперечного фазового объема рожденных антипротонов.

В бескаскадном варианте при «легкой» мишени спектр антипротонов соответствует спектру «элементарного центрального акта». При этом с наибольшей вероятностью рождаются антипротоны, имеющие малые энергии в системе центра инерции столкнувшихся нуклонов, что соответствует тому, что в лабораторной системе максимум спектра антипротонов приходится на $E_{\bar{p}}^{\max} \approx \sqrt{M_p c^2 E_{\text{нач}}}$.

В области энергий антипротонов, существенно меньших $E_{\bar{p}}^{\max}$, — а именно эта область наиболее удобна для накопления антипротонов, — спектр довольно быстро спадает и при кинетической энергии около 1 Гэв оказывается сильно пониженным (рис. 10). Использование мишеней с тяжелыми ядрами несколько сдвигает антипротонный спектр в область низких энергий.

Углы рождения антипротонов определяются их импульсом p и примерно равны

$$\langle \theta^2 \rangle \approx \frac{2M_p M_{\pi} c^2}{p^2}.$$

Соответственно, эффективный фазовый объем антипротонов (одномерный) при очень малом поперечном размере исходного протонного пучка опре-

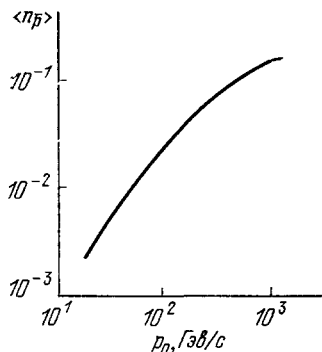


Рис. 9. Средняя множественность антипротонов на $p + \bar{p}$ -соударение в зависимости от импульса налетающего протона p_0 .

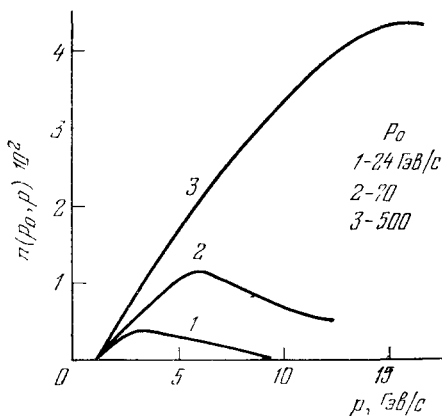


Рис. 10. Распределение импульсов антипротонов в лабораторной системе, выраженное в единицах $n(p_0, p) = (8\pi/3) M_{\pi} M_p (p/\sigma_{\text{ин}}) d^2\sigma/dp^2$ ($\sigma_{\text{ин}}$ — сечение неупругого взаимодействия протона, σ — сечение рождения антипротона) по экспериментальным данным ⁵³⁻⁶⁰ для различных значений импульса первичных протонов p_0 .

деляется длиной мишени-конвертора l_k и импульсом антипротонов:

$$\Omega_p^- \approx \frac{\pi l_k \langle \theta^2 \rangle}{2} \sim \frac{\pi l_k M_p M_\pi c^2}{\epsilon^2}$$

Максимальный выход антипротонов в простейшем случае будет получен, если использовать конвертор в виде цилиндра малого радиуса с длиной, равной длине ядерного поглощения первичных протонов $l_{яд}$. Однако получающийся при этом фазовый объем антипротонов Ω_p^- оказывается слишком большим и в практических проектах приходится ограничиваться пока использованием малой доли фазового объема рождающихся антипротонов.

Отношение полезного числа антипротонов к числу первичных протонов оказывается, таким образом, равным

$$k_p^- = n(p_0, p) \frac{\Omega_{нак} \Delta p}{\Omega_p^- p};$$

здесь $\Delta p/p$ — захватываемый накопителем антипротонов интервал импульсов, $\Omega_{нак}$ — поперечный фазовый объем, принимаемый накопителем (по одному направлению), а $n(p_0, p)$ характеризует спектр рождающихся антипротонов и зависит от импульсов первичных протонов p_0 и используемых антипротонов p (см. рис. 9.10).

Выход антипротонов, попадающих в заданный объем накопителя, можно в несколько раз увеличить, используя следующий прием. Вместо одной мишени-конвертора используется несколько коротких мишеней, между которыми помещаются очень светосильные линзы⁴⁸, передающие изображение пучка антипротонов с мишени на мишень. При этом фазовые объемы антипротонов со всех мишеней совмещаются друг с другом. Рассеяние в мишенях и короткофокусных линзах может быть сделано достаточно малым и итоговый фазовый объем антипротонов оказывается равным фазовому объему короткой одиночной мишени.

Время охлаждения антипротонов сильно возрастает с ростом их фазового объема (см. (2.5)):

$$\tau_p^- \approx \frac{0,1 (v/c)^4 \gamma^5}{r_{ep} L C \eta} \frac{e}{J_e} \frac{\bar{\Omega}_p^{5/2}}{\sqrt{\beta_0}}.$$

где J_e — ток охлаждающих электронов, β_0 — значение бета-функции накопителя на участке охлаждения (аналог фокусного расстояния фокусирующей системы). А так как число захваченных антипротонов возрастает с ростом фазового объема накопителя только линейно, то оптимальным фазовым объемом оказывается такой, при котором время охлаждения (при технически доступном электронном токе) будет равно периоду циклов инжекции, обеспечиваемых используемым ускорителем протонов.

в) Первый проект накопителя антипротонов был разработан в 1966 г. для Новосибирского проекта встречных протон-антипротонных пучков⁴⁹. В нем уже закладывалось использование электронного охлаждения. При своем полном осуществлении проект должен был обеспечить скорость накопления антипротонов около $10^6 \bar{p}/сек$.

После экспериментальной демонстрации возможностей электронного охлаждения резко возросла «антипротонная» активность и в других лабораториях. В последние два года разработаны проекты накопителей антипротонов для протон-антипротонных встречных для проектируемого уско-

рительно-накопительного комплекса (УНК) в Серпухове ⁴⁵, проведения протон-антипротонных экспериментов на накопителе ISR ⁴⁶, перевода

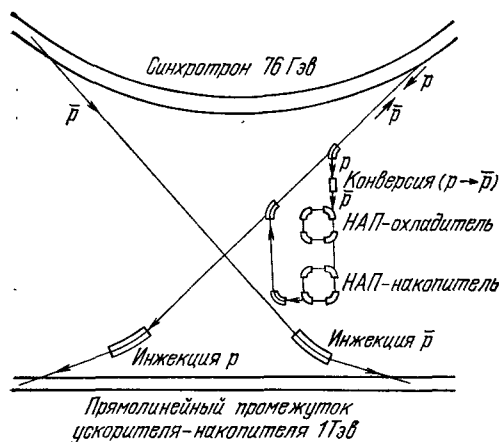


Рис. 11. Схема протон-антипротонного комплекса.

самых больших на сегодня протонных синхротронов в Национальной лаборатории им. Э. Ферми (США) и Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) в режим протон-антипротонных встречных пучков ^{47,49}.

Для примера на рис. 11 приведена схема накопления антипротонов, предложенная Институтом ядерной физики (Новосибирск) для УНК. При полных проектных параметрах эта система позволяет накапливать $10^8 \bar{p}/\text{сек}$.

Следует обратить внимание, что даже после достижения таких скоростей накопления антипротонов останется огромное поле для дальнейших улучшений и изобретательства. Ведь при начальной энергии протонов около 100 ГэВ и планируемых интенсивностях протонных синхротронов можно, в принципе, получать больше $10^{12} \bar{p}/\text{сек}$.

5. НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Основная цель настоящего обзора — привлечь внимание экспериментаторов, работающих в различных областях физики элементарных частиц и атомного ядра, к тем новым и, зачастую, принципиально новым возможностям, которые открывает применение электронного охлаждения. Для этого мы постараемся затронуть, пусть фрагментарно, самые разные области возможных приложений этого метода.

а) Эксперименты со сверхтонкими внутренними мишенями

Уже первые успехи в накоплении антипротонов позволят осуществить широкий круг новых экспериментов.

1) В самих накопителях антипротонов с электронным охлаждением можно ставить широкий круг экспериментов со «сверхтонкими» внутренними газовыми и паровыми мишенями. В режиме сверхтонкой мишени ⁵⁰ потери энергии антипротонов, флуктуации этих потерь и многократное рассеяние антипротонов на атомах мишени подавляются электронным охлаждением и время жизни антипротонов определяется только однократными взаимодействиями с мишенью. Рассеяние на остаточном газе при современном вакууме может быть сделано пренебрежимо малым. При энергиях антипротонов порядка 1 ГэВ и выше определяющим взаимодействием является ядерное с сечениями около $10^{-25} \text{ см}^2/\text{нуклон}$; при более низких энергиях более важным становится кулоновское рассеяние на угол больше апертурного (сечение «гибели» растет как $Z^2 \theta_{\text{max}}^2$). Для уменьшения сечения гибели антипротонов из-за кулоновского взаимодействия и для ослабления влияния многократного рассеяния на размеры

антипротонного пучка рационально располагать внутренние мишени в участках накопителя с резкими минимумами β -функций.

Светимость в таких экспериментах определяется скоростью накопления антипротонов $\dot{N}_{\bar{p}}$ и сечением гибели $\sigma_{\text{гиб}}$:

$$L = \frac{\dot{N}_{\bar{p}}}{\sigma_{\text{гиб}}}. \quad (5.1)$$

Таким образом, при высоких энергиях и скорости накопления $10^8 \bar{p}/\text{сек}$ светимость достигает $10^{33} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$, что достаточно для чрезвычайно широкого круга экспериментов. При этом, например, число случаев рождения недавно найденного резонанса $\bar{p}\bar{p}$ (1939) может достигать 10^6 в секунду. Проведение экспериментов в режиме сверхтонкой мишени облегчается полной «растянутостью» изучаемых реакций во времени и малой толщиной мишени, позволяющей регистрировать и очень медленные продукты реакций, например, ядерные осколки. Отметим, что с этой точки зрения может оказаться плодотворным использовать режим сверхтонкой мишени даже и для протонных пучков.

2) Особенно эффективно применение сверхтонких внутренних мишеней для прецизионных «спектрометрических» экспериментов ⁵⁰.

Применение электронного охлаждения позволяет получить в антипротон-протонных и антипротон-ядерных экспериментах энергетическое разрешение порядка 10^{-4} — 10^{-6} при вполне удовлетворительной светимости. Аналогичные опыты с протонными пучками обеспечивают такое же высокое разрешение и светимость, сравнимую с той, которую можно получить при равном разрешении на тандем-ускорителях и «мезонных фабриках». При более высоких энергиях протонный накопитель с электронным охлаждением и сверхтонкой внутренней мишенью обеспечивает светимость спектрометрических экспериментов на много порядков более высокую, чем современные протонные ускорители.

Важным для «спектрометрических» экспериментов обстоятельством является возможность весьма точного измерения абсолютной энергии частиц известной массы в накопителе по измерению напряжения, ускоряющего охлаждающие электроны. Достижимая уже сегодня точность — лучше 10^{-5} .

3) Интересно, что для изучения антипротон-нейтронных взаимодействий оказывается возможным использование мишени свободных нейтронов (что особенно привлекательно, по-видимому, при низких энергиях). Для этой цели, скорее всего, рационально использовать мощные импульсные дейтонные ускорители с мишенью, расположенной рядом с камерой накопителя, окруженной замедлителем. Светимость при этом может быть сделана заведомо достаточной для изучения ядерных сечений, особенно процессов аннигиляции, и основной проблемой будет получение нужного по фоновым условиям вакуума в районе взаимодействия при сильном нейтронном облучении.

4) Интересным приложением накопителя антипротонов с электронным охлаждением и внутренней мишенью является получение интенсивных направленных потоков антинейтронов и антигиперонов нужной энергии в перезарядных реакциях типа $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$. Скажем, при энергии 2 Гэв при оцененной выше предельной светимости можно иметь до $3 \cdot 10^4 \bar{n}/\text{сек}$ и $10^4 \bar{\Lambda}/\text{сек}$. При этом регистрация нейтрона, гиперона или продуктов его распада позволяет выделить последующие антинейтронные и антигиперонные реакции с изучаемыми мишенями из общего фона вторичных реакций.

б) Ускорение накопленных антипротонов

Новые экспериментальные возможности откроются, если в части циклов основного протонного синхротрона ускорять накопленные антипротоны. При проектных скоростях накопления антипротонов, используя медленно выведенный ускоренный антипротонный пучок и существующие экспериментальные системы, можно провести детальное изучение антипротон-нуклонных и антипротон-ядерных столкновений. Высокая интенсивность антипротонного пучка, его полная чистота и чрезвычайно малый фазовый объем позволят получить нужную информацию с сегодняшней «протонной» точностью во всем диапазоне энергий от нескольких $Mэв$ до предельной энергии основного ускорителя.

Кроме того, можно будет получить хорошо коллимированные пучки четко «помеченных» антинейтронов и антигиперонов с высокой энергией и заметной интенсивностью.

в) Непрерывно охлаждаемые встречные пучки

Своеобразные возможности открываются в изучении протон-антипротонных взаимодействий при осуществлении экспериментов со встречными непрерывно охлаждаемыми пучками в области энергий $< 10 Гэв$ в каждом пучке. Одновременное охлаждение встречных пучков возможно даже в одной дорожке — ведь поток электронов, охлаждающий, скажем, протоны, движется навстречу антипротонам и поэтому их взаимные столкновения никак не возмущают антипротонный пучок. Такая постановка эксперимента, по сравнению с вариантом сверхтонкой мишени, может оказаться интересной, если требуется полностью устранить ненужные взаимодействия с электронами мишени и (или) получить предельную монохроматичность.

В частности, возможно исследование ψ -мезонов с разрешением много лучшим их собственной ширины, что недоступно даже современным экспериментам на электрон-позитронных встречных пучках. Конечно, лишь очень малая доля всех атомов протон-антипротонной аннигиляции будет идти через ψ -мезоны даже в их максимуме. Поэтому рационально регистрировать лептонные моды распада

$$\bar{p}p \rightarrow \psi \rightarrow \begin{cases} e^+e^-, \\ \mu^+\mu^-. \end{cases}$$

Сечения таких процессов точно в резонансном максимуме составляют порядка 100 нб . В специализированном накопителе с сильной фокусировкой в месте встречи можно получить десятки тысяч таких событий в сутки.

Обратим внимание, что в протон-антипротонных столкновениях можно прямо получать узкие состояния типа ψ -мезонных с менее строгими ограничениями по квантовым числам по сравнению с электрон-позитронными встречными пучками, где квантовые числа такого состояния должны быть равны фотонным. Особенно легко будет выделять состояния, имеющие заметные вероятности не чисто адронных распадов. Примером такого типа мезона может служить χ (2750), распадающийся на два γ -кванта.

г) Предельно низкие энергии

Совершенно новые возможности появляются в изучении антипротон-протонных (и антипротон-ядерных) взаимодействий при предельно низких энергиях. Накопленные антипротоны можно в синхротронном режиме затормозить до энергии порядка $1 Mэв$ и затем дополнительно охладить.

Иногда может оказаться более удобным тормозить накопленные и непрерывно охлаждаемые антипротоны, понижая согласованным образом магнитное поле накопителя и энергию охлаждающих электронов. Минимальная энергия определяется эффектами кулоновского расталкивания в антипротонном пучке при нужной интенсивности.

1) Существует несколько возможностей перехода к экспериментам на совсем низких энергиях. Простейший вариант — выпустить антипротоны, затормозить их электрическим полем до нужных (вплоть до энергетического разброса в антипротонном пучке) энергий и направить их на мишень, выполненную в виде газовой струи. Возможен и такой несколько экзотический вариант: в одном из промежутков на малом участке с минимумом β -функций можно понизить электростатический потенциал, так чтобы антипротоны затормозились до нужной энергии, прошли сквозь мишень, а затем снова ускорились до энергии накопителя. Конечно, вклады участков торможения, равномерного движения в районе мишени и ускорения должны быть учтены в фокусирующей структуре накопителя. При этом в качестве сверхтонкой мишени для аннигиляционных экспериментов с очень медленными антипротонами возможно использование как газовых, так и ионных пучков столь же низкой энергии.

2) Изучить взаимодействие антипротонов и протонов (ядер) при совсем низкой энергии можно, используя два накопителя с общим прямолинейным участком, в котором непрерывно охлаждаемые антипротоны и протоны движутся параллельно друг другу с близкими или даже равными средними скоростями. В последнем случае за счет радиационной рекомбинации возможно образование довольно значительного потока атомов протония — электромагнитно связанных состояний протона и антипротона. Но самым интересным вариантом проведения экспериментов при совсем низких энергиях, позволяющим наиболее полно изучить антипротон-протонные связанные состояния, кажется следующий. Вдоль одного из прямолинейных промежутков накопителя, в котором движется охлажденный пучок антипротонов с энергией порядка 1 Мэв , параллельно антипротонам пропускается пучок атомов водорода с той же самой (или очень близкой) средней скоростью и малым разбросом. Нужные пучки умеют получать уже сейчас, «обдирая» ускоренные отрицательные ионы водорода, например, с помощью лазера.

Заметим, что в некоторых случаях может оказаться полезным получать поток нейтральных атомов водорода за счет нейтрализации протонного пучка в специальном накопителе, в частности, и за счет радиационной рекомбинации с охлаждающими электронами. «Отработавшие» атомы водорода после пролета области взаимодействия с антипротонами могут быть захвачены отрывом электрона в дополнительный накопитель с электронным охлаждением, с последующим переводом протонного пучка обратно в первый протонный накопитель.

3) Если при столкновении антипротона с атомом водорода кинетическая энергия в их системе центра инерции меньше энергии электрона, то сечение образования протония будет близко к геометрическому сечению водородного атома. При этом электрон улетает, унося избыток энергии (близкий к средней кинетической энергии электрона в атоме). Заселяться в таких условиях будут в основном высоковозбужденные уровни протония с главными квантовыми числами порядка $\sqrt{M/2m}$, причем будут велики, в среднем, и орбитальные квантовые числа. Особенно велика будет доля состояний с высоким моментом, если начальная относительная энергия атома и антипротона близка к энергии ионизации атома водорода; для этого следует ввести соответствующую разность средних скоростей атомного и антипротонного пучка.

4) Время жизни столь высоковозбужденных и с большими моментами состояний протония по отношению к аннигиляции оказывается очень большим; аннигиляция эффективно идет только из состояний с орбитальными числами не больше 1. Переходы в эти состояния происходят за счет излучения фотонов. Время переходов оказывается больше 10^{-8} сек и протоний успевает пройти расстояние в десятки сантиметров, так что можно пространственно разделить поток этих «атомов» и антипротонный пучок. Все это позволяет изучать дальнейшую судьбу протония в наиболее чистых и определенных условиях. Так, регистрируя рентгеновский каскад радиационных переходов на совпадения с аннигиляционными квантами и мезонами, можно выделить аннигиляцию из состояний с ненулевыми моментами, что весьма трудно осуществить при другой постановке экспериментов.

Аналогично можно изучать и антипротон-дейтонные связанные состояния.

д) Антиатомы

Используя накопленные антипротоны, можно получить пучок атомов антиводорода. Для этого нужно в одном из промежутков накопителя сквозь электронно-охлаждаемый пучок антипротонов пропустить параллельный ему пучок холодных позитронов с той же самой средней скоростью. За счет радиационной рекомбинации можно основную долю антипротонов перевести в антиводород. Ведь на НАП-М без специальных усилий 10% протонов переходят в пучок быстрых атомов.

Пучок антиатомов можно использовать, например, для весьма прецизионного сравнения свойств водородных и антиводородных атомов. Наиболее точные данные можно получить, по-видимому, в экспериментах по интерференции состояний⁵¹, которые по чувствительности к возможным различиям свойств вещества и антивещества эквивалентны измерениям лэмбовского сдвига.

Описанным способом можно получить пучки антиатомов очень низкой энергии, что дает надежду накапливать нейтральный антиводород в специальных циклических магнитных системах, воздействуя на антиатомы через магнитный момент позитрона.

е) Поляризационные эксперименты

1) Важной возможностью, предоставляемой накопителями антипротонов с электронным охлаждением, является получение поляризованных пучков антипротонов. Основным вариантом сегодня следует считать использование для этой цели взаимодействия накопленного антипротонного пучка с поляризованными сверхтонкими атомарными водородными мишенями. По имеющимся данным еще трудно выбрать оптимальные условия, позволяющие получить хорошую степень поляризации при возможно меньших потерях интенсивности антипротонов.

Одна из возможных схем — использование взаимодействия с продольно-поляризованными протонами на участке накопителя, где продольная поляризация антипротонов является устойчивой⁵²⁻⁵⁴. При этом используется различие в полных сечениях взаимодействия антипротонов и протонов с разными относительными спиральностями. Оценки для протонного пучка показывают, что таким способом для протонов в районе возбуждения резонанса Δ^{++} (оптимальный импульс протона в накопителе около $1,4$ Гэв/с) можно получить степень поляризации порядка 50% с потерей по интенсивности в 30 раз. Для антипротон-протонных взаимодействий спектр резонансов гораздо богаче и, быть может, удастся полу-

чать поляризованные антипротонные пучки с еще меньшей потерей интенсивности.

2) Совсем другим вариантом является рассеяние выпущенного охлажденного пучка антипротонов на поляризованной протонной или ядерной мишени, собирание определенным образом рассеявшихся антипротонов и последующая их инжекция в накопитель с электронным охлаждением. Для получения нужной степени поляризации, по-видимому, придется проводить несколько таких циклов.

3) Возможная скорость «производства» поляризованных антипротонов, таким образом, будет в 10—100 раз меньше числа первоначально накапливаемых (в секунду) антипротонов. Но и этот уровень достаточен для проведения очень широкого класса поляризационных экспериментов с антипротонами. Так, в антипротонном накопителе с электронным охлаждением при использовании лучших поляризованных газовых протонных и дейтонных мишеней (толщиной до 10^{12} p/cm^2) может быть получена светимость до 10^{29} и даже 10^{30} $см^{-2}сек^{-1}$. Кроме того, поляризованные антипротоны могут быть ускорены в основном ускорителе и использованы в экспериментах обычного типа. Очень привлекательна также возможность проведения поляризационных протон-антипротонных экспериментов на встречных пучках, что станет возможным при реализации полной скорости накопления антипротонов, которая предполагается в современных проектах.

4) Поляризационные эксперименты в накопителях с электронным охлаждением имеет смысл ставить не только с антипротонными пучками. Этот метод является адекватным и для экспериментов с поляризованными протонами и дейтонами. Только получать поляризованные пучки надо, конечно, прямо накапливая ускоренные поляризованные частицы. Полученные сегодня пучки ускоренных поляризованных протонов и существующие поляризованные газовые мишени позволяют иметь светимость не менее 10^{30} $см^{-2}сек^{-1}$ в весьма чистых условиях.

Заметим, что сегодня уже видны системы с применением электронного охлаждения, которые могут позволить поднять интенсивность пучков ускоренных поляризованных протонов до уровня существующих протонных пучков ускорителей на высокие энергии.

ж) Антидейтоны

1) Применение электронного охлаждения открывает возможность накопления и совершенно чистых пучков антидейтонов. Скорость накопления таких пучков составит 10^{-4} от скорости накопления антипротонов. Это позволит иметь — в режиме сверхтонкой дейтонной мишени — светимость до 10^{29} $см^{-2}сек^{-1}$, что дает возможность довольно детально изучить сильные нейтрон-антинейтронные взаимодействия, включая и аннигиляционные процессы. Для выделения этих взаимодействий нужно регистрировать почти сохраняющие свое движение антипротоны и отбирать события с нулевым суммарным зарядом остальных конечных частиц или регистрировать и остающийся после развала дейтона низкоэнергичный протон.

При низких энергиях может оказаться интересным исследование взаимодействий антидейтонов со сложными ядрами, включая изучение связанных антидейтон-ядерных состояний.

Не исключено, что накопленного числа антидейтонов хватит для изучения аналогичных процессов при предельно высоких энергиях на встречных дейтон-антидейтонных пучках. Выделять нейтрон-антинейтронные события можно по остающимся почти невозмущенными протонам и антипротонам.

2) Процесс накопления и очистки антидейтонных пучков может выглядеть следующим образом. При инжекции в накопитель пучка отрицательных вторичных частиц будут захвачены мезоны, антипротоны, гипероны, антигипероны и антидейтоны с импульсом, соответствующим магнитному полю и радиусу накопителя. Все мезоны и гипероны быстро распадутся и останутся антипротоны и, в качестве малой примеси, антидейтоны. Если скорость электронного пучка выбрана равной средней скорости антидейтонов, которая из-за большей массы дейтонов намного меньше скорости антипротонов, то антидейтонный пучок будет эффективно охлаждаться; в то же время влияние электронного пучка на антипротоны будет пренебрежимо мало. Если после охлаждения согласованно изменить энергию электронов и магнитное поле накопителя, то антидейтоны соответственным образом изменят свою энергию (описанный выше эффект увлечения), а антипротоны, сохраняя начальную энергию, изменят радиус орбиты, выйдут за пределы апертуры накопителя и погибнут. После проведения нужного числа циклов будет получен сравнительно интенсивный и абсолютно чистый пучок антидейтонов.

В принципе точно так же можно накопить и чистые пучки ядер антитрития и антигелия-три, только их интенсивность будет еще на 4 порядка ниже.

з) Эксперименты с ионными пучками

1) Электронное охлаждение открывает интересные перспективы перед экспериментами с накопленными ионами. Основным вариантом таких экспериментов будет, по-видимому, работа в режиме сверхтонкой мишени. Преимуществом такой постановки эксперимента будет возможность прецизионных экспериментов с использованием высокой монохроматичности охлажденного пучка и доступность для регистрации и анализа всех продуктов реакции, в том числе и медленных сильноионизирующих осколков. Становится возможным, в частности, прецизионное изучение квазимолекулярных состояний ядер.

Применение электронного охлаждения особенно существенно для экспериментов с трудно-получаемыми ионами, главным образом тяжелыми. При этом удобным оказывается то обстоятельство, что в накопителе с электронным охлаждением осуществляется идеальная сепарация изотопов, что делает возможной работу с самыми редкими изотопами в абсолютно чистых условиях.

Описанный режим сверхтонкой мишени значительно обогащает возможности эксперимента по взаимодействию ядер, особенно тяжелых, при энергиях от единиц *Мэв* до единиц *Гэв* на нуклон.

2) Но совсем необычные возможности возникают при использовании режима, когда оба пучка состоят из накопленных непрерывно охлаждаемых лишенных электронных оболочек ядер нужного сорта. При этом, в частности, совсем бесфоновыми становятся и реакции с испусканием ядерных гамма-квантов. Именно так может быть удобно исследовать процессы кулоновского возбуждения и изучать квантовую электродинамику в критических и «закритических» электрических полях сверхтяжелых составных ядер.

Если же составное ядро, образующееся при столкновении исходных ядер, может иметь долгоживущие состояния (с временем жизни более 10^{-8} сек), полезно перейти к режиму, так сказать, «поперечных» пучков. В этом случае два накопителя имеют орбиты, пересекающиеся, например, под углом 90° . Для этого центры накопителей могут быть раздвинуты на длину, сравнимую с их средним радиусом. Составное ядро будет иметь

импульс, равный сумме импульсов исходных ядер, и за время порядка 10^{-8} сек покинет область взаимодействующих пучков (при необходимости это время может быть сделано еще меньше). Такой режим особенно интересен при изучении сверхтяжелых ($Z > 100$) ядер и дает возможность получить как детальную информацию о всех таких ядрах, так и найти их долгоживущие изотопы, что может рассматриваться как обнаружение новых элементов. При необходимости, такие ядра могут быть заторможены в легком веществе, «снабжены» электронными оболочками, и этих кандидатов в новые сверхтяжелые элементы возможно подвергнуть всем процедурам химического контроля. Светимость таких экспериментов будет заведомо достаточной для изучения процессов, идущих со стандартными ядерными сечениями.

Не исключено, что охлаждаемый пучок «голых» тяжелых ионов окажется интересным использовать в качестве внутренней мишени электронных (позитронных) накопителей.

3) При работе с тяжелыми ионами осложняющим обстоятельством является ускорение потери ионов из-за радиационной рекомбинации с охлаждающими электронами. Ведь и время жизни по отношению к радиационной рекомбинации и время охлаждения обратно пропорциональны квадрату заряда иона, но время охлаждения, кроме того, пропорционально массе иона. Так что для самых тяжелых ионов можно успеть охладить ионы, но нельзя удерживать их охлажденными длительное время (много дольше времени охлаждения). В несколько раз можно улучшить это соотношение за счет использования замагниченного режима электронного пучка ⁷. Ведь в этом случае скорость охлаждения определяется относительными скоростями ионов или разбросом продольных электронных скоростей, а большие поперечные электронные скорости почти не влияют на процесс охлаждения. В то же время скорость рекомбинации определяется, в основном, максимальными относительными скоростями, и влияние магнитного поля должно быть слабее.

Для неограниченно длительного удержания охлаждаемых ионов, что может быть интересно, скажем, при изучении радиоактивного распада тяжелых ядер, лишенных электронных оболочек, можно использовать *протонное охлаждение*. Для этого накопитель ионов дополняется накопителем протонов с общим для обоих накопителей прямолинейным участком. Средние скорости протонов и ионов нужно сделать одинаковыми. Низкая температура протонов должна поддерживаться электронным охлаждением. При заданной температуре и плотности тока охлаждающих частиц время охлаждения пропорционально $AZ^{-2}M_{ох}^{-1/2}$, где A и Z — атомный вес и заряд ионов, $M_{ох}$ — масса охлаждающих частиц, так что эффективность такого охлаждения практически может быть вполне удовлетворительной.

Можно получить охлаждаемые пучки и ионов, лишь частично лишенных электронных оболочек, и отрицательных ионов, и даже молекулярных ионов. Не исключено, что такие пучки могут оказаться полезными для некоторых экспериментов.

и) Встречные протон-антипротонные пучки на предельно высокие энергии

Но самым главным, самым волнующим из ближайших приложений метода электронного охлаждения и сегодня остается использование его для осуществления экспериментов со встречными протон-антипротонными пучками на предельно высокие энергии.

1) Одной из главных проблем при проведении этих экспериментов является получение высокой светимости. Предельная возможная свети-

мость определяется средней скоростью накопления антипротонов и равна при этих энергиях (см. (5.1))

$$L_{\text{пред}} = \frac{\dot{N}_{\bar{p}}}{\sigma_{\text{гиб}}} . \quad (5.2)$$

Это дает для проектируемых сегодня скоростей накопления 10^6 — 10^8 $\bar{p}/\text{сек}$ светимость соответственно 10^{31} — 10^{33} $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$. Конечно, реализация светимостей, близких к этим предельным, накладывает серьезные требования на накопитель, в котором осуществляются $p\bar{p}$ -столкновения. Рассмотрим главные из них для случая однопорожечного накопителя. Именно такой вариант будет осуществлен первым, так как наиболее близкие к осуществлению протон-антипротонные проекты на сверхвысокие энергии предполагают использование работающих или строящихся протонных синхротронов с переводом их в накопительный режим (SPS в Европейском центре ядерных исследований, и ускорители Национальной лаборатории им. Ферми). Для достижения максимальной светимости в таком случае нужно работать с короткими сгустками встречающихся частиц, чтобы все взаимодействие между ними было локализовано в участках, просматриваемых регистрирующей аппаратурой. Суммарная по всем участкам встречи светимость определяется числом частиц N_p и $N_{\bar{p}}$, площадью поперечного сечения пучков в местах встречи S и частотой обращения в накопителе f :

$$L_{\Sigma} = \frac{N_p N_{\bar{p}}}{S} f . \quad (5.3)$$

При использовании электронного охлаждения размер пучков будет определяться только эффектами встречи (искажением движения частиц полем встречного пучка) и становится рациональным работать с равным числом встречающихся частиц $N_p = N_{\bar{p}} = N$. Это число не может быть больше, чем

$$N_{\text{max}} \approx \frac{\gamma \Delta v}{r_p} \Omega , \quad (5.4)$$

где Ω — одномерный фазовый объем накопителя (адмитанс), r_p — классический радиус протона, γ — релятивистский фактор частиц, Δv — допустимый сдвиг частоты бетатронных колебаний, не приводящий еще к их нелинейной раскачке. Допустимый сдвиг составляет величину от 0,1 до 0,001 в зависимости от времени затухания или существования пучков, выбранной магнитной системы и тщательности ее настройки. Заметим, что если ускорение частиц производится в самом накопителе, то орбиты встречных пучков должны быть на низких энергиях разведены для предотвращения их гибели из-за эффектов встречи. При этом число частиц в каждом из встречающихся пучков в однопорожечном накопителе может быть не больше N_{max} .

Соответственно максимальная возможная светимость накопителя будет равна

$$L_{\text{max}} = \frac{\gamma^2 (\Delta v)^2 f}{r_p^2} \frac{\Omega}{\beta_0} , \quad (5.5)$$

где β_0 — значение бета-функции накопителя (аналог фокусного расстояния) в месте встречи.

Фазовый объем Ω составляет для упоминавшихся крупнейших протонных синхротронов величину порядка 10^{-4} $\text{см} \cdot \text{рад}$, частота встреч

$f_2 = 5 \cdot 10^4$ гц, а Δv вряд ли удастся сделать лучше 10^{-2} . Для полного использования возможных средних скоростей накопления антипротонов и, соответственно, получения указанных светимостей (10^{31} — 10^{33} $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$) придется переходить к весьма сильной фокусировке в месте встречи со значениями β_0 меньше 1 м. При этом и длина сгустка протонов (антипротонов) должна быть тоже меньше 1 м.

Задача получения таких коротких и долго существующих сгустков далеко не проста, и потребует для своего решения тщательного подавления шумов магнитного поля и ускоряющего напряжения, хороших систем обратной связи для подавления возможных когерентных колебаний сгустков и, по-видимому, перехода на короткие длины волн при высоких значениях ускоряющего напряжения.

Если полученная скорость накопления антипротонов обеспечивает светимость (см. (5.2)) более высокую, чем та, что может быть получена в однопорожечном накопителе (см. формулу (5.5)), становится полезным перейти к накопителю с двумя независимыми дорожками (как в случае протон-протонных встречных). Предельная светимость такого двухдорожечного накопителя может быть существенно повышена за счет заполнения сгустками всего периметра накопителей, причем эти сгустки должны встречаться только на специальных участках с малым значением бета-функций, просматриваемых регистрирующей аппаратурой.

2) В первые годы после сообщения о первом проекте встречных протон-антипротонных пучков (проект ВАПП-НАП, Новосибирск),⁴³ протон-антипротонные эксперименты при предельно высоких энергиях рассматривались многими лишь как чрезвычайно усложненное дополнение протон-протонных экспериментов при тех же энергиях. Конечно, и тогда было ясно, что это дополнение является очень важным. Ведь получение достаточно полных сведений даже об общих свойствах сильного взаимодействия требует возможно более полного набора начальных состояний. Поэтому необходимы как протон-протонные, так и протон-антипротонные, а желательно, и дейтрон-антидейтронные эксперименты. Конечно, и этот набор не полон и, со временем, понадобятся встречные мезон-нуклонные и мезон-мезонные пучки. Можно показать, что светимость видимых уже сегодня вариантов таких экспериментов достаточна для изучения адронных взаимодействий, идущих с сечением порядка полного.

Имелись в виду и еще два класса экспериментов, которые специфичны именно для протон-антипротонных встречных пучков — это, во-первых, изучение адронной аннигиляции и, во-вторых, исследование двухчастичных перезарядных реакций, т. е. реакций с сохранением барионного заряда каждой из сталкивающихся частиц. Сечение аннигиляции падает, по-видимому, только обратно пропорционально энергии встречных пучков и даже при энергии 2×1000 Гэв будет порядка 10^{-30} см^2 . Так что главной проблемой будет выделение аннигиляционных процессов из огромной массы событий «полного сечения». В то же время сечение процессов типа

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$$

падает (в известной сегодня области) как E^{-4} и лишь при светимости порядка 10^{32} $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ удастся получить сведения об этих процессах при энергиях выше 100 Гэв.

3) В последние годы отношение к протон-антипротонным встречным пучкам резко меняется. Кварковая модель наполняется все большим динамическим содержанием и все больше «общественное мнение» склонно считать адроны состоящими из кварков, взаимодействующих как точечные частицы. Соответственно процессы с очень большими передачами

импульса идут через взаимодействие кварков, составляющих сталкивающиеся адроны. При этом протон-протонные столкновения дают кварк-кварковые реакции, а протон-антипротонные столкновения — реакции кварк-антикварковые. В этом смысле можно сказать, что в экспериментах на встречных протон-антипротонных пучках можно получить ту же фундаментальную информацию, что и на встречных электрон-позитронных пучках той же светимости с энергией порядка одной трети от энергии барионов. Аналогично, протон-протонные встречные эквивалентны электрон-электронным. Конечно, для сильновзаимодействующих частиц, какими являются протоны и антипротоны, говорить, что они состоят только из кварков одной «поляриности», невозможно. Однако по современным нейтринным данным⁵⁵ содержание антикварков в протоне равно примерно 5% (это же и оценка содержания кварков в антипротоне). Поэтому, кварк-антикварковые взаимодействия доминируют в протон-антипротонных столкновениях, а кварк-кварковые взаимодействия дают лишь малую примесь. Для протон-протонных столкновений соотношение будет обратным. Кроме того, средняя энергия кварк-антикварковых реакций в протон-протонных столкновениях будет существенно меньше, чем в столкновениях протон-антипротонных.

Все это позволяет, скажем, изучая реакции рождения пар лептонов

$$\bar{p}p \rightarrow X + \begin{cases} e^+e^-, \\ \mu^+\mu^-, \end{cases}$$

идущих как за счет электромагнитного, так и за счет слабого взаимодействия кварков, получить принципиальной важности сведения об этих взаимодействиях при предельно высоких энергиях. В частности, если действительно существуют нейтральные промежуточные бозоны слабого взаимодействия Z^0 , они могут быть обнаружены в этих реакциях, если суммарная энергия протона и антипротона превышает массу покоя бозона в 3—6 раз. По современным оценкам, это требует энергий протон-антипротонных встречных пучков в районе $2 \times (150-500) \text{ ГэВ}$. В этом же диапазоне энергий можно будет обнаружить, если они существуют, и заряженные бозоны слабого взаимодействия W^\pm .

В подобных экспериментах возможен и поиск тяжелых лептонов.

Заметим, кроме того, что возможно и изучение реакций, в которых пара кварк-антикварк аннигилирует в пару нейтрино-антинейтрино. Факт такой реакции можно зарегистрировать по «исчезновению» значительной доли начальной энергии пары протон-антипротон (порядка одной трети), причем эта потеря будет идти почти симметрично относительно начальных частиц.

Еще более детальное исследование будет возможно, когда станут доступны эксперименты с поляризованными протон-антипротонными, а также протон-протонными и дейтонными встречными пучками. При рассматриваемых предельно высоких энергиях особенно важно^{56,57}, что имеется возможность экспериментировать с продольно поляризованными (в месте встречи) частицами^{52,61}. Электронное охлаждение позволяет решить задачу получения поляризованных антипротонных и протонных пучков нужной интенсивности.

«Кварковое» обсуждение взаимодействий протонов и антипротонов обнаруживает высокую перспективность экспериментов на встречных протон-антипротонных пучках. Но не исключено, что реальная физика взаимодействия материи и антиматерии при сверхвысоких энергиях окажется еще более интересной и совершенно неожиданной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре сделана попытка показать, насколько интересные перспективы открываются с применением электронного охлаждения. Вместе с другими вариантами охлаждения пучков тяжелых частиц этот метод дает возможность ставить качественно новые эксперименты в разнообразных областях физики элементарных частиц и атомного ядра.

Мы благодарим наших соавторов в разработке метода электронного охлаждения Я. С. Дербенева, Н. С. Диканского, И. Н. Мешкова, В. В. Пархомчука, Д. В. Пестрикова, Р. А. Салимова, Б. Н. Сухину, В. И. Куделайнена и других. Мы также благодарны В. Н. Байеру, В. Е. Балакину, Л. М. Баркову, С. Т. Беляеву, А. И. Вайнштейну, Т. А. Всеволожской, В. Г. Зелевинскому, А. С. Паташинскому, С. Г. Попову, И. Я. Протопопову, Д. Д. Рютову, В. А. Сидорову, Г. И. Сильвестрову, И. Б. Хрипловичу и другим сотрудникам Института ядерной физики за полезные дискуссии.

Институт ядерной физики СО АН СССР,
Новосибирск

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Будкер, in: *Proceedings of the Intern. Symposium on Electron and Positron Storage Rings*, Saclay, 1966, p. 11—1—4; АЭ 22, 346 (1967).
2. Я. С. Дербенев, А. Н. Скринский, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 225, Новосибирск, 1968; Part. Accelerators 8, 1 (1977).
3. Г. И. Будкер, Я. С. Дербенев, Н. С. Диканский, В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, А. Н. Скринский, в кн. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, М., «Наука», 1975, с. 300.
4. Н. С. Диканский, Д. В. Пестриков, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 76-40, Новосибирск, 1976; Доклад на V Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976.
5. Н. С. Диканский, В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 74-99, Новосибирск, 1974; ЖТФ 46, 2551 (1976).
6. В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-37, Новосибирск, 1977.
7. Я. С. Дербенев, А. Н. Скринский, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-40, Новосибирск, 1977.
8. А. И. Аренштам, И. Н. Мешков, В. Г. Пономаренко, Р. А. Салимов, А. Н. Скринский, Б. М. Смирнов, В. Г. Файнштейн, ЖТФ 41, 336 (1971).
9. В. И. Куделайнен, И. Н. Мешков, Р. А. Салимов, *ibid.*, с. 2294.
10. В. П. Гинкин, И. Н. Мешков, А. Н. Скринский, В. Г. Файнштейн, ПТЭ, № 6, 26 (1972).
11. И. Н. Мешков, Р. А. Салимов, В. Г. Файнштейн, ЖТФ 43, 1782 (1973).
12. Г. И. Будкер, В. И. Куделайнен, И. Н. Мешков, В. Г. Пономаренко, С. Г. Попов, Р. А. Салимов, А. Н. Скринский, Б. М. Смирнов, в кн. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 1, М., «Наука», 1972, с. 31.
13. В. В. Анашин, Г. И. Будкер, Н. С. Диканский, В. И. Куделайнен, А. С. Медведко, И. Н. Мешков, В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, В. Г. Пономаренко, Р. А. Салимов, А. Н. Скринский, Б. Н. Сухина, *цит. в*³ сборник, с. 304.
14. Г. И. Будкер, Н. С. Диканский, В. И. Куделайнен, И. Н. Мешков, В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, А. Н. Скринский, Б. Н. Сухина, *ibid.*, с. 309.
15. Г. И. Будкер, Я. С. Дербенев, Н. С. Диканский, В. И. Куделайнен, И. Н. Мешков, В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, А. Н. Скринский, Б. Н. Сухина, Доклад на Национальной конференции США по ускорителям заряженных частиц, Вашингтон, март 1975 г., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22 (5) (Oct. 1975); АЭ 40, 49 (1976).
16. В. В. Анашин, Н. С. Диканский, Ю. А. Королев, Л. А. Мироненко, Б. В. Смирнов, А. П. Усов, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 75-50, Новосибирск, 1975.

17. В. В. Анашин, Г. И. Будкер, А. Ф. Булушев, Н. С. Диканский, Ю. А. Королев, Н. Х. Кот, В. И. Куделайнен, В. И. Кушнир, А. А. Лившиц, И. Н. Мешков, Л. А. Мироненко, В. В. Пархомчук, В. Е. Пелеганчук, Д. В. Пестриков, В. Г. Пономаренко, А. Н. Скринский, Б. М. Смирнов, Б. Н. Сухина, А. П. Усов, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 75-75, Новосибирск, 1975; ПТЭ, 31 (1976).
18. Б. А. Баклаков, В. М. Боровиков, В. Ф. Веремеенко, М. М. Карлинер, С. П. Петров, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 75-76, Новосибирск, 1975; ПТЭ, № 4, 34 (1976).
19. В. Ф. Веремеенко, Н. С. Диканский, А. С. Калинин, М. М. Карлинер, Б. А. Лазаренко, А. А. Литвинов, А. С. Медведко, В. П. Останин, В. В. Пархомчук, Б. Н. Сухина, В. П. Черепанов, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 75-77, Новосибирск, 1975; ПТЭ, № 4, 37 (1976).
20. Ю. А. Болванов, В. И. Кононов, Э. А. Купер, А. В. Леденев, В. И. Нифонтов, А. Д. Орешков, Д. В. Пестриков, Г. С. Пискунов, В. Я. Сазанский, Б. Н. Сухина, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 75-78, Новосибирск, 1975; ПТЭ, № 4, 40 (1976).
21. Д. В. Пестриков, Б. Н. Сухина, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 75-22, Новосибирск, 1975.
22. В. И. Куделайнен, И. Н. Мешков, В. В. Пархомчук, Р. А. Салимов, А. Н. Скринский, В. Г. Файнштейн, ЖТФ 46, 1678 (1976).
23. Г. И. Будкер, Н. С. Диканский, В. И. Куделайнен, И. Н. Мешков, В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, А. Н. Скринский, Б. Н. Сухина, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 76-33, Новосибирск, 1976; Part. Accelerators 7, 197 (1976).
24. Г. И. Будкер, Я. С. Дербенев, Н. С. Диканский, И. Н. Мешков, В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, Р. А. Салимов, А. Н. Скринский, Б. Н. Сухина, в кн. Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976, с. 86.
25. Г. И. Будкер, А. Ф. Булушев, Н. С. Диканский, В. И. Кононов, В. И. Куделайнен, И. Н. Мешков, В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, А. Н. Скринский, Б. Н. Сухина, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 76-92, Новосибирск, 1976; Доклад на V Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976.
26. Г. И. Будкер, Я. С. Дербенев, Н. С. Диканский, И. Н. Мешков, В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, А. Н. Скринский, Б. Н. Сухина, CERN 77-08, pt. A, Proton Synchrotron Division, Geneva, 13 April, 1977.
27. В. И. Куделайнен, И. Н. Мешков, Р. А. Салимов, CERN 77-08, pt. B, Proton Synchrotron Division, Geneva 13 April, 1977; Препринт ИЯФ СО АН СССР № 72-70, Новосибирск, 1970.
28. Н. С. Диканский, В. И. Кононов, В. И. Куделайнен, И. Н. Мешков, В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, Б. Н. Сухина, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-69, Новосибирск, 1977; Доклад на X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Протвино, июль 1977 г.
29. Г. И. Будкер, А. Ф. Булушев, Я. С. Дербенев, Н. С. Диканский, В. И. Кононов, В. И. Куделайнен, И. Н. Мешков, В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, А. Н. Скринский, Б. Н. Сухина, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-70, Новосибирск, 1977; Доклад на X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Протвино, июль 1977 г.
30. S. van der Meer, CERN Intern. Report CERN/ISR-PO/12-31 (1972).
31. W. Schnell, CERN Intern. Report CERN/ISR-RF/72-46 (1972).
32. J. Bover, P. Bramham, H. G. Hereward, K. Hübner, W. Schnell, L. Thorndahl, in: Proc. of 9th Intern. Conference on High Energy Accelerators, SLAC, Stanford, 1974, p. 53.
33. P. Bramham, G. Garron, H. G. Hereward, K. Hübner, W. Schnell, L. Thorndahl, Nucl. Instr. and Meth. 125, 201 (1975).
34. L. Thorndahl, CERN-ISR-RF/75-55.
35. K. Hübner, K. Johnsen, G. Komtardjian, CERN-ISR-LTD/15-45 (1975).
36. D. Möhl, P. Strolin, L. Thorndahl, CERN-EP/76-04 (1976).
37. G. Garron, L. Faltin, W. Schnell, L. Thorndahl, Доклад на V Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976.
38. G. Garron, L. Faltin, W. Schnell, L. Thorndahl, CERN Intern. Report CERN-ISR-RF/77-17 (1977).

39. G. Garçon, L. Faltin, W. Schnell, L. Thorndahl, Доклад на X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Протвино, июль 1977 г.
40. S. Van der Meer, CERN Intern. Report SPS/DI/PP/44-5 (1977).
41. С. Т. Беляев, Г. И. Будкер, ДАН СССР **107**, 807 (1956).
42. Б. А. Трубников, в кн. Вопросы теории плазмы, вып. 1. М., Госатомиздат, 1963, с. 157.
43. Report of VAPP-NAP Group, in: Proc. of the 8th Intern. Conference on High-Energy Accelerators, Geneva, CERN, 1971, p. 72.
44. S. Van der Meer, CERN/ISR-PO/70-5 (1970).
45. Г. И. Будкер, Т. А. Всеволожская, Н. С. Диканский, И. Н. Мешков, В. В. Пархомчук, Г. И. Сильвестров, А. Н. Скринский, Препринт, ИЯФ СО АН СССР № 76-93, Новосибирск, 1976; Доклад на V Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976.
46. D. Möhl, L. Thorndahl (CERN, Geneva), P. Strolin (ETH, Zürich), C. I. Budker, N. Dikansky, A. N. Skrinsky (Inst. of Nucl. Physics, Novosibirsk), EP Intern. Report 76-03, CERN, Geneva, 20 Feb. 1976.
47. E. R. Gray, D. E. Johnson, F. R. Huson, F. E. Mills, L. C. Teng, G. S. Tool, P. M. McIntyre, C. Rubbia, W. B. Herrmannsfeldt, D. B. Cline, I. G. Rhodes, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-24**, 1854 (1977).
48. Б. Ф. Баянов, Г. И. Будкер, Г. С. Виллевалд, Т. А. Всеволожская, В. Н. Карасюк, Г. И. Сильвестров, А. Н. Скринский, Доклад на V Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976.
49. F. Bonaudi, S. van der Meer, P. Pore, CERN/DG-2 (1977).
50. Г. И. Будкер, Н. С. Диканский, И. Н. Мешков, В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, С. Г. Попов, А. Н. Скринский, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-71, Новосибирск, 1977; Доклад на X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Протвино, июль 1977 г.
51. Ю. Л. Соколов, ЖЭТФ **63**, 461 (1972).
52. Я. С. Дербенев, А. М. Кондратенко, А. Н. Скринский, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 2-70, Новосибирск, 1970.
53. Я. С. Дербенев, А. М. Кондратенко, А. Н. Скринский, ДАН СССР **192**, 1255 (1970).
54. Я. С. Дербенев, А. М. Кондратенко, Доклад на X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Протвино, июль 1977 г.
55. В. И. Захаров, в кн. Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, т. II, Тбилиси, 1976, В69.
56. Л. Б. Окунь, Препринт ИТЭФ-66, Москва, 1976.
57. L. B. Okun, M. B. Voloshin, Preprint ITEP-441, Moscow, 1976.
58. M. Antinucci et al., Lett. Nuovo Cimento **6**, 421 (1973).
59. U. Amaldi et al., Nucl. Phys. **B86**, 403 (1975).
60. Yu. M. Antipov et al., Phys. Lett. **B34**, 165 (1974).
F. Binon et al., *ibid.* **B30**, 506 (1969).
61. А. Н. Скринский, в кн. Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий (Тбилиси, 1976), т. 2, Дубна, ОИЯИ, 1977, с. № 86.