

МЕТОДЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

А. Н. Скринский, В. В. Пархомчук

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В статье приведен обзор основных методов охлаждения пучков заряженных частиц в накопителях и ускорителях (радиационное, ионизационное, электронное и стохастическое). Обсуждаются возможности использования этих методов при постановке экспериментов по физике элементарных частиц и атомного ядра.

In the work presented here a review is given of the methods for cooling the beams of charged particles in the accelerators and storage rings: i.e. the ionization, radiation, electron and stochastic coolings.

The possibilities for the use of these methods in the experiments in elementary particle physics and the physics of atomic nuclei are also discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В ядерной физике и физике элементарных частиц основные экспериментальные исследования связаны с использованием пучков ускоренных заряженных частиц. Почти всегда важно, чтобы эти пучки были монохроматичными и хорошо коллимированными. Для чего в сопровождающей системе, движущейся со средней скоростью частиц пучка, частицы должны иметь малые скорости, другими словами, пучок должен иметь низкую температуру. Следовательно, важно уметь «охлаждать» пучки заряженных частиц. Мы имеем в виду не адиабатическое охлаждение, связанное с «расплыванием пучка» с увеличением его размеров, а уменьшение занимаемого пучком шестимерного фазового объема в пространстве «обобщенные координаты — сопряженные импульсы», повышение его фазовой плотности. Кроме обсуждаемого, так называемого *траекторного*, пространственного охлаждения, все более важным становится и спиновое охлаждение, которое требует отдельного обсуждения.

Охлаждение пучков заряженных частиц позволяет не только сжимать и монохроматизировать их, но и вести накопление частиц, добавляя в освобождающиеся участки фазового пространства все новые порции частиц. Это особенно важно при получении интенсивных пучков вторичных частиц, в первую очередь, позитронов

и антипротонов, что имеет принципиальное значение при проведении экспериментов на встречных пучках.

Кроме того, наличие охлаждения позволяет подавлять различного рода «греющие» диффузионные процессы, такие, как многократное рассеяние на остаточном газе в экспериментах на встречных пучках и на веществе мишени при проведении экспериментов на внутренних мишенях в накопителях, и существенно ослаблять квазистохастическую часть эффектов встречи, связанных с существенно нелинейным характером воздействия на движение частиц когерентного поля встречных сгустков. При этом не только предотвращается распыливание пучка в циклических накопителях, но и существенно увеличивается его время жизни.

Добиться повышения фазовой плотности пучка нельзя 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 фазовая плотность частиц пучка есть постоянная, определяемая «начальными условиями». С помощью фокусировок и ускорения в любых комбинациях можно лишь изменить форму фазового объема пучка, но не изменить значение. Всякого рода абберации могут сильно исказить форму объема, сделать ее очень сложной и тем самым понизить эффективную фазовую плотность. Для *увеличения* плотности обязательно нужно ввести силы диссипативного характера.

Различные диффузионные процессы, частично связанные с самим принципом конкретного варианта охлаждения, а частично носящие «внешний» характер, дают некоторую мощность нагрева пучков. Баланс мощностей нагрева и охлаждения и определяет установившиеся температуры и размеры пучков.

К настоящему времени известны четыре существенно разных метода охлаждения. Наиболее освоено и плодотворно сегодня радиационное охлаждение [1—3], связанное с тем, что при движении релятивистских заряженных частиц по искривленным траекториям появляется синхротронное излучение и соответственно сила реакции излучения, направленная против полной скорости частицы. Если при этом средние потери энергии равновесных частиц компенсируются внешним источником энергии, то при правильно выбранной магнитной структуре накопителя отклонения от равновесного движения постепенно затухают. Радиационное охлаждение находит самое широкое применение при накоплении электронов и позитронов и при проведении экспериментов со встречными электрон-позитронными пучками.

Другой метод, тоже связанный с введением торможения общего движения частиц и компенсацией потерь энергии равновесными частицами, — это *ионизационное охлаждение* [4, 5]. Как ясно из самого названия, потери энергии вводятся постановкой на

пути пучка достаточно плотных мишеней. Этот метод до сих пор не разрабатывался экспериментально и не применялся, однако, как будет видно из дальнейшего, открываемые им перспективы весьма интересны.

Ионизационное охлаждение связано с передачей энергии общего движения частиц пучка электронам, содержащимся в покоящейся мишени. Если вместо электронов мишени использовать электронный пучок, движущий со средней скоростью охлаждаемых частиц, то эффективность передачи электронам энергии, связанной с отклонениями от равновесного движения, резко возрастает, и несмотря на то, что плотность электронных пучков на много порядков ниже плотности обычных мишеней и соответствует плотности остаточного газа при высоком вакууме, время такого *электронного охлаждения* может быть весьма малым. Предложенный Г. И. Будкером [6] метод электронного охлаждения хорошо разработан теоретически и исследован и освоен экспериментально [7—40]. Его применение в физике элементарных частиц и ядерной физике позволит поставить целый ряд принципиально новых и очень интересных экспериментов [63—68].

Совершенно другим по своей физической сущности является предложенный Ван-дер-Меером [45—55] метод *стохастического охлаждения*. В этом методе информация об отклонении отдельных частиц от равновесного движения получается по их электромагнитному полю с помощью пикап-электродов; радиотехнически усиленный электрический сигнал отклонения поступает на специальные пластины или магниты, частично компенсирующие породившее этот сигнал отклонение. Присутствие остальных частиц пучка и наличие в радиотехнической системе неизбежных шумов ограничивает достижимый коэффициент усиления и соответственно скорость охлаждения, а также кладет предел достижимым температурам.

1. РАДИАЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Синхротронному излучению, появляющемуся при движении заряженной релятивистской частицы по криволинейной траектории, соответствует наличие около такой частицы тормозящего электрического поля, направленного вдоль скорости частицы и локализованного в области с характерным продольным (относительно скорости) размером порядка характерной длины волны излучения. Тормозящую силу можно оценить из равенства мощности торможения и мощности, уносимой излучением, основные зависимости для которого хорошо знакомы. Мощность синхротронного излучения P_{SR} при движении частицы по участку траектории с радиусом кривизны R в перпендикулярном к скорости магнит-

ном поле H :

$$P_{SR} = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{R^2} \gamma^4; \quad (1)$$

$$P_{SR} = \frac{2}{3} \frac{e^4}{m^2 c^3} \gamma^2 H^2 = \frac{2}{3} r_0^2 c \gamma^2 H^2; \quad (2)$$

$$P_{SR} = \frac{2}{3} \frac{e^4}{m^4 c^7} E^2 H^2, \quad (3)$$

где e — заряд частицы; m — ее масса; c — скорость света; $r_0 = E/mc^2$ — классический электромагнитный радиус частицы; $\gamma = E/mc^2$ — релятивистский фактор; E — энергия частицы. Везде в формулах, где возможно, скорость частицы будем принимать равной скорости света. Синхротронное излучение сосредоточено в узком конусе около мгновенного направления скорости частицы с углом раствора порядка $1/\gamma$.

Формулы (1)—(3) написаны для случая постоянного по траектории магнитного поля. Однако (2) после усреднения $\langle H^2 \rangle$ остается справедливой и в произвольном случае, изменяется только спектр излучения. Например, при периодическом вдоль траектории изменении знака магнитного поля с пространственным периодом L_0 спектр остается «синхротронным» квазибелым с характерной длиной волны

$$\lambda_{SR} \approx \frac{R}{\gamma^3} = \frac{mc^2}{e} \frac{1}{H\gamma^2} \quad (4)$$

при L_0 много больше длины формирования излучения $R/\gamma = mc^2/(eH)$; в обратном предельном случае, когда $L_0 \ll mc^2/(eH)$, спектр излучения становится более коротковолновым, сдвигаясь в область $\lambda = L_0/2\gamma^2$ и одновременно становясь относительно более узким.

В большинстве практически интересных случаев на характерной области действия тормозящего электрического поля реакции излучения частицы R/γ^3 оказывается много других частиц. Так что на каждую частицу действует не только поле реакции собственно излучения, но и поля реакции, созданные соседними частицами. Однако если между положениями частиц нет микрокорреляций, то усредненная по времени (или ансамблю) тормозящая сила связана только с собственным (некогерентным) излучением частицы. Действительно, мгновенная мощность излучения ансамбля частиц пропорциональна $\oint (\sum E_i)^2 dS$, где интеграл берется по поверхности, охватывающей излучающую систему в волновой (дальней) зоне. Усредняя эту мощность и учитывая, что средняя по времени напряженность $\langle E_i \rangle$ в волновой зоне обязательно равна нулю, а при полностью случайных относительных положениях двух частиц $\langle E_i E_k \rangle = \langle E_i \rangle \langle E_k \rangle$ при $i \neq k$ сразу получаем, что

полная мощность в этом случае есть, в среднем, просто сумма мощностей излучения отдельных частиц. Соответственно каждая частица испытывает в среднем торможение, связанное только с собственным излучением.

Если частицы сгруппированы в сгустки длиной L_b , излучение с длинами волн $\lambda \geq L_b$ становится когерентным, а связанное с этой частью излучения тормозящее поле, действующее на каждую частицу, возрастает в число частиц раз. Однако это поле в первом приближении не сказывается на относительном движении частиц и не дает вклада в охлаждение.

Как было показано ранее, тормозящая сила реакции излучения, направленная против мгновенной скорости частицы:

$$|\mathbf{F}_R| = P_{SR}/c; \tag{5}$$

$$|\mathbf{F}_R| = \frac{2}{3} \frac{e^2}{R^2} \gamma^4; \tag{6}$$

$$|\mathbf{F}_R| = \frac{2}{3} r_0^2 \gamma^2 H^2. \tag{7}$$

Если потери энергии у равновесной частицы компенсированы (хотя бы в среднем), то на отклоненные по направлению скорости частицы будет действовать только разностная сила, направленная против локального отклонения скорости частицы и пропорциональная этому отклонению.

Обозначим z , x поперечные по отношению к локальной скорости координаты частицы относительно равновесной траектории; тогда отклонениями скорости будут производные по времени \dot{z} и \dot{x} соответственно. Значит, интересующая нас сила будет проекцией полной силы \mathbf{F}_R на соответствующую ось, равной, например, для z -направления:

$$F_R^z = -F_R \dot{z}/c = -P_{SR} \dot{z}/c^2. \tag{8}$$

Сразу видно, что эта сила носит характер силы вязкого трения для z -движения. Если пучок движется в фокусирующей структуре, то это трение должно приводить к постепенному затуханию поперечных колебаний частиц. Однако при анализе воздействия силы трения на полное движение частиц необходимо учитывать реальную динамику в полях рассматриваемого ускорителя или накопителя.

Рассмотрим циклический накопитель заряженных частиц, замкнутая, равновесная орбита в магнитных полях которого является плоской. Будем считать, что «энергетическое движение» частицы происходит под действием высокочастотной ускоряющей системы, как это имеет место в накопителях. Замкнутая орбита, частота обращения по которой точно равна или субкратна частоте ускоряющей системы, и будет равновесной орбитой, а энергия

частицы, движущейся по такой орбите, — равновесной энергией. Отклонения от равновесного движения можно представить в первом приближении в виде суперпозиции трех независимых движений. Одно движение, связанное с изменением энергии частицы, состоит в отклонении замкнутой орбиты от равновесной и происходит без внешних возмущений медленно по сравнению с периодом обращения. Два других представляют собой поперечные колебания частицы относительно равновесной орбиты с сохранением полного импульса. Поперечные колебания разложим на радиальные, происходящие в плоскости орбиты (x -колебания), и вертикальные или аксиальные, связанные с отклонениями частиц от плоскости замкнутых орбит (z -колебания).

Проще всего оценить декремент z -колебаний, так как единственным фактором, дополнительным к фокусирующим силам со стороны магнитных полей накопителя, обеспечивающим устойчивость движения частиц, является z -проекция силы реакции излучения:

$$\left. \begin{aligned} \gamma m \ddot{z} + \gamma m \omega_z^2 z &= -P_{SR} \dot{z}/c^2; \\ \ddot{z} + \dot{z} P_{SR}/E + \omega_z^2 z &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где ω_z — частота аксиальных колебаний. Отсюда сразу видно, что наличие синхротронного излучения приводит к затуханию амплитуды z -колебаний с декрементом δ_z , равным

$$\delta_z = P_{SR}/E, \quad (10)$$

а время охлаждения

$$\tau_z = \frac{E}{P_{SR}} = \frac{3}{2} T_0 \frac{R}{r_0} \gamma^{-3} = \frac{3}{2} \frac{m^4 c^7}{e^4} \frac{1}{EH^2}. \quad (11)$$

Как мы видим, время затухания есть время «высвечивания» полной энергии частицы. В практически важных сегодня случаях оно меняется от секунд до миллисекунды. Это время характерно и для затухания отклонений по остальным степеням свободы. Декременты могут существенно перераспределяться и даже менять знак, когда вместо затухания колебаний будет происходить экспоненциальное нарастание их амплитуды.

Рассмотрим затухание отклонений частиц от равновесной энергии, причем будем считать, что потери энергии на излучение компенсируются высокочастотным ускоряющим элементом, а энергетические отклонения испытывают колебания (режим автофазировки). Будем при этом считать, что набор энергии при прохождении ускоряющего элемента зависит только от времени, точнее, от фазы ускоряющего напряжения в момент прохождения, но не от энергии и связанного с ней радиального положения частицы.

Тогда очевидно, что энергетические колебания будут затухать, если потери энергии на излучение за один оборот по сравнению с потерями равновесной частицы будут возрастать при увеличении энергии частицы и соответственно убывать при ее уменьшении, т. е. знак декремента определяется знаком производной потерь на излучение за оборот по энергии частицы. Отсюда декремент энергетических колебаний будет по смыслу и размерности равен

$$\delta_E = f_0 d\Delta E/dE,$$

где ΔE — потери энергии за один оборот; f_0 — частота обращения равновесной частицы, а полная производная берется по отклонению энергии от равновесной с учетом зависимости радиального положения орбиты от энергии. Подставляя $\Delta E = P_{SR}2\pi R/c$, получаем

$$\delta_E = \frac{1}{R} \frac{d(P_{SR}R)}{dE} = \frac{P_{SR}}{E} \left(\frac{E}{P_{SR}} \frac{dP_{SR}}{dE} + \frac{E}{R} \frac{dR}{dE} \right). \quad (12)$$

Если вдоль равновесной орбиты кривизна не постоянна, то необходимо дифференцировать произведения усредненных величин.

При затухании энергетических колебаний одновременно затухают и колебания фазовые, т. е. уменьшается длина сгустков заряженных частиц. Радиационное воздействие на радиальные поперечные x -колебания, происходящие в плоскости равновесной орбиты, складывается из двух частей. Первая часть в точности соответствует силе трения для z -колебаний [см. (9)]. Вторая связана с тем, что при радиальных колебаниях частица попадает в поля, отличные от полей на равновесной орбите, и энергия частицы оказывается промодулированной с частотой поперечных колебаний. Эта модуляция $\Delta\epsilon$ вызывает модуляцию $\Delta r = \Delta\epsilon dR/d\epsilon$ мгновенного положения орбиты, к которой идет фокусировка радиальных отклонений частицы, с частотой этих колебаний. Такая резонансная модуляция может давать положительный и отрицательный вклад в декремент радиационного затухания радиальных колебаний. Заметим, что аналогичный вклад в декремент z -колебаний отсутствует: модуляция энергии не вызывает смещения мгновенной орбиты по z .

Оценим рассматриваемую модуляцию энергии. Отклонение по энергии равно разности между энергией, полученной от ускоряющей системы, которую будем считать равномерно распределенной по периметру накопителя, и энергией, потерянной в виде синхротронного излучения:

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon(t) &= \int \{ \Delta E_0 f[r_b(t)] - \mathcal{F}_{E_0}[r_b(t)] \} dt = \\ &= \int \left\{ [\Delta E_0 f_0 - \mathcal{F}_{E_0}(0)] + \Delta E_0 f_0 \frac{1}{f_0} \frac{\partial f}{\partial r_b} r_b - \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial r_b} r_b \right\} dt. \end{aligned}$$

Здесь ΔE_0 — набираемая (в равновесной фазе) за оборот энергия; $f[r_b(t)]$ — мгновенная частота обращения, которая зависит от радиального положения частицы $r_b(t)$, появляющегося при x -колебаниях частицы. Выражение в квадратных скобках обращается в нуль для частицы, движущейся по равновесной орбите в равновесной фазе ускоряющего напряжения. Соответственно $\Delta E_{f_0} = \mathcal{P}_{E_0}(0)$, а $(r_b/f_0)(\partial f/\partial r_b) = (-r_b/R_0)$. Следовательно,

$$\Delta \varepsilon(t) = - \int \left(\frac{\mathcal{P}_E}{R_0} + \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial r_b} \right) r_b(t) dt. \quad (13)$$

Теперь оценим влияние этого эффекта на x -колебания. Уравнение с учетом модуляции энергии примет вид

$$\ddot{x} + \omega_x^2(x - \Delta r) = 0. \quad (14)$$

Заменяв $x - \Delta r = r$, получим $\ddot{r} = \ddot{x} - d^2\Delta r/dt^2$, а уравнение (14) после замены $\Delta r = \Delta \varepsilon dR/dE$ примет вид

$$\ddot{r} + \omega_x^2 r = - \frac{dR}{dE} \frac{d^2 \Delta \varepsilon}{dt^2}.$$

Подставляя $\Delta \varepsilon$ из (13), окончательно находим

$$\ddot{r} + \left\{ \frac{\mathcal{P}_{E_0}}{R} \frac{dR}{dE} - \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial r_b} \frac{dR}{dE} \right\} \dot{r}_b + \omega_x^2 r = 0.$$

Выражение в фигурных скобках и представляет собой вклад рассматриваемого эффекта в декремент x -колебаний. Полный декремент

$$\delta_x = \frac{\mathcal{P}_E}{E} \left\{ 1 - \left(1 + \frac{R}{\mathcal{P}} \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial r_b} \right) \frac{E}{R} \frac{dR}{dE} \right\}. \quad (15)$$

Если магнитная структура накопителя не имеет азимутальной симметрии, то входящие в выражения величины нужно усреднить вдоль равновесной орбиты. Интересный результат получается, если сложить δ_E и δ_x :

$$\delta_E + \delta_x = \frac{\mathcal{P}}{E} \left\{ 1 + \frac{E}{\mathcal{P}} \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial E} \right\}, \quad (16)$$

где частная производная по энергии берется при фиксированном магнитном поле. Отсюда видно, что сумма декрементов не зависит от частного вида магнитной структуры накопителя. Если равновесная орбита не плоская или существуют динамические связи z -колебаний с другими степенями свободы, то универсальной остается сумма всех трех декрементов:

$$\delta_z + \delta_x + \delta_E = 2 \frac{\mathcal{P}}{E} + \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial E}; \quad (17)$$

$$\delta_z + \delta_x + \delta_E = \frac{\mathcal{P}}{E} \left(2 + \frac{E}{\mathcal{P}} \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial E} \right). \quad (18)$$

Эта формула в релятивистском случае справедлива для любого вида энергетических потерь. Для синхротронного излучения [см. (2)]:

$$(E/\mathcal{P})(\partial\mathcal{P}/\partial E) = 2 \quad (19)$$

и сумма декрементов

$$\delta_z + \delta_x + \delta_E = 4P_{SR}/E. \quad (20)$$

Рассмотрим радиационное затухание в нескольких важных вариантах магнитных структур накопителей. Как мы видели выше, затухание z -колебаний одинаково для любых идеальных структур и нужно рассмотреть только δ_E и δ_x .

Для азимутально-симметричного накопителя достаточно всего одной структурной характеристики — показателя спада магнитного поля n :

$$n = -\frac{R}{H} \frac{dH}{dR}.$$

Поперечные колебания одновременно устойчивы для $0 < n < 1$. В этом случае коэффициент пространственного уплотнения орбит

$$\alpha = \frac{E}{R} \frac{dR}{dE} = \frac{1}{1-n},$$

а

$$\frac{R}{P_{SR}} \frac{\partial P_{SR}}{\partial r_b} = \frac{H}{\mathcal{P}} \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial H} \frac{R}{H} \frac{\partial H}{\partial R} = 2n.$$

Из (15) следует

$$\delta_x = \frac{\mathcal{P}_{SR}}{E} \left\{ 1 - \frac{1}{1-n} + \frac{2n}{1-n} \right\} = \frac{\mathcal{P}_{SR}}{E} \frac{n}{1-n}. \quad (21)$$

Для δ_E из (20) также получаем

$$\delta_E = 4 \frac{P_{SR}}{E} - \delta_z - \delta_x = \frac{\mathcal{P}_{SR}}{E} \left(4 - 1 - \frac{n}{1-n} \right) = \frac{\mathcal{P}_{SR}}{E} \frac{3-4n}{1-n}.$$

Таким образом, поперечные колебания в азимутально-симметричном накопителе радиационно затухают во всем диапазоне устойчивости этих колебаний. Фазово-энергетические колебания затухают только при $n < 3/4$, а выше этого значения $\delta_E < 0$, и эти колебания для синхротронного излучения экспоненциально растут.

Для накопителей с жесткой ($\omega_x, \omega_z \gg \omega_0$) фокусировкой, при которой одновременная устойчивость x - и z -отклонений обеспечивается чередованием участков с $n \gg 1$, фокусирующих по z и дефокусирующих по x , и участков с $n < 0$ при $|n| \gg 1$, дефокусирующих по z и фокусирующих по x , распределение декрементов может быть разным в зависимости от соотношения магнитных полей на равновесной орбите в фокусирующих и дефокусирующих по радиусу участках и отклоняющих (однородных) магнитах.

В частном случае постоянного вдоль всего накопителя магнитного поля на равновесной орбите, заменяя в (21) чисто формально $n/(1-n) |_{n \rightarrow \infty} = -1$, получаем $\delta_x = -P_{SR}/E$. Из (20) тогда находим $\delta_E = 4P_{SR}/E$. В этом случае радиальные поперечные колебания испытывают сильное «антизатухание», и установки с такой структурой нельзя использовать как электронные и позитронные накопители.

Простейшей, но не единственной, структурой накопителя, совмещающей высокую жесткость фокусировки и нормальное радиационное затухание всех типов отклонений, является система с разделенными функциями — поворотные участки сделаны однородными и почти не сказываются на фокусировке поперечных отклонений, а фокусирующие (дефокусирующие) участки выполнены в виде квадрупольных линз с магнитным полем на равновесной орбите, равным нулю.

В этом случае излучением в линзах (в линейном приближении) можно пренебречь, а в поворотных участках излучение не зависит от радиального положения. Соответственно оба поперечных направления становятся эквивалентными $\delta_x = \delta_z = \mathcal{P}_{SR}/E$, а декремент колебаний энергии $\delta_E = 2\mathcal{P}_{SR}/E$. Резкая зависимость δ_x и δ_z от соотношения полей на участках с разной фокусировкой приводит к тому, что эти декременты быстро перераспределяются при изменении равновесной орбиты. Такой эффект особенно существен для электрон-позитронных накопителей на высокие энергии, в которых для понижения потерь энергии на синхротронное излучение приходится использовать низкие значения ведущего магнитного поля [см. (2)] при высоких значениях градиентов в фокусирующих элементах — линзах. Диапазон допустимых изменений среднего радиуса равновесной орбиты практически может стать много меньше полезной радиальной апертуры накопителя.

Таким образом, при правильно выбранной магнитной структуре накопителя отклонения от равновесного движения у синхротронно-излучающей частицы постепенно затухают, причем эмиттанс пучка уменьшается в e раз примерно за время излучения полной энергии. Однако всегда существуют эффекты, ограничивающие сжатие пучка. Это могут быть внешние диффузионные эффекты типа многократного рассеяния на атомах остаточного газа или сверхтонкой внутренней мишени, или так называемые *эффекты встречи* (для встречных пучков), когда сильно нелинейные поля встречного сгустка оказывают квазидиффузионное воздействие на движение частиц пучка. Но ограничивающий сжатие пучка механизм присутствует уже в самом механизме синхротронного излучения — это квантованность потерь энергии излучающей частицей. При высоких энергиях электронов и позитронов именно этот эффект в большинстве случаев определяет установившиеся размеры пучка и разброс по энергии.

Оценим, прежде всего, установившийся энергетический разброс. Излучаемые кванты [см. (4)] в среднем имеют энергию

$$E_\gamma = \hbar\omega_0\gamma^3 = (\hbar c/R_0) \gamma^3 = e\lambda_c H\gamma^2, \quad (22)$$

где λ — комптоновская длина волны частицы. За время затухания частица излучает энергию E . При этом излучается E/E_γ квантов. Излучение квантов статистически независимо. Поэтому дисперсия числа излученных квантов будет $\sqrt{E/E_\gamma}$ и соответственно установившаяся дисперсия энергии частиц в пучке

$$\langle \Delta E \rangle \approx E_\gamma \sqrt{E/E_\gamma} \approx \sqrt{E_\gamma E}, \quad (23)$$

относительный энергетический разброс

$$\langle \Delta E \rangle / E \approx \sqrt{E_\gamma / E} \approx \gamma \sqrt{\lambda / R_0} = \sqrt{\hbar e \gamma H / (m^2 c^3)}. \quad (24)$$

При более точной оценке необходимо для времени затухания использовать (12), и правильно провести усреднения по азимуту накопителя и спектру излучения.

Установившийся размер пучка в плоскости орбиты, т. е. радиальный размер, можно просто оценить сразу из (24). Он складывается из двух частей: во-первых, энергетический разброс непосредственно дает радиальный размер $\alpha R \langle \Delta E \rangle / E$, где $\alpha \approx 1/v_x^2$ — коэффициент пространственного уплотнения орбит в накопителе; во-вторых, примерно такой же вклад происходит из-за возбуждения скачком энергии частицы при излучении кванта x -колебаний частицы. Энергия частицы меняется мгновенно по отношению к периоду поперечных колебаний, и частица за это время не успевает изменить положение; соответственно частица, первоначально двигавшаяся, например, строго по равновесной для текущего значения энергии орбите, окажется отклоненной от новой равновесной орбиты и возникнут радиальные бетатронные колебания. Итоговый установившийся радиальный размер пучка

$$\langle \Delta r \rangle_{\text{уст}} \approx \sqrt{2} \alpha R \langle \Delta E \rangle / E \approx \gamma \sqrt{\lambda_c R / v_x^2}. \quad (25)$$

Что касается установившегося аксиального z -размера, легко видеть, что в идеальном накопителе с плоскими замкнутыми орбитами он должен быть много меньше. В этом случае z -колебания будут возбуждаться за счет того, что квант излучается не точно вдоль мгновенной скорости, а в угле порядка $1/\gamma$. В результате этого частица при каждом акте излучения получает импульс отдачи порядка $E_\gamma/\gamma c$ и возбуждаются колебания по z с амплитудой $\frac{R}{v_z} \frac{1}{\gamma} \frac{E_\gamma}{E}$, а за время затухания накапливается z -размер в $\sqrt{E_\gamma/E}$ раз больше, достигая величины

$$\Delta z \approx \frac{1}{\gamma} \frac{R}{v_z} \frac{\langle \Delta E \rangle}{E}.$$

Установившийся размер по z оказывается при этом в $\gamma v_z/v_x^2 \approx \approx \gamma/v_x$ раз меньше радиального размера. При высоких энергиях он стал бы очень малым. Неидеальность реальных накопителей, в том числе динамическая связь поперечных колебаний, приостанавливает затухание z -колебаний гораздо раньше. Влияние рассмотренного и других факторов диффузионного характера на установившиеся характеристики пучка при наличии затухания можно оценить количественно из баланса мощностей нагрева и охлаждения.

В настоящее время радиационное охлаждение стало привычным методом, весьма важным для физики высоких энергий. Главная сфера применения — это накопление больших электронных и позитронных токов и проведение экспериментов со встречными электронными и позитронными пучками. Не будет преувеличением сказать, что наличие именно этого «естественного» охлаждения было решающим в быстром развитии данного направления, которое дает сегодня значительную часть всей фундаментальной информации в физике элементарных частиц и начало которому было положено экспериментами по электрон-электронному взаимодействию в Станфорде и Новосибирске (1965 г.) и электрон-позитронному в Новосибирске (1967 г.).

Постепенно развивается использование радиационного охлаждения в экспериментах по ядерной физике и физике элементарных частиц с применением «сверхтонких» внутренних мишеней в электронных и позитронных накопителях [41], проведение которых облегчается полной «растянутостью» изучаемых реакций во времени и малой толщиной мишени, позволяющей регистрировать и очень медленные продукты реакций, например ядерные осколки. При этом действие многократного рассеяния и флуктуаций ионизационных потерь (при компенсации средних энергетических потерь внешним источником энергии) подавляется действием радиационного охлаждения, и установившиеся размеры пучка, его угловой разброс и, главное, монохроматичность могут оставаться весьма хорошими. В то же время светимость эксперимента \mathcal{L} , определяемую как число событий взаимодействия частиц пучка с частицами мишени в единицу времени при единичном сечении процесса, можно сделать весьма большой, ограничиваемой только гибелью частиц пучка за счет однократных взаимодействий с частицами мишени и производительностью «генератора пучка»: $\mathcal{L} = \dot{N}/\sigma_L$, где \dot{N} — поток частиц, поступающих в накопитель; σ_L — сечение процессов взаимодействия с мишенью выводящих частицы пучка за границу допустимых для данного накопителя отклонений от равновесных параметров (по углу или энергии). При энергиях порядка 1 ГэВ и выше определяющим процессом становится тормозное излучение. Наличие сильного радиационного трения облегчает и задачу обеспечения когерентной устойчиво-

сти большого тока частиц в накопителе, необходимого для обеспечения высокой светимости и монохроматичности одновременно. Весьма важно работать с большими токами и при использовании электронных накопителей в качестве источников синхротронного излучения. При этом для большинства приложений главной характеристикой источника является его яркость, пропорционально возрастающая при уменьшении площади поперечного сечения пучка, сжатие которого и обеспечивается радиационным охлаждением.

Уже имеющиеся электронные накопители, разработанные и построенные для физики высоких энергий, обеспечивают на несколько порядков более высокую яркость (в среднем по времени) во всем диапазоне энергий квантов от 10 эВ до сотен кэВ, чем любые другие разработанные на сегодня источники электромагнитного излучения [42]. Дальнейшее повышение яркости и расширение спектрального диапазона станет доступным с разработкой специальных магнитных излучающих элементов и специализированных накопителей. Применение синхротронного излучения имеет большое значение для многих отраслей науки и техники.

Все же главной областью использования радиационного охлаждения и в настоящее время остаются эксперименты со встречными электрон-позитронными пучками. Они позволяют не только накапливать необходимые токи позитронов и электронов и сжимать пучки до нужных весьма малых поперечных (вплоть до $0,5 \times 10^{-2}$ мм²) и продольных (до нескольких сантиметров) размеров сгустков. Охлаждение помогает преодолеть «греющее» воздействие рассеяния на атомах остаточного газа и соседних частицах в интенсивных сгустках. Кроме того, оно позволяет значительно поднять пороговый ток встречных пучков, начиная с которого поперечное движение частиц в сильно нелинейных полях встречного сгустка приобретает квазистохастический характер, что приводит к разбуханию пучков и тем самым к потере светимости или даже быстрой гибели частиц.

Неизбежный переход к встречным линейным электрон-позитронным пучкам при сверхвысоких (в сотни ГэВ) энергиях вместо ставшего традиционным проведения экспериментов со встречными пучками в циклических накопителях [43], переход, который вызывается катастрофическим ростом потерь на синхротронное излучение при движении по криволинейным траекториям, еще больше повысит роль радиационного охлаждения в физике высоких энергий. Для получения необходимой светимости придется сжимать интенсивные сгустки электронов и позитронов в месте встречи до долей квадратного микрона. Это достигается инжектированием в линейные ускоряющие системы сгустков частиц, предварительно глубоко охлажденных в накопителях с весьма специальной структурой.

Радиационное охлаждение пока не играет никакой роли в работе с тяжелыми частицами. Время охлаждения даже для самых больших осуществляемых проектов составляет многие сутки. Однако оно может оказаться важным для осуществления электронного охлаждения встречных протон-антипротонных пучков уже при энергии в сотни ГэВ, позволяя получить электронные пучки с необходимыми параметрами [44]. Такое охлаждение возможно будет полезным для поддержания высокой светимости.

При еще более высоких энергиях, начиная примерно с 10 ТэВ и учитывая будущий прогресс в получении высоких магнитных полей в циклических накопителях, начнет «работать» уже собственное радиационное охлаждение, что окажет большую помощь в проведении экспериментов со встречными протон-антипротонными пучками при высокой светимости.

2. ИОНИЗАЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Рассмотрим теперь ионизационное охлаждение, которое основано на использовании для создания силы трения ионизационных энергетических потерь ускоренных заряженных частиц при компенсации потерь энергии равновесной частицей от внешнего источника. Многие свойства процесса и основные формулы окажутся такими же или похожими на приведенные для радиационного охлаждения. Но для ионизационного охлаждения интересна и нерелятивистская область.

Рассмотрим для простоты случай прямолинейного движения охлаждаемого пучка в среде с ионизационными потерями. Характерные особенности ионизационного охлаждения проявятся и здесь, а сумма декрементов не зависит от движения охлаждаемых частиц, в том числе и от наличия фокусировки. Поэтому из очевидного уравнения для поперечной (по отношению к направлению восстанавливающей энергетические потери силе) составляющей импульса p_z :

$$\dot{p}_z = -\mathcal{F}_{fr} p_z / p = -p_z \mathcal{P}_{fr} / pv = p_z \partial \mathcal{F}_{fr} / \partial p_z,$$

где \mathcal{F}_{fr} , \mathcal{P}_{fr} — сила и мощность ионизационного торможения; немедленно получаем выражение для декремента

$$\delta_z = \mathcal{F}_{fr} / p = \mathcal{P}_{fr} / pv = \partial \mathcal{F}_{fr}^z / \partial p_z = \begin{cases} \mathcal{P}_{fr} / 2E_k, & v \ll c, \\ \mathcal{P}_{fr} / E, & v \rightarrow c. \end{cases} \quad (26)$$

Аналогичные выражения справедливы для δ_x . Для отклонения продольного импульса $\Delta p_{||}$ от равновесного значения, для которого ионизационные потери точно восстанавливаются внешним про-

дольным электрическим полем, получаем в линейном приближении:

$$\frac{d \Delta p_{\parallel}}{dt} = -(\partial \mathcal{F}_{fr}^{\parallel} / \partial p_{\parallel}) \Delta p_{\parallel} = \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} (\mathcal{F}_{fr} / v) \Delta p_{\parallel}.$$

Отсюда декремент продольного движения

$$\delta_{\parallel} = \frac{\partial \mathcal{F}_{fr}^{\parallel}}{\partial p_{\parallel}} = \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \left(\frac{\mathcal{P}_{fr}}{v} \right) = -\frac{\mathcal{P}_{fr}}{v^2} \frac{dv}{dp_{\parallel}} + \frac{1}{v} \frac{\partial \mathcal{P}_{fr}}{\partial p_{\parallel}}. \quad (27)$$

Для суммы декрементов имеем

$$\begin{aligned} \delta_x + \delta_z + \delta_{\parallel} &= \frac{\partial \mathcal{F}_{fr}^z}{\partial p_z} + \frac{\partial \mathcal{F}_{fr}^x}{\partial p_x} + \frac{\partial \mathcal{F}_{fr}^{\parallel}}{\partial p_{\parallel}} = \operatorname{div}_p \mathcal{F}_{fr} = \\ &= \frac{2\mathcal{P}_{fr}}{pv} \left(1 - \frac{p_{\parallel}}{2v} \frac{\partial v}{\partial p_{\parallel}} \right) + \frac{1}{v} \frac{\partial \mathcal{P}_{fr}}{\partial p_{\parallel}} = \\ &= \begin{cases} 2 \frac{\mathcal{P}_{fr}}{E} + \frac{\partial \mathcal{P}_{fr}}{\partial E}, & v \rightarrow c; \\ \frac{\mathcal{P}_{fr}}{2E_K} + \frac{\partial \mathcal{P}_{fr}}{\partial E_K}, & v \ll c, \end{cases} \end{aligned} \quad (28)$$

где E — полная энергия охлаждаемой частицы; E_K — ее кинетическая энергия.

Получим оценки для ионизационных потерь при \mathcal{F}_{fr} и \mathcal{P}_{fr} , имеющих следующий вид:

$$\mathcal{F}_{fr} = 4\pi N_e e^4 L_i / (m_e v^2); \quad \mathcal{P}_{fr} = 4\pi N_e e^4 L_i / (m_e v),$$

где N_e — электронная плотность; $L_i = \ln(2m_e \gamma^2 v^2 / ZI) = 8 \div 12$; Z — атомный номер вещества мишени; I — эффективный ионизационный потенциал. При оценках будем считать, что мишень заполняет всю орбиту.

В нерелятивистском случае быстрое падение силы трения с ростом скорости приводит к отрицательности продольного декремента и существенному понижению суммы декрементов:

$$\delta_z + \delta_x + \delta_{\parallel} = \mathcal{F}_{fr} / E_K (L_i / 2) \text{ при } v \ll c, \quad (29)$$

что в 3—5 раз меньше суммы одних поперечных декрементов. Магнитная структура ионизационного охладителя и форма мишени должны обеспечить «перекачку» декрементов из обеих поперечных степеней свободы в продольную, чтобы предотвратить нарастание энергетического разброса, если это, конечно, необходимо в конкретном эксперименте.

В релятивистской области, где зависимость ионизационных потерь от энергии частиц практически исчезает, сумма декрементов

$$\delta_z + \delta_x + \delta_{\parallel} = 2\mathcal{P}_{fr} / E = 8\pi N_e e^4 L_i / (\gamma m_e M c^3), \quad v \rightarrow c. \quad (30)$$

Чтобы обеспечить затухание энергетического разброса, достаточно расположить мишень на участке, где положение замкнутой орбиты частицы не зависит от ее энергии, а толщину мишени сделать переменной (более высокой энергии соответствует большая толщина мишени).

Оценим теперь, до каких пределов можно охладить пучки заряженных частиц ионизационным методом. Главным «греющим» фактором является многократное рассеяние на ядрах и электронах самой мишени, а также флуктуации ионизационных потерь.

Средний квадрат угла частиц относительно равновесной орбиты по z -направлению на участке мишени находится из баланса скорости охлаждения и нагрева:

$$d \langle \theta_z^2 \rangle / dt = -\delta_z \theta_z^2 + 4\pi N_i Z_i^2 e^4 L_c / (\gamma^2 M^2 v^3) = 0,$$

где второе слагаемое — скорость нарастания z -проекции угла многократного рассеяния при движении в веществе мишени, причем N_i — плотность ядер в мишени с зарядом Z_i ; $L_c = \ln \left(\frac{v_{\text{макс}}}{v_{\text{мин}}} \right) \approx \approx 15$ — кулоновский логарифм. Если считать, что декремент сделан равным одной трети от суммы декрементов $\sum \delta_i$, определенной ранее [см. (30)], то установившийся среднеквадратический z -угол

$$\langle \theta_z^2 \rangle = \frac{4\pi N_i Z_i^2 e^4 L_c}{\gamma^2 M^2 v^3 (\sum \delta_i / 3)} = \begin{cases} 1,5 L_c Z_i \frac{m_e}{M}, & v \ll c, \\ 1,5 \frac{L_c}{L_i} Z_i \frac{m_e}{\gamma M}, & v \rightarrow c. \end{cases} \quad (31)$$

Таким образом, установившийся угол на участке мишени не зависит от фокусирующей структуры ускорителя (лишь бы она была одинакова на всех участках с мишенями). В то же время установившийся z -эмиттанс при ионизационном охлаждении

$$\Omega_{eq}^\perp = \langle \theta_z^2 \rangle \beta_z^0 = \begin{cases} 1,5 L_c Z_i \frac{m_e}{M} \beta_z^0, & v \ll c; \\ 1,5 \frac{L_c}{L_i} Z_i \frac{m_e}{\gamma M} \beta_z^0, & v \rightarrow c, \end{cases}$$

где β_z^0 — значение β -функции ускорителя в районе мишени (аналог локального фокусного расстояния магнитной структуры, в азимутально-однородном случае равного R/v_z), и будет тем меньше, чем выше локальная жесткость. Поэтому выбирать магнитную структуру нужно таким образом, чтобы в районе мишени был резкий минимум β -функции. Как показывает, например, опыт создания электрон-позитронных накопителей, практически возможно сделать локальную β -функцию порядка сантиметра. При этом длина мишени не должна превышать той же величины. При

таким редком расположении мишеней в накопителе время охлаждения, естественно, возрастает пропорционально их скважности. Заметим, что удерживаемый поперечный эмиттанс (адмиттанс) ускорителя должен быть в несколько раз больше Ω_{eq}^\perp .

В релятивистской области установившийся поперечный фазовый объем падает пропорционально росту энергии. Однако при повышении энергии все более неприятным становится рассеяние на электронах с потерей энергии, что приводит к возрастанию установившегося энергетического разброса.

При столкновении с покоящимся электроном максимальная передача энергии ограничена следующей величиной:

$$\Delta E_{\text{макс}} = \frac{2m(E^2/c^4 - M^2)}{2mE/c^2 + M^2 + m^2} =$$

$$= \begin{cases} 4 \frac{m}{M} E_{\text{к}}, & v \ll c; \\ 2 \frac{m}{M} \frac{E^2}{Mc^2}, & Mc^2 \ll E \ll \frac{M}{2m} Mc^2; \\ E - M \frac{M}{2m} \approx E, & E \gg \frac{M}{2m} Mc^2, \end{cases}$$

которая приближается в далеком релятивизме к полной энергии частицы.

Оценим установившийся энергетический разброс в ионизационно охлаждаемом пучке, считая, что допустимые отклонения энергии много больше $\Delta E_{\text{макс}}$. Как и для поперечного движения, установившийся энергетический разброс σ_E можно найти из баланса скорости охлаждения квадрата энергетического разброса $\langle \varepsilon^2 \rangle$, декремент которого будем считать $\delta_E = \sum \delta/3$, и скорости нарастания квадрата энергетического отклонения в результате ионизационных потерь:

$$\frac{d \langle \varepsilon^2 \rangle}{dt} = -\delta_E \langle \varepsilon^2 \rangle + \int_0^{\Delta E_{\text{макс}}} \varepsilon^2 \frac{2\pi N e e^4}{mv} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^2} =$$

$$= -\frac{1}{3} \sum \delta \langle \varepsilon^2 \rangle + \frac{2\pi N e e^4 \Delta E_{\text{макс}}}{mv} = 0.$$

Отсюда $\sigma_E^2 = 6\pi N e e^4 \Delta E_{\text{макс}} / (mv \sum \delta_i)$. Очевидно, что σ_E определяется самым характером взаимодействия частиц с электронами мишени. Подставляя выражения для $\Delta E_{\text{макс}}$ и $\sum \delta_i$, получаем:

а) при $v \ll c$ $\sigma_E^2 = 3(m/M) E_{\text{к}}^2$; $\sigma_E/E_{\text{к}} = \sqrt{3m/M}$;

б) при $v \rightarrow c$

$$\sigma_E^2 = \begin{cases} \frac{3}{2} \frac{m}{M} \frac{E^3}{L_i M c^2}, & M c^2 \ll E \ll \frac{M}{2m} M c^2; \\ \frac{3}{4} \frac{E^2}{L_i}, & E \gg \frac{M}{2m} M c^2; \end{cases}$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \begin{cases} \sqrt{\frac{3}{2} \frac{m}{M} \frac{\gamma}{L_i}}, & 1 \ll \gamma \ll \frac{M}{2m}; \\ \sqrt{\frac{3}{4 L_i}}, & \gamma \gg \frac{M}{2m}. \end{cases}$$

Как мы видим, для $\gamma \gg M/2m$ установившийся разброс становится порядка полной энергии и энергетическое охлаждение практически перестает работать. При более низких энергиях установившийся разброс оказывается много больше $\Delta E_{\text{макс}}$, а ускоритель должен удерживать частицы, отклоненные по энергии от равновесной и на несколько дисперсий σ_E . Будем интересоваться только этой областью не слишком высоких энергий $\gamma \ll M/2m$.

Найдем теперь установившийся геометрический продольный фазовый объем пучка

$$\Omega_{eq}'' = \sigma_E \frac{l_\Phi}{v} \frac{1}{\gamma M v} = \begin{cases} \frac{1}{2} l_\Phi \frac{\sigma_E}{E_R}, & v \ll c; \\ l_\Phi \frac{\sigma_E}{E}, & v \rightarrow c, \end{cases}$$

где l_Φ — среднеквадратическое отклонение частиц пучка по азимуту от равновесной частицы, пропорциональное σ_E . Будем считать, что восполнение ионизационных потерь идет в режиме автофазировки на первой гармонике частоты обращения. Связь между l_Φ и σ_E дает выражение:

$$l_\Phi = \frac{R}{\omega_\Phi} \frac{d\omega}{dE} \sigma_E,$$

где R — средний радиус ускорителя; $\omega_\Phi = \omega_s \sqrt{e U_0 \sin \varphi_s \mathcal{K} / (2\pi E_s)}$ — частота фазовых колебаний; $e U_0$ — амплитуда набора энергии от ускоряющего элемента за один оборот; φ_s — равновесная фаза, причем $e U_0 \cos \varphi_s$ равно ионизационным потерям за оборот; $\mathcal{K} = d \ln \omega / (d \ln E)$ характеризует скорость изменения частоты обращения частицы в ускорителе с изменением энергии и для так называемой *критической энергии*, зависящей от магнитной структуры ускорителя, стремится к нулю. Отсюда сразу получаем

$$\Omega_{eq}'' = \begin{cases} \frac{R}{\omega_\Phi} \frac{d\omega}{dE} \frac{1}{2} \frac{\sigma_E^2}{E} = \frac{3}{2} R \frac{\omega_s}{\omega_\Phi} \mathcal{K} \frac{m}{M}, & v \ll c; \\ \frac{3}{2} R \frac{\omega_s}{\omega_\Phi} \mathcal{K} \frac{m}{M} \frac{\gamma}{L_i}, & 1 \ll \gamma \ll \frac{M}{2m}. \end{cases}$$

Таким образом, для получения возможно меньшего установившегося продольного эмитанса пучка при данной энергии охлаждения следует предельно уменьшать эффективное «продольное фокусное расстояние» ускорителя $R\omega_s/\omega_c$, а также поднимать крутизну частоты используемого высокочастотного компенсирующего напряжения в односгустковом режиме, одновременно стремясь работать возможно ближе к критической энергии.

После охлаждения можно использовать малость установившегося продольного эмитанса (малость установившейся длины сгустка) для резкой монохроматизации охлажденного пучка. Для этого достаточно, например, адиабатически медленно сначала убрать ионизационные потери, плавно уменьшая толщину мишеней, и затем понизить ускоряющее напряжение, увеличивая длину сгустка, пропорционально выигрывая в монохроматичности. Операцию адиабатического удлинения сгустка можно провести и в дополнительной согласованной ускорительной дорожке.

Рассмотрим теперь, для каких частиц разумно использовать ионизационное охлаждение. При этом мы должны иметь в виду, что наличие мишени обязательно приводит к ограниченному времени жизни частиц в накопителе, и вопрос в том, что происходит быстрее — сжатие пучка под действием ионизационного охлаждения или выбывание частиц из пучка из-за взаимодействия с ядрами и электронами мишени. Удобной характеристикой является отношение времени жизни частиц τ_L к времени нарастания δ -мерной фазовой плотности $(\sum \delta_i)^{-1}$: $\xi = \tau_L \sum \delta_i$. Охлаждение эффективно, если $\xi \gg 1$.

Для электронов и позитронов ионизационное охлаждение заведомо не применимо. При низких энергиях многократное рассеяние идет быстрее ионизационного торможения, а при высоких энергиях основные энергетические потери — радиационные, которые идут большими «порциями», — спектр тормозного излучения равномерен вплоть до энергий квантов порядка начальной энергии электронов.

При охлаждении протонов и антипротонов основным мешающим фактором при не слишком малых энергиях является сильное (ядерное) взаимодействие с ядрами мишени. (Заметим, что необходимость удерживать частицы, рассеянные в мишени на угол в несколько раз больше установленного углового разброса, одновременно обеспечивает возможность пренебречь гибелью частиц из-за однократного кулоновского рассеяния.) При этом сечение потери частиц практически равно полному ядерному сечению σ_{tot} , поэтому

$$\xi = \frac{\sum \delta_i}{N_i v \sigma_{\text{tot}}} = \begin{cases} \frac{\mathcal{F}_{fr}}{N_i \sigma_{\text{tot}} E_K (L_i/2)} \approx \frac{2.4 \cdot 10^{-27} Z_i}{\beta^4 \sigma_{\text{tot}}}, & v \ll c; \\ \frac{2\mathcal{F}_{fr}}{N_i E \sigma_{\text{tot}}} = \frac{10^{-26} Z_i}{\gamma \sigma_{\text{tot}}}, & v \rightarrow c. \end{cases}$$

Грубая эмпирическая оценка для ядерного сечения протонов следующая: для водорода

$$\sigma_{\text{tot}}^p = \begin{cases} 4 \cdot 10^{-27} / \beta^2 \text{ см}^2, & v < 0,5c; \\ 40 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, & v \rightarrow c; \end{cases}$$

для остальных ядер

$$\sigma_{\text{tot}}^p = \begin{cases} \frac{15Z_i 10^{-27}}{\beta^2} \text{ см}^2, & v < 0,5c; \\ 80Z_i 10^{-27} \text{ см}^2, & v \rightarrow c. \end{cases}$$

Отсюда имеем:

для водорода

$$\xi = \begin{cases} 0,6/\beta^2, & v < 0,5c; \\ 0,25/\gamma, & v \rightarrow c; \end{cases}$$

для других веществ

$$\xi = \begin{cases} 0,15/\beta^2, & v < 0,5c; \\ 0,01/\gamma, & v \rightarrow c. \end{cases}$$

Если считать, что условием полезности ионизационного охлаждения является, например, $\xi \geq 3$, то видно, что даже для водородной мишени протонные пучки можно охлаждать лишь при $E \leq 100$ МэВ.

Для антипротонов ядерное сечение при низких энергиях значительно выше и даже для водородной мишени и энергии 50 МэВ сечение составляет около 300 мбн, а $\xi = 0,8$. Таким образом, ионизационное охлаждение для антипротонных пучков не применимо, кроме, может быть, совсем низких энергий, где ядерное сечение для антипротонов неизвестно.

Самым интересным и перспективным является применение ионизационного охлаждения к пучкам мюонов. Для них практически отсутствуют радиационные потери и ядерное взаимодействие (кроме кулоновского рассеяния). Время жизни мюонного пучка даже в условиях, когда ускоритель с достаточным запасом удерживает пучок с установившимся эмиттансом, ограничено распадом мюонов со временем $\gamma\tau_\mu$. Поэтому время охлаждения должно быть в несколько раз меньше времени распада:

$$(\Sigma\delta_i)^{-1} \ll \gamma\tau_\mu.$$

При дальнейшем рассмотрении ограничимся случаем $1 \ll \gamma \ll \mu/2m$, где μ — масса покоя мюона, потому что при нерелятивистских энергиях установившийся угол оказывается чересчур большим — порядка единицы, а при более высоких энергиях большим становится равновесный энергетический разброс. Для

этой области энергий основные формулы принимают вид:

$$\begin{aligned} \sum \delta_i &= 2\mathcal{F}_{ir}/E = 8\pi N_e e^4 L_i \eta / (\gamma m \mu c^3); \\ V \overline{\langle \theta_z^2 \rangle_{eq}} &= V \overline{1,5 (L_c/L_i) Z_i (m/\gamma \mu)}; \\ \Omega_{eq}^\perp &= 1,5 (L_c/L_i) Z_i (m/\gamma \mu) \beta^0; \\ \sigma_E/E &= V \overline{(1,5/L_i) (m/\mu) \gamma}; \\ \Omega_{eq}^\parallel &= (1,5/L_i) (m/\mu) \gamma R (\omega_s/\omega_q) \mathcal{K}, \end{aligned}$$

где η — доля орбиты ускорителя, занятая мишенями с электронной плотностью N_e .

Условие достаточной быстроты охлаждения примет вид

$$\frac{1}{3} \frac{2\mathcal{F}_{ir}}{E} \gg \frac{\mu c^2}{E \tau_\mu} \rightarrow \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \gg \frac{3}{2} \frac{\mu c}{\tau_\mu} = 1,5 \text{ кэВ/см.}$$

Если использовать, например, литиевые мишени, то допустимая доля используемой орбиты $\eta \gg 1,5 \cdot 10^3 / (2 \cdot 10^6) = 0,7 \cdot 10^{-3}$, т. е. вещество даже конденсированной мишени должно занимать порядка 1% орбиты ускорителя.

Важным моментом является также то, что за время затухания должно происходить несколько фазовых колебаний и соответственно частота фазовых колебаний должна быть существенно больше, чем $(\gamma \tau_\mu)^{-1}$. При минимальной еще допустимой скорости ионизационных потерь энергии, в несколько раз превышающей $\mu c / 2\tau_\mu$, получим для установившегося продольного эмиттansa:

$$\Omega_{eq}^\parallel = \frac{1,5}{L_i} \frac{m}{\mu} \gamma \frac{2\pi R}{eU_0 \sin \varphi_s} E \frac{\omega_\varphi}{\omega_s} \approx \frac{3}{L_i} \gamma^2 \frac{mc^2}{eH \operatorname{tg} \varphi_s}$$

при условии $\omega_\varphi \gg (\gamma \tau_\mu)^{-1}$, где H — напряженность среднего магнитного поля ускорителя.

Заметим, что охлаждение может вестись как в циклических ускорителях (для этого случая и записаны предыдущие формулы), так и в квазилинейном ускорителе на энергию в несколько раз выше энергии, на которой ведется охлаждение. При этом необходимо правильно подобрать энергетическую дисперсионную функцию в районе мишеней для осуществления продольного охлаждения. Общие оценки установившихся эмиттансов останутся справедливыми.

Рассмотрим кратко, следуя в основном [7,70], возможные приложения ионизационно охлажденных мюонных пучков. Для получения интенсивных, совершенно чистых и глубоко охлажденных мюонных пучков следует действовать следующим образом:

1) используя интенсивные протонные пучки с энергией в сотни ГэВ или выше за счет ядерного каскада в конверсионной мишени получить пионный пучок с возможно меньшим эмиттансом при энергии около 1 ГэВ;

2) дать пионам распасться в сильнофокусирующем прямолинейном канале, что обеспечивает минимальный прирост поперечного эмиттанта;

3) провести ионизационное охлаждение получившегося мюонного пучка;

4) ускорить до необходимой энергии получившийся мюонный пучок в линейном или циклическом ускорителе с темпом ускорения на единицу длины в несколько раз выше, чем $\mu c/\tau_\mu$, что обеспечивает малость потерь интенсивности за счет распада мюонов.

Эти мюонные пучки можно использовать или прямо для изучения взаимодействия мюонов с нуклонами и ядрами, или, инжeksiруя мюоны в специальную магнитную дорожку, получить генератор электронных и мюонных нейтрино и антинейтрино вплоть до полной энергии с весьма малым угловым разбросом, который можно сделать близким к $\mu c^2/E_\mu$, где E_μ — энергия ускоренных мюонов. При $E_\mu = 1$ ТэВ за защитой толщиной 300 м это позволяет иметь поперечные размеры нейтринного пучка порядка 3 см — обстоятельство, которое позволит резко упростить проведение нейтринных экспериментов.

Но самой интересной возможностью является проведение экспериментов со встречными мюонными пучками. Если при ускорении аберрации не увеличат эмиттанс мюонных пучков, собранных в два сгустка с числом частиц $N_{\mu^+} = N_{\mu^-} = N_\mu$, то, инжeksiруя их в дорожку с сильным магнитным полем (для увеличения числа встреч за время жизни ускоренных мюонов), можно получить светимость;

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\mu\mu} &= \frac{N_\mu^2}{4\pi\Omega_{eq}^{\perp}\beta^0(E_{cool}/E_\mu)} N_\tau f = \\ &= N_\mu^2 \frac{E_\mu}{6\pi(L_0/L_i)Zm_e c^2 \beta_z^0 \beta^0} \frac{eH\tau_\mu}{2\pi\mu c} f, \end{aligned}$$

где β_z^0, β^0 — значения β -функций в районе ионизационных мишеней и в месте встречи; N_τ — число встреч мюонных сгустков за время спада светимости, равное половине времени жизни ускоренных мюонов; H — напряженность среднего магнитного поля в ускорителе со встречными пучками; f — частота повторения циклов инжeksiции. Если принять $N_\mu = 10^{11}$, $E_\mu = 1$ ТэВ, $H = 100$ кГс, $f = 10$ Гц, $\beta_z^0 = \beta^0 = 1$ см, то получим светимость, превышающую 10^{31} см⁻²·с⁻¹. Как показано в [70], близкие параметры могут быть найдены, например, при использовании для возбуждения линейных ускорителей интенсивных протонных пучков современных и будущих ускорителей на предельно высокие энергии.

3. ЭЛЕКТРОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Общее описание электронного охлаждения. В простейшем виде идея метода электронного охлаждения 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. Процесс охлаждения продолжается до тех пор, пока температура протонов в системе центра масс не станет равной электронной температуре. Для одинакового по всем степеням свободы распределения электронов по скоростям угловой разброс в протонном пучке θ_p будет в $\sqrt{M/m}$ раз меньше углового разброса электронов:

$$\theta_p = \sqrt{m/M} \theta_e. \quad (32)$$

Так как θ_e может быть порядка 10^{-3} , установившийся угловой разброс для протонов или антипротонов можно понизить до 10^{-5} .

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

1. При сравнительно низких энергиях, соответствующих энергиям электронов до 2—3 МэВ (энергия протонов или антипротонов до 4—6 ГэВ), наиболее естественно использовать прямое, электростатическое ускорение электронов до нужной энергии и последующий ввод 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. Естественно использовать для этой области рекуперацию 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 I_e на коллектор (ограничение по пространственному заряду). Произведение $U_k I_e$ практически определяет потребляемую от сети и рассеиваемую на коллекторе активную мощность. Напряжение U_k удается довести до уровня порядка киловольт и соответственно отношение активной мощности к реактивной $U_0 I_e$ до уровня 1% и меньше.

Потребление тока от источника основного, ускоряющего напряжения определяется потерями электронов из-за рассеяния на остаточном газе, ионизацией в ускоряющем и замедляющем промежутках, дефектами электронной оптики, несовершенством коллектора. Это потребление удается 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 частиц, соответственно выигрывая в среднем токе электронов. Необходимо только позаботиться, чтобы модуляция электронного тока не привела к модуляции энергии электронов и повышению их температуры.

2. Важная задача — передача интенсивного электронного пучка на большие расстояния (длинные участки охлаждения) с сохранением низкой эффективной температуры электронов. Компенсация поперечного расталкивания электронов требует ввести достаточно распределенную и короткофокусную фокусировку. Возможно вводить внешние поля различной конфигурации. Любая же аксиальная фокусировка может предотвратить 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.

Гораздо более рационально применять однородное, за исключением мест ввода и вывода, продольное магнитное поле, сопровождающее 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 их сравнительно легко можно сделать меньше температурных. Для этого продольное поле H_{\parallel} должно удовлетворять условию:

$$H_{\parallel} > \pi e n_e r_0 / (\beta \gamma^2 \theta_e),$$

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, то 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 сохраняется разброс энергий [29]:

$$T_{\parallel} \approx \frac{T_k^2}{2\gamma^2\beta^2 mc^2} \rightarrow T_k \frac{T_k}{4E_{\text{кин}}} \Big|_{\beta \ll 1} \ll T_k. \quad (33)$$

Поперечные скорости электронов вносят в их продольную температуру вклад того же порядка. Если же поперечная температура по какой-либо причине выше температуры катода, то ее вклад в продольную температуру возрастает. При не слишком малых энергиях определяющими становятся другие источники разброса продольных скоростей: пульсация 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).

Отдельно рассмотрим 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.

3. При энергиях протонов порядка 4—6 ГэВ и выше (энергия электронов 2—3 МэВ и выше) использовать описанную выше схему создания электронного пучка уже нерационально и необходимо перейти к замкнутой дорожке, в которую электронный пучок с определенным значением мгновенного тока и плотности инжектируется из внешнего источника. Конфигурация магнитного поля должна обеспечивать циклическое движение электронов и достаточно сильную поперечную фокусировку. При невысоких энергиях для фокусировки рационально снова использовать сопровождающее продольное магнитное поле, сделав его замкнутым, тороидальным. Интенсивный циркулирующий пучок будет довольно быстро нагреваться, скорее всего, за счет когерентных неустойчивостей. Чтобы предотвратить чрезмерное повышение температуры пучка при энергиях электронов около 10 МэВ и ниже, необходимо заменить пучок новой порцией холодных электронов, что, видимо, является единственным средством. При этом средняя потребляемая системой мощность будет снижена пропорциональ-

по 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 можно использовать электронные сгустки той же длины, выиграв в среднем циркулирующем токе электронов при постоянном охлаждающем эффекте. При замкнутом электронном пучке, по-видимому, существенны соотношения между частотами орбитального движения протонов и охлаждающих электронов и, быть может, удастся добиться резонансного ускорения охлаждения.

В последнее время рассмотрена возможность использования для поддержания высокой светимости охлаждения циркулирующим электронным пучком протон-антипротонных встречных пучков [7, 44]. Другой вариант введения среднего трения при высоких энергиях — 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 можно сделать более эффективным.

Кинетика электронного охлаждения. Рассмотрим подробно простой случай: электрон лишь однократно проходит область охлаждения. Этот случай является сейчас и наиболее важным, так как он используется для накопления антипротонов и других экспериментов «первого эшелона», кроме того, он наиболее полно исследован теоретически и реализован и изучен экспериментально.

Известно, что при кулоновском взаимодействии обмен импульсом и энергией сталкивающихся частиц логарифмически расходится в области больших прицельных параметров. Поэтому в каждой задаче следует найти такое ρ_{\max} , за которым взаимодействие оказывается эффективно уменьшенным по сравнению с чисто кулоновским. Отсюда ясно, что при столкновениях тяжелых частиц с электронами в магнитном поле в условиях, когда

$$r_L \ll \rho_{\max} \quad (34)$$

(r_L — ларморовский радиус электронов), существенный вклад в интеграл столкновений может давать область прицельных расстояний ρ , удовлетворяющих условию

$$r_L < \rho < \rho_{\max} \cdot \quad (35)$$

При этих прицельных параметрах, если скорость протона относительно ларморовского кружка, равная

$$\mathbf{u}_A = \mathbf{v} - \mathbf{v}_{e\parallel}, \quad (36)$$

где \mathbf{v} — скорость протона в сопутствующей системе электронного пучка, не превосходит поперечной к магнитному полю скорости электронов $\mathbf{v}_{e\perp}$, то протоны взаимодействуют не со свободными электронами, а с ларморовскими кружками, так как длительность столкновения

$$\tau = \rho / |\mathbf{u}_A| \gg r_L / |\mathbf{v}_{e\perp}| \quad (37)$$

превышает ларморовский период электронов.

Из-за малого разброса электронов по продольным скоростям (для электростатического ускорения) происходит быстрое возрастание эффективности охлаждения при малых протонных скоростях. Поэтому силу трения \mathbf{F} и тензор диффузии импульса $d_{\alpha\beta} = \frac{d}{dt} \langle \Delta p_\alpha \Delta p_\beta \rangle$ при столкновениях в сильном магнитном поле можно представить суммой [39]:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_A + \mathbf{F}_0; \quad d_{\alpha\beta} = d_{\alpha\beta}^A + d_{\alpha\beta}^0, \quad (38)$$

где индексы 0 и A обозначают вклады обычных (быстрых) и адиабатических столкновений. Выражения для \mathbf{F}_0 и $d_{\alpha\beta}^0$ хорошо известны [8]:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{F}_0 &= -\frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m} \int L^0(u) \frac{\mathbf{u}}{u^3} f(\mathbf{v}_e) d^3 v_e; \\ d_{\alpha\beta}^0 &= 4\pi n_e Z^2 e^4 \int L^0(u) \frac{u^2 \delta_{\alpha\beta} - u_\alpha u_\beta}{u^3} f(\mathbf{v}_e) d^3 v_e, \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

где Ze — заряд иона, движущегося в электронном потоке; $f(\mathbf{v}_e)$ — распределение электронов по скоростям;

$$L^0(u) = \ln(r_L m u^2 / Ze^2) \quad (40)$$

— кулоновский логарифм, в котором в качестве максимального прицельного параметра принят ларморовский радиус, а минимальный прицельный параметр соответствует максимально возможному отклонению иона при рассеянии:

$$\rho_{\min} = Ze^2 / (m u^2). \quad (41)$$

В работе [39] получены выражения для \mathbf{F}_A и $d_{\alpha\beta}^A$:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{F}_{\perp A} &= -\frac{2\pi Z^2 e^4}{m} \int L A \frac{\mathbf{v}_\perp u_\parallel}{u_A^3} \frac{\partial f}{\partial v_{e\parallel}} d^3 v_e; \\ F_{\parallel A} &= \frac{2\pi Z^2 e^4}{m} \int L A \frac{v_\perp^2}{u_A^3} \frac{\partial f}{\partial v_{e\parallel}} d^3 v_e; \\ \alpha_{\alpha\beta}^A &= 4\pi n_e Z^2 e^4 \int L A \frac{u_A^2 \delta_{\alpha\beta} - u_{A\alpha} u_{A\beta}}{u_A^3} f(v_e) d^3 v_e, \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

где

$$\left. \begin{aligned} L^A(u) &= \ln(\rho_{\max}^A / \rho_{\min}^A); \\ \rho_{\min}^A &= \max \left\{ r_L; \frac{e^2}{m u_A^2} \right\}; \\ \rho_{\max}^A &= \min \left\{ r_0; \frac{u_A l}{\beta c}; \frac{u_A}{\omega_0} \right\}; \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

l — длина участка охлаждения.

Скорость охлаждения колебаний характеризуется декрементом затухания, который равен отношению мощности диссипативных потерь энергии, усредненных за период, к энергии колебаний. Проще всего находить δ_z -декремент колебаний, перпендикулярных плоскости орбиты протонов в накопителе. В этом случае нет необходимости учитывать эффекты связи между поперечным и продольным движением протона. Используя приведенные выражения для силы трения, можно вычислить потери энергии за период колебаний, принимая для конкретности, что распределение электронов по скоростям имеет квазимаксвелловский вид:

$$f = \frac{\exp(-v_{\perp e}^2/2\Delta_{\perp e}^2 - v_{\parallel e}^2/2\Delta_{\parallel e}^2)}{(2\pi)^{3/2} \Delta_{\perp e}^2 \Delta_{\parallel e}}, \quad (44)$$

где $\Delta_{\perp e}$, $\Delta_{\parallel e}$ — поперечный и продольный разброс скоростей электронов в сопутствующей системе.

Рассмотрим вначале затухание пучка ионов с разбросом скоростей $\Delta_i > \Delta_{\perp e} > \Delta_{\parallel e}$. В этом случае декремент затухания

$$\delta_z = \frac{4\pi}{3} \frac{Z^2 e^4 n_e L}{m M \Delta_i^3}; \quad L = L^0(\Delta_i) + L^A(\Delta_i). \quad (45)$$

Затем, после того как Δ_i станет меньше поперечного разброса электронов $\Delta_{\perp e}$, вклад в декремент от быстрых столкновений останется постоянным, а трение от адиабатических будет продолжать быстро расти с уменьшением Δ :

$$\delta_z = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e}{m M} \left[\frac{L^0(\Delta_{\perp e})}{\Delta_{\perp e}^3} + \frac{L^A(\Delta_i)}{\Delta_i^3} \right] \quad (46)$$

для $\Delta_{\perp e} > \Delta_i > \Delta_{\parallel e}$. Первый член этого выражения, ответственный за быстрые столкновения, не зависит уже от скорости иона, что соответствует постоянству декремента затухания (без учета эффектов замагниченности). Однако за счет адиабатических столкновений продолжается рост декремента при уменьшении ионной скорости вплоть до скоростей, равных продольным скоростям электронов. При дальнейшем уменьшении разброса скоростей

ионов декремент достигает максимального значения:

$$\delta_z^{\text{макс}} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e L^A}{m M \Delta_{||e}^3}, \quad \Delta_i \ll \Delta_{||e}, \quad (47)$$

после чего затухание продолжается с постоянным декрементом до тех пор, пока температура ионов по всем степеням свободы не сравняется с продольной температурой электронов:

$$T_i^{\text{Lim}} \approx T_{||e}. \quad (48)$$

В реальных условиях эксперимента величина продольного разброса электронных скоростей может быть чрезвычайно мала. Так, если энергия электронов равна 30 кВ, а температура катода 0,2 эВ, из (33) следует, что

$$\Delta_{||e}/\beta c \approx T_h/2E_{\text{кин}} \approx 3 \cdot 10^{-6}. \quad (49)$$

Поэтому необходимо учитывать влияние погрешностей совмещения средних скоростей электронов и протонов на участке охлаждения. Так, возможна ситуация, когда существует средний угол α между направлением движения протонов θ_p и направлением магнитного поля на участке охлаждения, вдоль которого движутся электроны. Рассмотрим ситуацию, когда $\alpha \gg \Delta_{||e}/(\gamma\beta c)$.

Из выражения (42) можно получить силу трения в этом случае [39]:

$$F_{\perp A} \approx \frac{2\pi Z^2 e^4 n_e L^A}{m (\gamma\beta c)^3 \alpha^3} [\alpha - \theta + 3n(n\theta)], \quad (50)$$

где $n = \alpha/|\alpha|$. Если α направлено, вдоль нормальной степени свободы например, $\alpha_x = 0$, то скорость потери энергии

$$\dot{\epsilon}_z \sim 2\theta^2; \quad \dot{\epsilon}_x \sim -\theta^2, \quad (51)$$

т. е. колебания в направлении α раскачиваются, а в поперечном затухают, причем сумма декрементов отрицательна. Раскачка в этих условиях происходит до тех пор, пока поперечные скорости протонов не сравняются со средней ошибкой в скорости электронов. Однако, если величина α (s) вдоль участка охлаждения осциллирует, проходя малые значения, неустойчивость исчезает, но в этом случае роль продольного разброса скоростей электронов будет играть параметр:

$$\Delta v = \gamma\beta c \sqrt{\langle \alpha^2 \rangle / 2}. \quad (52)$$

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 уменьшением 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 протоны 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 Δ_e и сильно падает с возрастанием заряда иона:

$$\tau_{\text{рек}} \approx \frac{\gamma^2 \Delta_e}{20 \alpha r_e^2 c^2 Z^2 \eta n_e \ln(Z \alpha c / \Delta_e)}. \quad (53)$$

Время жизни по отношению к рекомбинации $\tau_{\text{рек}}$ для протонного пучка обычно на несколько порядков превышает время затухания малых колебаний, однако для 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», т. е. охлаждение холодным протонным пучком [7], — полностью устраняет это затруднение.

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 потерю, — 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.

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 непревычно малых токах может сказываться кулоновское рассталкивание между частицами пучка — ведь установившиеся размеры и энергетический разброс охлажденного пучка могут быть чрезвычайно малыми [34]. Наиболее легко влияние взаимодействия между протонами внутри пучка наблюдается в изменении шумов, наводимых пучком на электродах, окружающих пучок.

Так, напряжение, наводимое в кольцевом пикап-электроде, пропорционально локальной плотности пучка:

$$\left. \begin{aligned} \rho(\theta, t) &= \sum_{a=1}^N \delta(\theta - \theta_a(t)) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\exp[in\theta]}{2\pi} A_n(t); \\ A_n(t) &= \sum_{a=1}^N \exp[-in\theta_a(t)], \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

где $\theta_a(t)$ — азимутальное положение частицы a ; θ — азимут; N — число частиц в пучке; δ — периодическая δ -функция. Если движение частиц пучка не коррелировано, то легко видеть, что амплитуды гармоник плотности:

$$\overline{A_n} = 0; \quad \overline{|A_n|^2} = N. \quad (55)$$

В работе [37] показано, что учет взаимодействия между частицами приводит к следующему выражению для амплитуд гармоник:

$$\overline{|A_n|^2} = \frac{NN_{th}}{N+N_{th}} = \begin{cases} N, & N \ll N_{th} \\ N_{th} = \pi R_0 (\delta\omega)^2 / (e^2 \omega_s \omega'_s Z), & N \gg N_{th}, \end{cases} \quad (56)$$

где $\delta\omega$ — разброс частот обращения в пучке; $\omega'_s = d\omega_s/dp$; R_0 — радиус накопителя; Z — импеданс камеры по отношению к пучку.

Как видно из этого выражения, при малом числе частиц дисперсия амплитуд гармоник, т. е. мощность шумового сигнала, пропорциональна числу частиц и не зависит от разброса, так называемый *дробовой шум*. В обратном предельном случае $N \gg N_{th}$ мощность шума не зависит от числа частиц, а пропорциональна температуре пучка $\delta\omega^2 \sim T_{\parallel}$ (тепловой шум). В этих условиях существенно искажается и спектр шума, так как флуктуации плотности распространяются в виде волн со скоростью, зависящей от числа частиц. Поэтому спектр шумового сигнала состоит из двух пиков вокруг гармоник частоты обращения $n\omega_s$ и с расстояниями между пиками:

$$\Delta\omega_n = \pm n\delta\omega \sqrt{N/N_{th}} \gg n\delta\omega, \quad (57)$$

т. е. поведение пучка в этих условиях больше похоже на поведение твердого тела или жидкости, чем идеального газа. Так, при энергии выше критической энергии накопителя $\omega' < 0$ и при пороговом числе частиц $N \approx N_{th}$ дисперсии гармоник плотности обращаются в бесконечность, что соответствует самобунчивровке пучка частиц (эффект отрицательной массы). Электронное охлаждение позволяет получать описанные состояния плотного протонного пучка как ниже критической энергии, так и выше ее.

Взаимодействие частиц в поперечном направлении приводит к ослаблению фокусировки и может сдвигать частоты бетатронных колебаний к опасным «машинным» резонансам и в принципе ограничивает дальнейшее сжатие пучка. Компенсация такого сдвига бетатронных частот перестройкой фокусирующей структуры накопителя оказывается малоэффективной из-за сильной зависимости сдвига от амплитуд колебаний внутри пучка. Сдвиг частоты для пучка частиц длиной в продольном направлении l должен быть меньше расстояния до ближайшего резонанса (Δv_{max}):

$$\Delta v = \frac{NR_0 r_p}{\Omega l \beta^2 \gamma^3} < \Delta v_{max}, \quad (58)$$

где Ω — фазовый объем протонов. Это явление ограничивает минимально возможный фазовый объем охлажденного пучка.

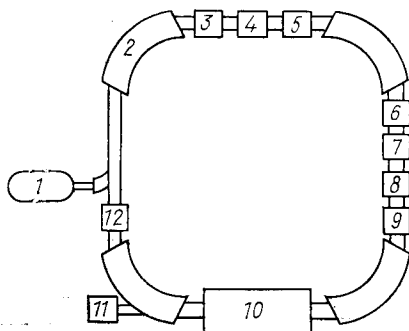
Другим эффектом, проявляющимся в интенсивном протонном пучке, особенно предельно охлажденном, становится рассеяние протонов на других протонах этого же пучка — эффект внутреннего рассеяния. Если частота обращения протонов в накопителе (при неизменном магнитном поле) растет с увеличением их энергии (такая 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.

Совершенно другая ситуация возникает, если частота обращения протонов в накопителе (при неизменном магнитном поле) падает с ростом энергии. Два протона, совершающие, например, 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, например, электронного охлаждения.

Экспериментальное исследование процесса электронного охлаждения. Для первой реализации и экспериментального изучения электронного охлаждения были разработаны специальный протонный накопитель НАП-М и система, создающая на участ-

Рис. 1. Структурная схема накопителя НАП-М:

1 — инжектор; 2 — магнит накопителя; 3, 4 — горизонтальные и вертикальные пластины для возбуждения бетатронных колебаний; 5 — ускоряющая станция; 6 — кварцевая нить для измерения профиля пучка; 7, 8 — горизонтальная и вертикальная магневые струи; 9 — сцинтилляционный счетчик; 10 — установки с электронным пучком; 11 — измеритель атомов водорода; 12 — специальный пикап-электрод для измерения шумов пучка



ке охлаждения электронный пучок с нужными параметрами [19—26].

1. Накопитель НАП-М выполнен как прототип накопителя антипротонов, каким он представлялся в 1970 г., отсюда и его название — накопитель антипротонов, модель. Именно этим обстоятельством 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 приведена на рис. 1, а основные параметры следующие:

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	$4 \times 7 \text{ см}^2$
Частоты бетатронных колебаний ν_x	1,2
ν_z	1,4
Длительность цикла ускорения	30 с
Ускоряющее ВЧ-напряжение (I гармоника)	10 В
Стабильность магнитного поля в процессе охлаждения	$1 \cdot 10^{-5}$
Среднее давление остаточного газа (с включенным электронным пучком)	$5 \cdot 10^{-10} \text{ тор}$

В одном из прямолинейных промежутков накопителя расположена установка с электронным пучком, схема которой показана

на на рис. 2, а основные параметры системы электронного охлаждения следующие:

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	$\pm 1 \cdot 10^{-5}$
Напряженность сопровождающего магнитного поля	1 кГс

Установка имеет три прямолинейных участка, в двух из которых расположены пушка и коллектор, а третий — участок охлаждения, на котором протоны движутся вместе с электронным потоком. Для формирования и транспортировки электронного пучка

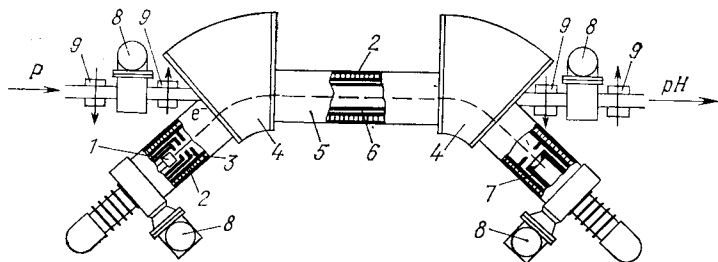


Рис. 2. Схема установки с электронным пучком:

1—электронная пушка; 2—обмотка электромагнита; 3—аноды электронной пушки; 4—участок поворота электронного пучка с тороидальным магнитным полем; 5—участок охлаждения; 6—вакуумная камера; 7—коллектор; 8—вакуумные насосы; 9—корректирующие магниты

используется сопровождающее магнитное поле, в которое помещена электронная пушка. 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 [14—18].

В установке применяется рекуперация энергии электронов, так что мощность, потребляемая высоковольтным источником, не превышает нескольких процентов от реактивной мощности пучка $U_e I_e$.

Рабочий цикл комплекса выглядит следующим образом. Протоны с энергией 1,5 МэВ однооборотнo инжектируются в накопитель. За 30 с напряженность магнитного поля поднимается до нужного значения. 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, которые сформированы 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 с непрерывным пучком, то ВЧ-напряжение снимается. После ускорения включается электронный пучок и начинается собственно процесс электронного охлаждения.

2. 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 [22]. Стабильность магнитного поля и энергии электронов составляет $1 \cdot 10^{-5}$ [24]. Весь процесс ускорения и перехода к режиму охлаждения осуществляется автоматически с помощью ЭВМ. Эту же ЭВМ используют для съема экспериментальной информации, ее немедленной обработки, выдачи в удобном для экспериментатора виде на дисплей и печатающее устройство и последующего длительного хранения [26, 27].

В экспериментах по электронному охлаждению применяли 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. Особенно полезен метод магниевои струи и регистрация возникающих при радиационной рекомбинации быстрых атомов водорода.

Метод магниевои струи (рис. 3) основан на регистрации электронов ионизации, возникающих при пересечении протонного пучка тонкой струей паров магния. Электроны ионизации доускоряются и собираются на люминофор; свечение люминофора регистри-

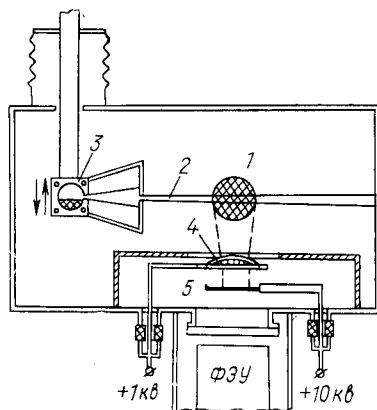


Рис. 3. Измеритель профиля протонного пучка:

1 — протонный пучок; 2 — струя паров магния; 3 — контейнер с магнием; 4 — собирающий электрод; 5 — люминофор

руется фотумножителем. В экспериментах использовали ленточную струю 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)

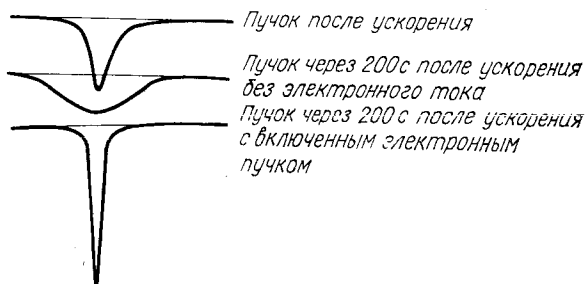


Рис. 4. Измерения поперечного распределения протонного пучка кварцевой нитью

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 можно остановить в любой точке; в этом случае можно следить за изменением плотности протонного пучка во времени.

Наблюдая за потоком быстрых атомов водорода, можно оценить среднюю относительную скорость протонов и электронов по полному потоку таких атомов [см. (20)] и измерять установившиеся размеры и угловой разброс в протонном пучке с очень высоким разрешением.

3. 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, который получается при сканировании тонкой нитью поперечного сечения камеры накопителя (рис. 4). 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 выяснять соответствующие функциональные зависимости особенно удобно, если

остановить магниевую струю в центре протонного пучка и наблюдать зависимость плотности от времени после специального удара инфлектором, который возбуждает бетатронные колебания в охлажденном пучке, одинаковые для всех протонов (рис. 5). При этом,

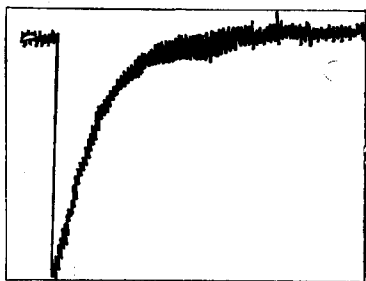


Рис. 5. Измерения плотности протонного пучка тонкой струей паров магния после расширения протонного пучка. Одно деление по горизонтали — 0,1 с

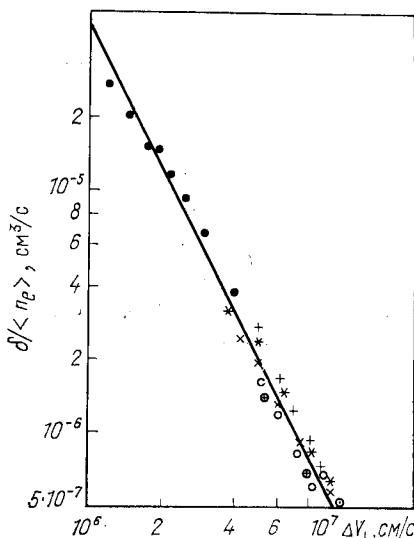


Рис. 6. Зависимость отношения декремента охлаждения к средней по орбите плотности электронного пучка от относительных скоростей электронов и протонов:

● — для энергии протонов 1,4 МэВ, тока электронного пучка 2 мА, относительной скорости Δv_p ; + — для 65 МэВ, 500 мА, Δv_p ; × — для 65 МэВ, 300 мА, Δv_p ; ⊙ — для 65 МэВ, 300 мА, Δv_e ; ○ — для 65 МэВ, 500 мА, Δv_e ; * — для 35 МэВ, 100 мА, Δv_p ; ⊙ — данные ЦЕРНа

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. Измеренный таким образом декремент затухания протонов при различных значениях относительной скорости протонов и электронов приведен на рис. 6 [36]. Относительная скорость создавалась возбуждением бетатронных колебаний протонов (Δv_p) или наклоном электронного пучка относительно протонной траектории (Δv_e). Усредненная плотность электронов с учетом доли длины электронного пучка в орбите протонов ($\langle n_e \rangle = l n_e / (2\pi R_0)$) обозначена $\langle n_e \rangle$. На этом же рисунке даны результаты, полученные в экспериментах по электронному охлаждению в ЦЕРНе [69].

Как видно из рисунка, скорость затухания растет при уменьшенной относительной скорости как v_{\perp}^{-2} . При температуре катода 2000 К скорость ларморовского вращения $v_{\perp e} \approx 3 \cdot 10^7$ см/с; воз-

растание эффективности взаимодействия протона и электрона при $v_{\perp} < v_{\perp e}$ указывает на то, что протон взаимодействует с ларморовскими кружками.

Эффективность затухания продольного разброса скоростей характеризуется продольной силой трения. Продольную силу трения находили при измерении скорости радиального смещения

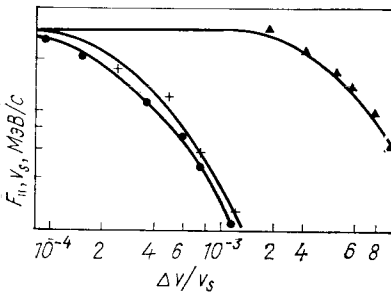


Рис. 7. Зависимость продольной мощности трения от разности скоростей протонов и электронов:

● — от разности продольных скоростей; + — от поперечной разности скоростей; ▲ — от ларморовской скорости вращения электронов

протонного пучка и создании скачком разности продольных скоростей протонов и электронов:

$$dx/dt = R_0 \psi v_{\parallel} F_{\parallel} / (\beta^2 E).$$

Зависимости продольной силы трения от разности продольных скоростей, поперечных скоростей и скорости ларморовского вращения приведены на рис. 7. Видно, что скорость ларморовского вращения начинает влиять на продольную силу лишь при сравнительно больших значениях.

Полученные зависимости декремента поперечного затухания и продольной силы трения можно объединить в следующие эмпирические выражения, записанные в сопутствующей системе:

$$\delta = \frac{66 r_p r_e \langle n_e \rangle c^4}{[(\alpha v_0)^2 + \Delta v_{\perp}^2 + 11 \Delta v_{\parallel}^2] \sqrt{v_L^2 + \Delta v_{\perp}^2 + \Delta v_{\parallel}^2}};$$

$$F_{\parallel} = \frac{12 \pi r_e^2 \langle n_e \rangle m c^4}{\sqrt{[(\alpha v_0/2)^2 + \Delta v_{\perp}^2 + (\Delta v_{\parallel})^2] [(v_L/2)^2 + \Delta v_{\perp}^2 + (\Delta v_{\parallel})^2]}};$$

где α — коэффициент, учитывающий искажения силовых линий продольного магнитного поля и примерно равный углу между силовыми линиями и равновесной орбитой протонов; r_e , r_p — классические радиусы электрона и протона. «Естественные» искажения магнитного поля на энергии 65 МэВ соответствовали $\alpha \approx 4 \cdot 10^{-4}$. Область исследованных параметров, в которой эти выражения экспериментально обоснованы, имеют следующий вид:

$$10^5 \text{ см/с} < \Delta v_{\perp} < 7 \cdot 10^6 \text{ см/с};$$

$$4 \cdot 10^5 \text{ см/с} \leq \Delta v_{\parallel} \leq 2 \cdot 10^7 \text{ см/с};$$

$$4 \cdot 10^7 \text{ см/с} \leq v_L \leq 10^8 \text{ см/с};$$

$$10^7 \text{ 1/см}^3 \leq n_e \leq 4,8 \cdot 10^8 \text{ 1/см}^3.$$

Экстраполяцию этих выражений в более широкую область значений параметров следует производить с известной осторожностью. В указанной области согласие этих выражений с экспериментом не хуже 20%. Минимальное время охлаждения, полученное на энергии 65 МэВ, равно $\tau = 30$ мс.

4. Большое значение для применения охлажденных пучков имеет вопрос об установившихся предельных значениях фазовой

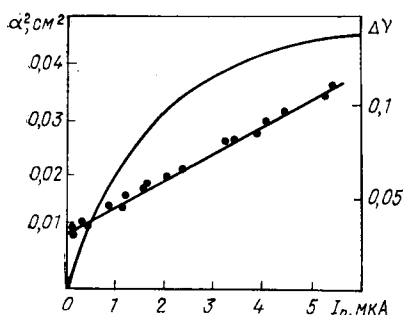


Рис. 8. Зависимость квадрата поперечного радиуса a^2 протонного пучка от протонного тока при энергии 1,5 МэВ:

сплошная линия — вычисленный сдвиг частоты бетатронных колебаний

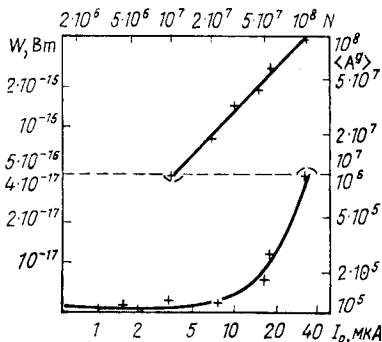


Рис. 9. Зависимость мощности шумов протонного пучка от тока (энергия 65 МэВ) до и после охлаждения

плотности. Поперечные размеры протонного пучка измерялись двумя независимыми способами: сканированием кварцевой нитью и регистрацией быстрых нейтральных атомов водорода при помощи ядерной эмульсии или пропорциональной камеры, а при больших размерах и сканированием магниевой струей. На энергии 65 МэВ вплоть до интенсивностей $2 \cdot 10^8$ существенных изменений поперечного размера не было замечено и диаметр пучка составлял примерно 0,2 мм, что соответствует углам в протонном пучке $\pm 2 \cdot 10^{-5}$. Влияние интенсивности протонного пучка на установившийся размер, как видно из выражения (58), наиболее сильно при малой энергии. Действительно, при экспериментах на энергии 1,5 МэВ был обнаружен сильный рост установившегося размера протонного пучка с увеличением его тока (рис. 8). Видно, что площадь поперечного сечения пучка растет пропорционально току и достигнут максимальный сдвиг частоты бетатронных колебаний на собственном поле, равный $\Delta\nu \approx 0,15$.

Разброс по энергиям в свободно циркулирующем пучке измерялся по разбросу частот обращения. Для этого производили из-

мерения спектров сигналов, наведенных пучком на пикап-электродах вблизи гармоник частоты обращения [38]. Зависимость мощности этого сигнала от протонного тока в охлажденном и неохлажденном пучках дана на рис. 9.

Как видно из рисунка, мощность шума неохлажденного пучка линейно растет с током (дробовой шум), а мощность шума охлажденного пучка на два порядка меньше и не зависит от тока вплоть до токов ~ 10 мкА. В этой области разброс по импульсам, полученный в соответствии с выражением (56), составляет $\Delta p/p \approx \pm 1,4 \cdot 10^{-6}$, а продольная температура достигает экзотически малых значения 1 К. При возрастании интенсивности начинается сказываться разогрев продольной степени свободы за счет поперечной температуры при взаимном рассеянии протонов.

Поперечная температура протонов при малых токах достигает значения $T_{\perp} \sim M \Delta v_{\perp p}^2 / 2 \approx 2 \cdot 10^{-2}$ эВ ≈ 200 К. Заметим, что в условиях этих экспериментов поперечная температура электронного пучка составляла $T_{\perp e} \approx 0,2$ эВ ≈ 2000 К, а формально определенная выражением (33) продольная температура $\sim 1,3 \cdot 10^{-6}$ эВ (0,013 К). Как уже указывалось выше, наиболее вероятно, что поперечный излом силовых линий магнитного поля $\alpha \approx 4 \cdot 10^{-4}$ и определял эффективную температуру электронных ларморовских кружков:

$$T_e \sim m \Delta v_{\perp e}^2 / 2 \sim 5,6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ} \approx 56 \text{ К.}$$

Температура протонного пучка, как видно из приведенных выше оценок, существенно меньше температуры катода, что дополнительно указывает на существенное изменение кинетики теплообмена между протонами и электронами при наличии сильного магнитного поля и малости продольного разброса электронных скоростей.

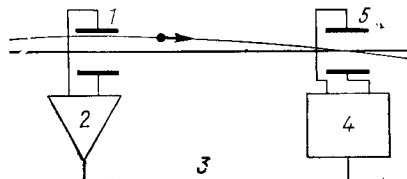
Итак, электронное охлаждение было успешно опробовано и экспериментально исследовано в диапазоне энергий от 1,5 до 85 МэВ. Итоговая эффективность электронного охлаждения хорошо характеризуется отношением начального 6-мерного фазового объема пучка, который соответствует амплитуде бетатронных колебаний 1 см и энергетическому разбросу 0,1%, к установившемуся фазовому объему при амплитуде бетатронных колебаний 0,10 мм и энергетическом разбросе $1 \cdot 10^{-5}$. Это дает возрастание фазовой плотности $1^4 \cdot 10^{-3} / (2,5 \cdot 10^{-2})^4 \cdot 10^{-5} \approx 3 \cdot 10^8$ раз (!). Повидимому, возможно и дальнейшее повышение эффективности электронного охлаждения. Во всяком случае, время охлаждения может быть уменьшено (особенно для больших амплитуд) в несколько раз за счет заполнения электронами большей доли орбиты пучка тяжелых частиц.

4. СТОХАСТИЧЕСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Метод стохастического охлаждения, предложенный Ван-дер-Меером [45], основан на использовании активных систем обратных связей, взаимодействующих с пучком. Сигнал, полученный на пикап-электродах, усиливается и подается на электроды, воз-

Рис. 10. Схема поперечного стохастического охлаждения:

1 — измеряющий пикап-электрод; 2 — предусилитель; 3 — задерживающий кабель; 4 — усилитель мощности; 5 — корректирующие пластины



действующие на пучок для корректировки движения частиц. Как было показано в работе [54], эффект затухания отклонений частицы от равновесного движения связан с воздействием полей, наведенных частицей и усиленных системой, на эту же частицу (эффект самодействия). Все остальные частицы пучка, естественно, не дают сигналов, полезных для затухания колебаний данной частицы, а могут только вносить возмущения, ограничивающие возможности затухания.

Схема системы для гашения бетатронных колебаний частиц показана на рис. 10. Рассмотрим процессы, происходящие в этой системе.

При пролете частицей (с зарядом e) дифференциальных пикап-электродов с эффективным входным сопротивлением ρ на выходе усилителя появляется импульс напряжения:

$$U = k_{\text{э}} e W \rho x / A \quad (59)$$

с эффективной длительностью

$$\Delta t \approx 1/W, \quad (60)$$

где W — ширина полосы частот усилителя; k — коэффициент усиления; x — координата частицы в момент пролета; A — характеристика чувствительности пикап-электрода (по порядку величины — размер апертуры).

Чтобы уменьшить взаимное влияние частиц, необходимо иметь достаточно малую длительность импульса напряжения. Одним из ограничивающих факторов является апертура пикап-электродов. Даже при большой полосе усилителя эффективная полоса системы пикапа-усилителя будет ограничена величиной:

$$W < v/A = \omega_s R/A, \quad (61)$$

где v — скорость движения частиц; R — средний радиус ускорителя; ω_s — равновесная частота обращения.

После усилителя импульс напряжения задерживается на кабеле таким образом, чтобы он появился на корректирующих пластинах одновременно с приходом частицы. Это условие также накладывает определенные ограничения на полосу усилителя, так как различные частицы в пучке имеют разные частоты обращения, и разброс времен пролета частиц от пикап-электрода до корректирующих пластин не должен превышать длительность импульса напряжения; отсюда

$$W < \frac{\omega_s^2}{\Delta\omega} \frac{1}{\theta_p}, \quad (62)$$

где $\Delta\omega$ — разброс частот обращения; θ_p — азимутальное расстояние от пикап-электродов до корректирующих пластин. Заметим, что условия (3), (4) взаимно связаны. Выражая необходимую апертуру накопителя через коэффициент уплотнения орбит и разброс пучка по импульсам, можем записать эти условия в виде:

$$W < \omega_s (\alpha \Delta p/p)^{-1}; \quad W < \frac{\omega_s}{(\alpha - 1/\gamma^2) \Delta p/p} \frac{1}{\theta_p}.$$

В результате воздействия усиленного сигнала на частицу ее поперечный импульс изменится на (считая воздействие электростатическим)

$$\Delta p_{\perp} = \frac{k_y e^2 \rho}{A^2} x(t - \tau), \quad (63)$$

где $\tau = \theta_p/\omega_s$ — время пролета равновесной частицы и распространения сигнала от пикап-электрода до пластин. Если представить поперечные колебания в виде $x(t) = a \sin(\nu\omega_s t + \varphi)$, где φ — начальная фаза колебаний, то изменение квадрата амплитуды за один пролет можно записать в виде:

$$\Delta(a^2) = a^2 [2\kappa \sin \varphi \cos(\nu\omega_s \tau + \varphi) + \kappa^2 \sin^2(\varphi - \nu\omega_s \tau)], \quad (64)$$

где

$$\kappa = k_y e^2 \rho / (A^2 \gamma M \nu \omega_s).$$

После усреднения по фазам φ мы получаем

$$\langle \Delta(a^2) \rangle = a^2 (-\kappa \sin \nu\omega_s \tau + \kappa^2/2). \quad (65)$$

Максимально быстрое гашение колебаний будет происходить в том случае, если время задержки будет равно четверти периода бетатронных колебаний. Этот результат вполне естествен, так как только в данном случае сила коррекции будет направлена против скорости поперечного движения в момент пролета частицей корректирующих пластин, независимо от фазы колебаний.

Итак, для $\kappa \ll 1$ и оптимальном $\nu\omega_s \tau = \pi/2$ мы можем записать одночастичный декремент затухания в виде

$$\delta = f_0 \langle \Delta a^2 \rangle / a^2 = f_0 \kappa = k e^2 \rho / (2\pi A^2 \gamma M \nu). \quad (66)$$

Как видно из этого выражения, с ростом коэффициента усиления увеличивается и декремент затухания колебаний частиц.

Реально достижимый декремент затухания ограничивается, однако, несколькими факторами: требованием когерентной устойчивости пучка, экранировкой сигнала данной частицы вынужденным движением соседних частиц, шириной частотной полосы и шумами радиотехнической системы обратной связи. Оценим ограничения, накладываемые этими факторами на декремент затухания.

1. Число частиц N^* , взаимно влияющих друг на друга при каждом пролете, определяется длительностью импульса напряжения, наводимого частицей и

$$N^* = N\omega_s / (2\pi W) = N/n, \quad (67)$$

где N — равномерно распределенное по азимуту полное число частиц в накопителе; n — число гармоник частоты обращения в полосе усиления системы обратной связи.

Представим, что все частицы имеют одну и ту же частоту обращения и колеблются когерентно с одной и той же амплитудой и фазой. Тогда сигнал с пикап-электродов, а значит, и коэффициент обратной связи для когерентных колебаний увеличатся пропорционально числу таких частиц:

$$\kappa_c = \kappa N\omega_s / (2\pi W). \quad (68)$$

Как видно из уравнения (65), условие когерентной устойчивости можно записать в виде

$$\kappa_c \leq 1, \quad (69)$$

что и ограничивает коэффициент усиления, а значит, и одночастичный декремент затухания значением

$$\delta \leq W/N. \quad (70)$$

Заметим, что когерентные колебания пучка в этом случае затухают максимально быстро — за время одного оборота пучка!

2. Рассмотрим теперь влияние остальных частиц на гашение колебаний данной частицы, учитывая разброс частот обращения, который приводит к конечному времени взаимодействия пар частиц t_{ik} :

$$t_{ik} \approx \omega_s / \Delta\omega W. \quad (71)$$

За это время сигнал частицы вызовет вынужденное движение всех остальных частиц, находящихся в области влияния, в противофазе по отношению к данной частице, которое можно записать в виде

$$x^*(t) = -\kappa x(t) \omega_s t_{ik} / 4\pi. \quad (72)$$

Существенное ослабление (экранировка) сигнала частицы произойдет при условии равенства вычитающихся сигналов, наводи-

мых данной частицей и всеми остальными:

$$x(t) \approx x^*(t) N^*. \quad (73)$$

Из этого условия мы снова можем написать ограничение на декремент затухания в виде

$$\delta \leq \frac{\Delta\omega 2\pi W}{\omega_s^2} \frac{W}{N}. \quad (74)$$

Отличие этого выражения от (70) заключается в дополнительном факторе:

$$G = \Delta\omega 2\pi W / \omega_s^2 = T_0 / t_{ih}. \quad (75)$$

Величина G^{-1} равна числу оборотов, в течение которых частицы эффективно взаимодействуют друг с другом. В силу ограничений (61) и (62) на максимальную возможную полосу W всегда G меньше единицы, но в предельных условиях может быть близка к ней. Однако в процессе охлаждения и уменьшения разброса $\Delta\omega$ происходит уменьшение G и, значит, уменьшение декремента затухания. Таким образом, максимальный декремент охлаждения может приближаться к значениям (70), ограниченным требованием когерентной устойчивости, лишь на начальном этапе охлаждения.

При получении ограничения на декремент (74) учитывалось только вынужденное движение остальных частиц пучка под действием данной частицы. Собственное движение остальных частиц также изменяет амплитуду колебаний данной частицы в соответствии с (62).

Уравнение движения для квадрата амплитуды колебаний можно записать в этом случае в виде

$$da_k^2/dt = -\kappa f_0 a_k^2 + \kappa^2 f_0 \langle a^2 \rangle N^* \frac{\omega_s^2}{4\pi\Delta\omega W}. \quad (76)$$

Как видно из этого уравнения максимальное значение декремента соответствует (75), заметим только, что диффузия в этом случае может разогревать частицы, имеющие малые амплитуды до средне-квадратических значений:

$$da_k^2/dt = -\delta (a_k^2 - \langle a^2 \rangle / 2). \quad (77)$$

3. Оценим теперь влияние тепловых шумов системы на установившийся размер пучка. Если считать, что шум усилителя определяется только тепловыми колебаниями на входе и усиливающие элементы не добавляют шума, то в нашей модели флуктуации напряжения на входе

$$(\Delta U)^2 \approx 4kT\rho W, \quad (78)$$

где k — постоянная Больцмана; T — температура. Записывая уравнение для установившейся амплитуды колебаний в виде

$$d\langle a^2 \rangle / dt = -\delta \langle a^2 \rangle + \left(\frac{d\langle \Delta a^2 \rangle}{dt} \right)_D = 0,$$

где

$$\left(\frac{d \langle \Delta a^2 \rangle}{dt} \right) \approx \left(\frac{k_y \Delta U_c}{\gamma M \omega_s v W} \right)^2 f_0 \quad (79)$$

и используя значение $\langle \Delta U^2 \rangle$ из выражения (78), получаем установившееся значение амплитуды колебаний:

$$\frac{\langle a^2 \rangle}{R^2} \approx \frac{kT}{v \gamma M v^2} \frac{k_y}{n}.$$

Из этого выражения видно, что при увеличении коэффициента усиления k_y установившийся размер растет, несмотря на пропорциональный рост декремента затухания δ (мощность шума на выходе растет как k_y^2).

Для увеличения декремента охлаждения без возрастания установившегося размера можно использовать много описанных выше систем, работающих параллельно. В этом случае и декремент, и мощность шума возрастают пропорционально числу систем, что и позволяет ускорить охлаждение без ухудшения параметров охлажденного пучка. Возможно и использование одного достаточно мощного усилителя, на который сводятся сигналы со многих пикап-электродов, а усилитель снова раздает сигнал на много корректирующих элементов [55].

Приведем числовые оценки возможных скоростей охлаждения для накопителя протонов или антипротонов радиусом $R = 20$ м при $v \approx 2$, импульсом частиц $\gamma M v = 1$ ГэВ/с, размером апертуры $A = 10$ см, волновое сопротивление пикап-электродов $\rho = 50$ Ом и полоса усилителя $W = 500$ МГц. Если производить охлаждение пучка до диаметра 2 см ($a = 1$ см), то из выражения (79) получим ограничение на максимально возможный коэффициент усиления $k_y \leq 3,5 \cdot 10^6$, а значит, и время охлаждения будет составлять $\tau = \delta^{-1} = 140$ с. Если использовать такую систему для накопления вторичных частиц, то время охлаждения должно быть меньше цикла работы ускорителя, которое составляет обычно несколько секунд. Чтобы получить такое быстрое охлаждение, необходимо, как видно из приведенной оценки, использовать около сотни пикап-электродов для уменьшения вклада тепловых шумов. Предельное число частиц, не нарушающее условие когерентной устойчивости (70) $N \leq \tau W$, для приведенного численного примера и $\tau \approx 2$ с будет составлять около 10^9 . Завершим наш пример оценкой роли взаимного влияния частиц. При разбросе частиц по импульсам $\Delta p/p \approx 10^{-3}$, что характерно для последних стадий охлаждения, разброс по частотам обращения для выбранных параметров

$$\Delta \omega \approx \omega_s (\alpha - 1/\gamma^2) \Delta p/p.$$

Здесь α — коэффициент уплотнения орбит и равен $1/v^2 = 0,25$.

В результате частицы в этих условиях будут влиять друг на друга в течение $G^{-1} \approx 14$ оборотов (17), что накладывает дополни-

тельные ограничения на охлаждение (75) и (76). Число частиц, которое можно охлаждать за время $\tau \approx 2$ с, должно быть меньше 10^8 .

Мощность усилителя, необходимая для стохастического охлаждения, определяется тепловыми шумами и сигналами от частиц и имеет следующий вид:

$$P = (4kT + Ne^2\omega_s\rho \langle a^2 \rangle / A^2) Wk_y^2.$$

Усилитель с коэффициентом усиления $k_y = 3,5 \cdot 10^6$ будет иметь мощность тепловых шумов на выходе ~ 100 Вт, для достижения

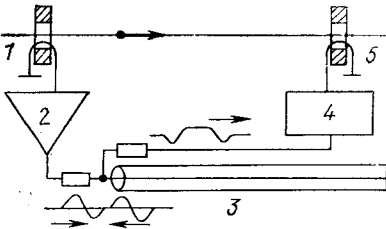


Рис. 11. Схема стохастического охлаждения разброса по продольным импульсам на основе фильтра:

1 — измеряющий пикап-электрод; 2 — предусилитель; 3 — фильтр в виде короткозамкнутого кабеля; 4 — усилитель мощности; 5 — ускоряющий зазор

времени охлаждения ~ 1 с необходимо около 100 таких усилителей или один с мощностью ~ 10 кВт.

Продольное охлаждение пучка в принципе возможно при использовании такой же системы, только вместо отклоняющих пластин используется широкополосный ускоряющий элемент. В этом случае пикап-электроды измеряют отклонение частицы по радиусу, связанное с отклонением по импульсу. Если ускоряющий зазор установить в таком месте на орбите, где значение дисперсионной функции равно нулю, то радиальные бетатронные колебания не будут возбуждаться при воздействии сигналов на пучок. Интересная схема продольного затухания была предложена Торндалом [55]. Она основана на использовании специального фильтра в виде короткозамкнутого кабеля, как показано на схеме рис. 11. Сигнал на выходе такого фильтра

$$U_{\text{out}}(t) \approx U(t) - U(t - T),$$

где $U(t)$ — сигнал на входе фильтра, т. е. происходит вычитание сигнала, который отражается от замкнутого конца и приходит на вход усилителя через время распространения сигнала по кабелю, выбираемого равным периоду обращения равновесной частицы. Измеряющий пикап-электрод (например, в виде ферритового кольца, охватывающего пучок) выдает импульс напряжения в момент прохождения частицы. Если выбрать частотную характеристику пикап-электродов и усилителя таким образом, чтобы происходило дифференцирование сигнала, то импульсы на выходе усилителя

мощности будут пропорциональны отклонению частоты обращения частицы от равновесной.

Воздействие тепловых шумов предусилителя на пучок будет иметь совершенно другой характер, чем в рассмотренной ранее системе. Шумовое напряжение $U_n(t)$, изменившее энергию частицы, снова является на ускоряющем зазоре через время оборота с обратным знаком — $U_n(t)$ и в точности компенсирует скачок энергии равновесной частицы. Скорость нагрева неравновесных частиц зависит от точности прихода частицы через оборот ($\Delta t_i = \Delta\omega T_s/\omega_s$) и пропорциональна $(\Delta U)^2 \approx U_n^2 (WT_s/\omega_s)^2 (\Delta\omega)^2$, т. е. зависит от разброса $\Delta\omega$ так же, как и мощность трения. Это приводит к тому, что декремент охлаждения уменьшается, но затухание может идти до малых разбросов, ограниченных только взаимодействием между частицами. Разогрев шумами растет как k_y^2 , а мощность трения только как k_y , поэтому шум в обсуждаемом случае ограничивает декремент.

Для более подробного сравнения возможностей продольного охлаждения на основе фильтра и основанного на прямом измерении пикап-электродом отклонения по энергии приведем значения одночастичного декремента и ограничения на декремент, связанные с тепловыми шумами:

$$\left. \begin{aligned} \delta &\approx r_p \rho W^2 k_y \eta \frac{1}{\beta^2 \gamma} < f_0 \frac{Mc^2}{kT} r_p \rho W \text{ — фильтровый метод;} \\ \delta &\approx r_p \rho W \frac{R_0 \psi_p}{A} \omega_s k_y \frac{1}{\beta^2 \gamma} < f_0 \frac{Mc^2}{kT} r_p \rho W \left(\frac{\Delta p}{p} \frac{\psi_p R_0}{A} \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

— прямой метод,

где ψ_p — значение ψ в области пикап-электродов.

Как видно из этих выражений, ограничения на декремент в начале охлаждения ($R_0 \psi_p (\Delta p/p)_i / A \approx 1$, примерно одинаковы, однако в процессе охлаждения до желаемого $(\Delta p/p)_f \ll (\Delta p/p)_i$: прямой метод существенно проигрывает. Заметим, что при использовании усилителей с полосой, существенно меньшей, чем предельно возможная из выражения (61), фильтровый метод требует значительно большего коэффициента усиления.

Основные факторы, ограничивающие максимально возможные декременты, имеют для продольного охлаждения тот же характер, что и для поперечного, поэтому мы не будем их повторять. Заметим только, что в процессе охлаждения разброса по импульсам взаимодействие между частицами пучка возрастает и затухание может носить не экспоненциальный характер:

$$d\Delta\omega/dt \approx -\delta\Delta\omega \approx -(\Delta\omega)^2 n^2/N, \quad (81)$$

следовательно, $\Delta\omega(t) \approx \Delta\omega_0/(1 + \Delta\omega_0 n^2 t/N)$.

Эксперименты по стохастическому охлаждению проводились в ЦЕРН [48, 52, 55]. Исследовалась скорость охлаждения частиц в широком диапазоне интенсивностей пучка от нескольких сот частиц до 10^{10} . Зависимость времени охлаждения τ от интенсивности пучка, полученная в эксперименте на ICE, дана на рис. 12 [55]. Хорошо видно, что предельное время охлаждения ограниче-

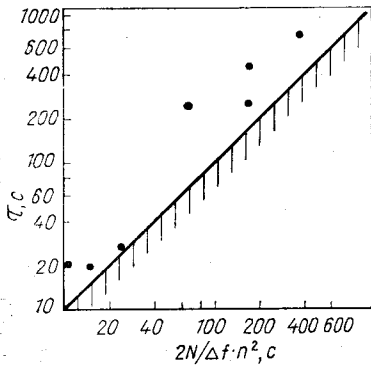


Рис. 12. Зависимость времени охлаждения от интенсивности протонного пучка

но обсуждавшимся выше взаимодействием между частицами. Ограничения для малого числа частиц $\leq 8 \cdot 10^7$ были связаны с шумами электроники, и минимальное время охлаждения составляло около 20 с. При интенсивности пучка $\geq 10^8$ основным ограничением было взаимодействие между частицами. Время охлаждения при полосе частот усилителя $W = 170$ МГц и разбросе $\Delta p/p \approx 10^{-3}$ составляло около 500 с ($N = 1,2 \cdot 10^9$).

В заключение обратим внимание на основные особенности стохастического охлаждения интенсивных пучков. В этом случае эффективность охлаждения обратно пропорциональна числу частиц и пропорциональна разбросу частот обращения в пучке, т. е. наиболее эффективно стохастическое охлаждение для частиц

В заключение обратим внимание на основные особенности стохастического охлаждения интенсивных пучков. В этом случае

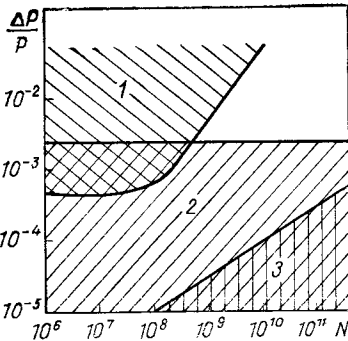


Рис. 13. Примерные области использования стохастического и электронного охлаждения пучков со временем охлаждения 1 с:

1—область эффективного стохастического охлаждения; 2—область электронного охлаждения; 3—область, в которой внутрипучковое взаимодействие становится существенным

с большим разбросом по частотам обращения. Получение высоких фазовых плотностей при этом способе охлаждения невозможно из-за сильного взаимного влияния частиц. Так, в экспериментах с электронным охлаждением были получены такие плотности, что взаимодействие между частицами (даже без усилителей, а только полями в камере) приводило к существенному искажению спектра

шумов. Взаимодействие частиц внутри пучка приводило к сильному уменьшению сигналов и сдвигало спектр на величину, большую собственного разброса частиц в накопителе. В этих условиях сигнал от частицы, наводимый на пикап-электродах, не соответствует движению частицы и, следовательно, не может вызвать затухания. В то же время электронное охлаждение для частиц с большим разбросом по скоростям не столь эффективно и встречает определенные технические трудности, таким образом, эти два способа охлаждения в некотором смысле дополняют друг друга. На рис. 13 показаны (очень ориентировочно) области, в которых можно получить затухание около 1 с при полосе усилителей 1 ГГц и числе пикапов 100 для накопителя с параметрами $R = 20$, $(p/\omega_s)(d\omega/dp) = 0,4$, $\gamma = 2$. Как видно из этого рисунка, разработанные методы позволяют охлаждать пучки тяжелых частиц в широком диапазоне параметров пучков как по интенсивности, так и по разбросам, что и позволит в самом ближайшем будущем проводить качественно новые эксперименты.

5. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕРЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДОВ ОХЛАЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Весьма полезным может стать использование охлаждения пучков тяжелых частиц для проведения экспериментов в режиме сверхтонкой внутренней мишени (см. разд. 4) [63]. Установившийся разброс поперечного и продольного импульса в пучке частиц (часто весьма важны при экспериментах) определяется соотношением между скоростью диффузии при столкновениях с атомами мишени и скоростью охлаждения. Важная особенность электронного охлаждения в данном случае — рост мощности трения $\delta\Delta p^2$ при уменьшении разброса Δp . Если диффузия на мишени не зависит от разброса ($\Delta p/p \ll 1$), то при мощности охлаждения, превосходящей мощность нагрева (диффузию), происходит охлаждение пучка до весьма малых разбросов, определяемых совсем другими источниками диффузии, например, внутривпучковым рассеянием. Для стохастического и радиационного метода мощность охлаждения падает с уменьшением Δp , и поэтому появляется вполне определенное значение разброса при мощности охлаждения, сравнимой с мощностью нагрева. Это свойство электронного охлаждения позволяет иметь очень малый разброс в пучке при достаточно плотной мишени ($\Delta p/p \approx 10^{-5} - 10^{-6}$).

Светимость в экспериментах со сверхтонкой мишенью определяется скоростью накопления частиц \dot{N} и сечением их гибели на мишени $\sigma_{\mathcal{L}} = \dot{N}/\sigma$. При энергиях сильно взаимодействующих частиц порядка 1 ГэВ и выше определяющим взаимодействием является ядерное с сечением около 10^{-25} см². Поэтому при скорости на-

копления антипротонов $\sim 10^8$ р/с светимость достигает 10^{33} см $^{-2}$ \times \times с $^{-1}$. Число же частиц в накопителе определяется временем жизни частиц, т. е. плотностью мишени (n част./см 2): $N = \dot{N}/f_0 n \sigma$, где f_0 — частота обращения частиц. При работе с газовыми мишенями $n > 10^{15}$ число частиц не слишком велико, но при работе на газовой поляризованной мишени $n \approx 10^{13}$ р/см 2 и частоте обращения $f_0 = 6 \cdot 10^6$ число накопленных антипротонов для достижения указанной светимости достигает значительной величины $N \approx 10^{13}$ р.

Эксперименты со сверхтонкими внутренними мишенями наиболее эффективны при использовании или редких частиц (например, антипротоны или антидейтоны), или неплотных мишеней, которые нельзя сделать плотными по физическим или техническим ограничениям: свободные нейтроны, пары элементов в целях регистрации осколков деления или другой пучок частиц. В последнем случае прозрачность мишени компенсируется накоплением большого числа частиц, поэтому ясны затруднения с использованием стохастического охлаждения, имеющего ограничения, связанные с большим числом частиц. Для редких же частиц и плотной мишени, когда число накопленных частиц не слишком высоко $N \approx 10^9$, стохастическое охлаждение позволяет осуществлять такие эксперименты практически для любой доступной накопителю энергии.

Разработанные в последние годы методы охлаждения тяжелых частиц открывают интересные перспективы перед экспериментами с накопленными ионными пучками особенно с трудно получаемыми ионами, главным образом тяжелыми. При высокой степени монохроматизации пучка ионов в накопителе после охлаждения происходит естественное разделение даже близких по массам изотопов, что делает возможной работу с самыми редкими изотопами в абсолютно чистых условиях. Охлаждение позволяет использовать в качестве мишени второй пучок ионов, также лишенный электронных оболочек. При этом, в частности, совсем бесфоновыми становятся и реакции с испусканием ядерных γ -квантов, что может оказаться полезным при изучении квантово-электродинамических явлений в критических и «закритических» электрических полях сверхтяжелых составных ядер. При электронном охлаждении осложняющим обстоятельством при работе с тяжелыми ионами является ускорение потери ионов при рекомбинации с охлаждающими электронами. Если число накопленных ионов достаточно велико и стохастическое охлаждение трудно применить, то возможно использовать в качестве охладителя пучок протонов, охлаждаемого, в свою очередь, электронно [64,71].

Встречные протон-антипротонные пучки. Одним из самых интересных и ближайших приложений разработанных методов охлаждения тяжелых частиц является осуществление эксперимен-

тов со встречными протон-антипротонными пучками [56—62, 66, 67]. Возможность осуществления встречных пучков в существующих или строящихся ускорителях протонов на предельно высоких энергиях при сравнительно скромных затратах на создание системы накопления антипротонов привлекает все большее внимание. Фактически, все крупные физические центры, имеющие ускорители высокой энергии, приступили к работам в этом направлении. Наиболее интенсивно работы по созданию источника антипротонов проводятся в лаборатории ЦЕРН [67].

Светимость встречных пучков определяется числом частиц N_p и $N_{\bar{p}}$, площадью сечения пучков в местах встречи s и частотой обращения в накопителе f :

$$\mathcal{L} = fN_p N_{\bar{p}}/s. \quad (82)$$

Максимальное число частиц, при котором не будет происходить раскачки бетатронных колебаний за счет нелинейности сдвига частоты на встречном пучке, можно записать в виде

$$N_{\text{макс}} \approx \gamma \Delta\nu \Omega / r_p, \quad (83)$$

где Ω — одномерный поперечный фазовый объем накопителя; γ — релятивистский фактор; $\Delta\nu$ — допустимый сдвиг частоты колебаний. Допустимый сдвиг составляет от 0,1 до 0,001 в зависимости от времени затухания или существования пучков, выбранной магнитной системы и тщательности ее настройки. При использовании охлаждения размеры пучков будут определяться эффектами встречи, поэтому рационально работать с равным числом частиц $N_p = N_{\bar{p}} = N$ и одинаковыми фазовыми объемами. Соответственно максимальная светимость накопителя

$$\mathcal{L}_{\text{макс}} = \frac{\gamma^2 (\Delta\nu)^2 f}{r^2 p} \frac{\Omega}{\beta_0}, \quad (84)$$

где β_0 — значение β -функции накопителя в месте встречи. Для накопителя с фазовым объемом пучка $\Omega \approx 10^{-4}$ см·рад, $f \approx 5 \cdot 10^4$, $\gamma = 1000$, $\Delta\nu = 10^{-2}$ и при достаточно сильной фокусировке в местах встречи $\beta_0 = 1$ м максимально возможная суммарная светимость достигает $2,5 \cdot 10^{32}$ см⁻²·с⁻¹. Заметим, что при такой светимости полное число реакций, происходящих за счет ядерного взаимодействия, достигает $dN/dt = \mathcal{L} \sigma_{\text{tot}} \approx 10^7$ част./с, а число частиц в пучках величины $N = 6 \cdot 10^{12}$. Отметим, что при использовании меньшего числа частиц светимость падает линейно, так как использование охлаждения позволяет уменьшать пропорционально фазовый объем пучков до предела, определяемого допустимым сдвигом $\Delta\nu$, что частично компенсирует потерю светимости.

Время жизни пучков частиц и определяет необходимую скорость накопления антипротонов для поддержания светимости. При высоких энергиях потери происходят в основном за счет ядерного

взаимодействия и время жизни можно записать в виде

$$\tau = 1 / [(\mathcal{L}/N + n_0 c) \sigma_{\text{tot}}], \quad (85)$$

где n_0 — средняя плотность нуклонов остаточного газа в камере; σ_{tot} — ядерное сечение взаимодействия. Для приведенного численного примера и при давлении в накопителе $p \leq 10^{-8}$ тор (H_2) определяющим эффектом будет гибель пучка за счет взаимодействия со встречным пучком, а время жизни составит около 2 сут. Значит, необходимая скорость накопления антипротонов должна быть $\dot{N}_{\bar{p}} \approx 10^7$ р/с.

Источником антипротонов является мишень, облучаемая пучком протонов от ускорителя. В системе центра инерции столкнувшихся нуклонов рождающиеся антипротоны имеют малые кинетические энергии порядка энергии покоя пионов, являющихся основной массой рождающихся частиц. Тогда в лабораторной системе максимум спектра вылетающих из мишени антипротонов будет приходиться на энергию $E_m = \sqrt{M_{\pi} c^2 E_{\text{ин}}}$, а импульсы $p_{\perp} \approx \sqrt{2 M_{\pi} M_p c^2}$, т. е. углы рождения антипротонов с импульсом p :

$$\langle \theta_{\bar{p}}^2 \rangle \approx 2 M_{\pi} M_p c^2 / p^2. \quad (86)$$

Соответственно эффективный фазовый объем антипротонов (одномерный) при малом размере исходного протонного пучка определяется длиной мишени-конвертора $l_{\text{к}}$ и равен

$$\Omega_{\bar{p}} = \pi l_{\text{к}} \langle \theta^2 \rangle / 2 = \pi l_{\text{к}} M_p M_{\pi} c^2 / p^2. \quad (87)$$

Длина конвертора определяется эффективностью взаимодействия протонов с веществом мишени и поглощением уже родившихся антипротонов и, как правило, составляет около половины длины ядерного поглощения вещества мишени. Для вольфрама это составляет около 4 см.

Таким образом, отношение полезного числа антипротонов, попадающих в фазовый объем накопителя Ω , к полному числу падающих протонов можно записать в виде:

$$k = \frac{N_{\bar{p}}}{N_p} = \begin{cases} F n(p, p_0) \frac{\Omega}{\Omega_{\bar{p}}} \frac{\Delta p}{p} & \text{при } \Omega \ll \Omega_{\bar{p}}; \\ F n(p, p_0) \frac{\Delta p}{p} & \text{при } \Omega \gg \Omega_{\bar{p}}, \end{cases}$$

где $n(p, p_0)$ — плотность распределения антипротонов по импульсам; p — импульс антипротонов; p_0 — импульс протонов; $\Delta p/p$ — захватываемый в накопитель интервал импульсов; F — эффективность мишени (учитывает поглощение, рассеяние и т. п.). Так, при конверсии протонов с энергией 70 ГэВ в антипротоны с импульсом 5 ГэВ/с среднеквадратический угол разлета анти-

протонов будет составлять $\Delta\theta_p \approx 0,1$, фазовый объем конверсии $\Omega_p = 6,6 \cdot 10^{-2}$ см·рад, а плотность распределения по импульсам $n(p, p_0) = 10^{-2}$. Фазовый объем сильнофокусирующего накопителя с полуапертурой камеры, равной 5 см, и средней β -функцией 10 м $\Omega = 7,8 \cdot 10^{-2}$ см·рад.

Таким образом, имеется возможность инжектировать родившиеся антипротоны без потерь из-за поперечного фазового объема. Имеется определенная техническая трудность в создании достаточно короткофокусных линз для согласования фазового объема антипротонов с фазовым объемом накопителя. В настоящее время уже разработаны импульсные литиевые линзы, решающие эту проблему [58, 61]. Как видно из приведенного выше примера, при конверсии $N = 10^{13}$ протонов можно получить в накопителе до $4 \cdot 10^9$ \bar{p} с импульсным разбросом $\Delta p/p \approx \pm 2 \cdot 10^{-2}$ и фазовым объемом $\Omega_{\bar{p}} = 6 \cdot 10^{-2}$ см·рад.

Однако охлаждение такого большого фазового объема на высокой энергии при сравнительно высокой интенсивности встречает определенные технические трудности с использованием стохастического и электронного охлаждения. Поэтому современные проекты антипротонных источников на первой стадии будут давать существенно меньший выход антипротонов.

В проекте ЦЕРНа [67], основанном на стохастическом охлаждении, для уменьшения ограничений, связанных с большим числом накопленных частиц, используют две системы охлаждения. Одна — «предохладитель» уменьшает импульсный разброс у вновь инжектируемых антипротонов, а затем эти антипротоны при помощи ускорения подводятся к области накопления в пределах общей камеры накопителя, где и будет производиться собственно накопление. Основная трудность связана, по-видимому, с обеспечением когерентной устойчивости накопленной порции частиц при довольно частом добавлении новой порции, которую надо охладить за время между инжекциями. Как уже обсуждалось выше, предельное число частиц ограничено полосой частот системы охлаждения W и требуемым временем охлаждения τ ($N < \tau W$), что при полосе $W \approx 10^9$ Гц и $\tau \approx 2$ с существенно ограничивает возможности накопления ($N < 2 \cdot 10^9 \bar{p}$). В проекте предлагается использовать специально введенную существенно нелинейную зависимость сигнала, наводимого отклоненными от равновесного значения импульса частицами для снятия этого ограничения. Чувствительность пикап-электродов подбирается таким образом, чтобы частицы вблизи равновесной орбиты давали значительно меньшие сигналы, чем для линейной системы. Тогда можно ожидать, что они не будут так сильно ограничивать когерентную устойчивость. Однако диффузия от вновь инжектируемых частиц и тепловых шумов системы охлаждения при ослаблении декремента охлаждения в области накопления приведет к расширению распределения

Таблица параметров антипротонных источников
в различных проектах (I стадия)

Центр	ЦЕРН	Лаборатория им. Э. Ферми	Серпухов
Начальная энергия протонного пучка, ГэВ	26	80	70
Число протонов за цикл	10^{13}	$1,8 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{13}$
Время цикла, с	2,6	8	7
Акцептанс инжекции антипротонов, мм·мрад	100	4,8	60
Разброс импульсов	$\pm 7,5 \cdot 10^{-3}$	$\pm 2 \cdot 10^{-2}$	$\pm 3,2 \cdot 10^{-2}$
Импульс антипротонов при инжекции, ГэВ/с	3,57	4,5	5
Число антипротонов за цикл	$2,5 \cdot 10^7$	$5,7 \cdot 10^7$	$2,5 \cdot 10^8$
Энергия охлаждения, ГэВ	Стохастическая 2,75	Стохастическая 3 ступени 4,25; 2,2; 1,2 Электронное	—
Охлаждение в накопителе	Стохастическое		Электронное
Энергия в накопителе антипротонов, ГэВ	2,6	0,2	0,4
Энергия электронного пучка, кэВ	—	110	220
Ток электронного пучка, А	—	25	47
Длина участка охлаждения, м	—	7	200
Диаметр электронного пучка, см	—	5	20
Плотность электронного тока, А/см ²	—	0,3	0,15
Скорость накопления антипротонов, \bar{p}/c	$0,9 \cdot 10^7$	$0,7 \cdot 10^7$	$3,6 \cdot 10^7$

частиц по импульсам (более плоскому распределению), что может привести к серьезным проблемам.

В лаборатории им. Э. Ферми [66] выбрана комбинированная система накопления антипротонов. Вновь инжектируемые антипротоны предполагают охлаждать в продольном направлении с использованием стохастического охлаждения во время замедления антипротонов до энергии, удобной для электронного охлаждения и накопления. В этой системе антипротоны накапливаются в отдельном накопителе с электронным охлаждением на энергии антипротонов 200 МэВ с достаточно скромными и технически легко достижимыми параметрами электронного пучка.

В проекте антипротонного источника, предложенном Институтом ядерной физики СО АН СССР для ускорительно-накопительно-

го комплекса УНК (ИФВЭ, Серпухов), предполагается использовать только электронное охлаждение в комбинации с резкой монохроматизацией пучка после инжекции при удлинении первоначально коротких антипротонных сгустков (на первой стадии предполагается использовать лишь $1/7$ ускоренных протонов). В таблице приведены параметры упомянутых проектов антипротонных источников. Эти проекты обеспечивают скорость накопления антипротонов, позволяющую иметь достаточную светимость встречных протон-антипротонных экспериментов.

Дальнейшее совершенствование систем накопления, в том числе и методов охлаждения пучков тяжелых частиц, по-видимому, позволит значительно поднять скорость накопления. Как видно из приведенной выше оценки, вполне реально получить скорость накопления порядка $10^9 \bar{p}/с$. В стохастическом охлаждении это связано с созданием мощных (10 кВт) усилителей с полосой более 1 ГГц, в электронном — с созданием электронных пучков на энергии 2 МэВ с токами 1 кА (в режиме рекуперации!). В принципе эти параметры в настоящее время выглядят довольно трудными, но не слишком фантастическими, что и позволяет надеяться на достижение существенно более высоких скоростей накопления антипротонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bohm D., Foldy L. — Phys. Rev., 1946, v. 70, p. 249.
2. Соколов А. А., Тернов И. М. — Докл. АН СССР, 1954, т. 97, с. 823.
3. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962.
4. Коломенский А. А. — Атомная энергия, 1965, т. 19, с. 534.
5. Адо Ю. М., Балбеков В. И. — Атомная энергия, 1971, т. 39, с. 40.
6. Будкер Г. И. In: Proc. Intern. Symposium Electron and Positron Storage Rings. Saclay, 1966, p. II-1-1; Атомная энергия, 1967, т. 22, с. 346.
7. Будкер Г. И., Скринский А. Н. — УФН, 1978, т. 124, № 4, с. 561.
8. Дербенев Я. С., Скринский А. Н. — Препринт ИЯФ СО АН СССР № 225, Новосибирск, 1968; Particle Accelerators, 1977, v. 8, p. 1.
9. Будкер Г. И. и др. В кн.: Труды IV Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. Том 2. М., Наука, 1974.
10. Диканский Н. С., Пестриков Д. В. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 76-40. Новосибирск, 1976; Доклад на V Всесоюз. совещании по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1976.
11. Диканский Н. С., Пархомчук В. В., Пестриков Д. В. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 74-99, Новосибирск, 1974; — ЖТФ, 1976, т. 46, с. 2551.
12. Пархомчук В. В., Пестриков Д. В. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-376. Новосибирск, 1977.
13. Дербенев Я. С., Скринский А. Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-40, Новосибирск, 1977.
14. Аренштам А. И. и др. — ЖТФ, 1971, т. 41, с. 336.
15. Куделайнен В. И., Мешков И. Н., Салимов Р. А.
16. Гинкин В. П. и др. — ПТЭ, 1972, № 6, с. 26.
17. Мешков И. Н., Салимов Р. А., Файнштейн В. Г. — ЖТФ, 1973, т. 43, с. 1782.

18. Будкер Г. И. и др. В кн.: Труды II Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. I. М., Наука, 1972, с. 31.
19. Анашин В. В., Будкер Г. И. и др. Цит. в [9], с. 304.
20. Будкер Г. И. и др. Там же, с. 309.
21. Будкер Г. И. и др. В кн.: Доклад на Национальной конференции США по ускорителям заряженных частиц. Вашингтон, март 1975.— IEEB Trans. Nucl. Sci., 1975, v. 22 (5); Атомная энергия, 1976, т. 40, с. 49.
22. Анашин В. В. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 75-50. Новосибирск, 1975.
23. Анашин В. В., Будкер Г. И. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 75-75. Новосибирск, 1975; ПТЭ, 1976, № 4, с. 34.
24. Баклаков Б. А. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 75-76, Новосибирск, 1975; ПТЭ, 1976, № 4, с. 34.
25. Веремеевко В. Ф. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 75-77. Новосибирск, 1975; ПТЭ, 1976, № 4, с. 37.
26. Болванов Ю. А. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 75-78. Новосибирск, 1975; ПТЭ, 1976, № 4, с. 40.
27. Пестриков Б. В., Сухина Б. Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 75-22, Новосибирск, 1975.
28. Куделайнен В. И. и др.— ЖТФ, 1976, т. 46, с. 1678.
29. Будкер Г. И. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 76-33, Новосибирск, 1976.
30. Будкер Г. И. и др. В кн. Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976, с. 86.
31. Будкер Г. И. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 76-92. Новосибирск, 1976; В кн.: Доклад на V Всесоюз. совещании по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1976.
32. Будкер Г. И. и др. CERN 77-08, Pt. A, Proton Synchrotron Division, Geneva, 13 April, 1977.
33. Куделайнен В. И., Мешков И. Н., Салимов Р. А. CERN 77-08, pt B, Proton Synchrotron Division, Geneva, 13 April, 1977; Препринт ИЯФ СО АН СССР № 72-70, Новосибирск, 1970.
34. Диканский Н. С. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-69. Новосибирск, 1977; В кн.: Доклад на X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, июль 1977.
35. Будкер Г. И. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-70, Новосибирск, 1977; В кн.: Доклад на X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, июль 1977.
36. Диканский Н. С. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 79-56, Новосибирск, 1979; В кн.: Доклад на VI Всесоюз. совещании по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1979.
37. Пархомчук В. В., Пестриков Д. В.— Препринт ИЯФ СО АН СССР № 78-99, Новосибирск, 1978.
38. Дементьев Е. Н. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 79-70, Новосибирск, 1979.
39. Дербенев Я. С., Скринский А. Н.— Физика плазмы, 1978, т. 4, с. 492.
40. Parkhomchuk V. V., Pestrikov D. V., Ruggiero A. G.— Nucl. Science, 1979, v. 25, N 3, p. 3487.
41. Войцеховский Б. Б. и др. В кн.: Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Т. 1. Дубна, 1976, с. 125.
42. Кулипанов Г. Н., Скринский А. Н.— УФН, 1977, с. 122, вып. 3, с. 369.
43. Балакин В. Е., Будкер Г. И., Скринский А. Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 78-101. Новосибирск, 1978.
44. In: Proc. Intern. Conf. on Cooling of high Energy Beams, Madison University, Visconsin, USA, 1978.
45. Van der Meer S. CERN Intern. Report, CERN/ISR-PO/12-31, 1972.
46. Schnell W.— CERN Intern. Report, CERN/ISR-RF/72-46, 1972.

47. Bover J. e.a. In Proc. of 9th Intern. Conference on High Energy Accelerators. SLAC, Stanford, 1974, p. 53.
48. Bramham P. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1975, v. 125, p. 201.
49. Thorndahl L. CERN-ISR-RF/75-55.
50. Hübner K., Johnsen K., Komtardjian G. CERN-ISR-LTD/15-45, 1975.
51. Möhl D., Strolin P., Thorndahl L. CERN-EP/76-04, 1976.
52. Garron G., Faltin L., Schnell W., Thorndahl L. В кн.: Доклад на V Всесоюз. совещании по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1976.
53. Van der Meer S. CERN Intern. Report SPS/DI/PP/, 11-05, 1977.
54. Дербенев Я. С., Хейфец С. А. В кн.: Труды VI Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. 1, Дубна, 1979, с. 115; ЖТФ, 1979, т. 49, с. 352; Part. Acc., 1979, v. 9, p. 837.
55. Möhl D. e.a. CERN/PS/AA 79-23, 1979; Physics Reports, 1980, v. 58, p. 2.
56. In: Report of VAPP-NAP Group. In Proc. of the 8th Intern. Conference on High Energy Accelerators. Geneva, CERN, 1971, p. 72.
57. Van der Meer S. CERN/ISR-PO/70-5, 1970.
58. Будкер Г. И. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 76-93, Новосибирск, 1976; В кн.: Доклады на V Всесоюз. совещании по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1976.
59. Möhl D., Thorndahl L. (CERN), Strolin P. (ETH, Zürich), Budker G. I., Pikansky N., Skrinsky A. N. (Inst. of Nucl. Physics, Novosibirsk.) — EP Intern. Report. 76-03 CERN, Geneva, 1976.
60. Gray E. R. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1977, v. 24, p. 1854.
61. Баянов Б. Ф., Будкер Г. И. и др. В кн.: Доклад на V Всесоюз. совещании по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1976.
62. Bonaudi F., Van der Meer S., Pope P. CERN/DG-2, 1977.
63. Будкер Г. И. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-71, Новосибирск, 1977; В кн.: Доклад на X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, июль 1977.
64. Скринский А. Н. В кн.: Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976. Т. 2, Дубна, ОИЯИ, 1977.
65. Dikansky N. S., Meshkov I. N., Skrinsky A. N.— Nature, 1978, v. 276 (5690), p. 763.
66. Design Report, Tevatron Phase 1 Project. Batavia, Illinois, USA, 1980.
67. Proc. of Workshop on Producing High Luminosity High Energy Proton-Antiproton Collisions. Berkeley, California, USA, 1978.
68. Gastaldi U. CERN, EP Intern. Report. 76-23, 1976.
69. Bell M., Chaney J. e.a. CERN-EP/79-96, 1979.
70. Переведенцев Е. А., Скринский А. Н. В кн.: Труды II Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1979, с. 272.