

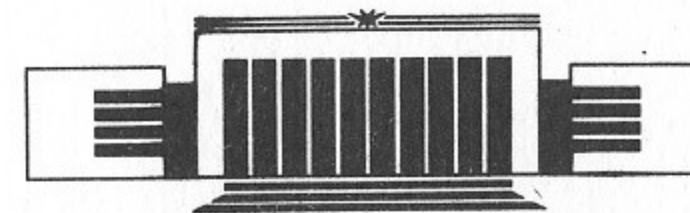


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Н.С. Диканский, Н.Х. Кот, В.И. Куделайнен,
В.А. Лебедев, В.В. Пархомчук, А.А. Серый,
А.Н. Скринский, Б.Н. Сухина

**ВЛИЯНИЕ ЗНАКА ЗАРЯДА ИОНА
НА СИЛУ ТРЕНИЯ
ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ОХЛАЖДЕНИИ**

ПРЕПРИНТ 87-102



НОВОСИБИРСК

Влияние знака заряда иона на силу трения
при электронном охлаждении

*Н.С. Диканский, Н.Х. Кот, В.И. Куделайнен,
В.А. Лебедев, В.В. Пархомчук, А.А. Серый,
А.Н. Скринский, Б.Н. Сухина*

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Проведены эксперименты по измерению силы трения, действующей на ионы при их движении в холодном замагниченном электронном пучке. Обнаружено, что существует заметная разница в силах трения для положительных и отрицательных ионов. Дано качественное объяснение наблюдаемой разнице в силах трения.

ВВЕДЕНИЕ

Электронное охлаждение было предложено Г.И. Будкером в 1966 г. Экспериментальное исследование метода электронного охлаждения впервые было проведено в Новосибирске на накопителе протонов НАП-М. Минимальное достигнутое время охлаждения составляло 0.083 с, что было примерно на порядок меньше, чем теоретически ожидаемое время охлаждения. Это отличие было обусловлено замагниченностью поперечного движения электронов, что приводит к снижению их эффективной температуры [2] и возрастанию силы трения при малых скоростях частиц («быстрое электронное охлаждение»). В экспериментах на НАП-М пучок протонов охлаждался до очень малых температур, на несколько порядков меньших поперечной температуры электронов. Кроме того, было замечено, что поперечный угловой разброс в охлажденном пучке был на порядок больше продольного разброса. Это объяснялось тем, что протон при влете в электронный пучок притягивает ближайший электрон, который в течение всего времени взаимодействия колеблется в продольном направлении около протона, приводя к сильному увеличению поперечной диффузии [5]. В случае охлаждения отрицательных частиц такой электрон отталкивается и этот эффект наблюдаться не должен.

Быстрое электронное охлаждение, позволяя эффективно охлаждать пучки тяжелых частиц до уникально малых температур, открыло принципиально новые возможности в экспериментах по физике элементарных частиц и атомного ядра [2, 12]. Многие уско-

нительные лаборатории мира приступили к освоению и реализации возможностей электронного охлаждения. Были проведены успешные эксперименты по электронному охлаждению в ЦЕРН и Фермилаб [13]. Дальнейшее исследование физики быстрого электронного охлаждения было проведено в Новосибирске на установке «Модель соленоида» [7], параметры которой позволили исследовать охлаждение в полностью замагниченном случае. На этой установке была достигнута сила трения, близкая к теоретически возможной $F_{\max} \approx e^2 n^{2/3}$. В данной работе описаны эксперименты по изучению замагниченной силы трения как для положительных, так и для отрицательных охлаждаемых частиц. Важность охлаждения отрицательных частиц определяется возможностью применения полученных результатов к охлаждению антипротонов.

1. КАРТИНА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Основой метода электронного охлаждения является теплообмен между пучком тяжелых заряженных частиц и электронным пучком, движущимся с той же средней скоростью [1, 2]. При уменьшении относительных скоростей электронов и ионов эффективность взаимодействия возрастает, что приводит к возрастанию скорости охлаждения. При электростатическом ускорении электронного пучка продольная температура электронов будет много меньше поперечной [6]. Продольное магнитное поле, удерживающее электронный пучок, «замагничивает» поперечное движение электронов, что при малой продольной температуре электронов вызывает рост вклада в охлаждение столкновений с большими прицельными параметрами [3, 4].

Пренебрегая тепловым движением электронов вдоль силовых линий магнитного поля, продольную F_{\parallel} и поперечную F_{\perp} к магнитному полю компоненты силы трения можно записать в следующем виде [4, 5]:

$$\begin{aligned} F_{\parallel} &= -\frac{2\pi n e^4 L_k}{m v^2} \frac{2v_{\perp}^2 v_{\parallel}}{v^3}, \\ F_{\perp} &= -\frac{2\pi n e^4 L_k}{m v^2} \frac{v_{\perp} (v_{\perp}^2 - v_{\parallel}^2)}{v^3}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь n — плотность электронов; e , m — заряд и масса электронов; v_{\parallel} и v_{\perp} — продольная и поперечная к магнитному полю компонен-

ты скорости иона; $L_k = \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}$ — кулоновский логарифм, ρ_{\max} и ρ_{\min} — прицельные параметры столкновений:

$$\rho_{\max} = v \sqrt{\frac{m}{4\pi n e^2}}, \quad \rho_{\min} = \frac{2e^2}{m v^2}.$$

Условие применимости выражения (1) заключается в достаточно большом значении L_k , а значит

$$\rho_{\max} \gg \rho_{\min}. \quad (2)$$

Однако в процессе охлаждения скорость тяжелой частицы v уменьшается и условие (2) нарушается уже при

$$v \approx \sqrt{\frac{e^2 n^{1/3}}{m}}. \quad (3)$$

Это значение скорости соответствует характерной скорости, возникающей в электронном пучке при взаимном расталкивании первоначально хаотически расположенных электронов. Примерно такие значения разброса продольных скоростей и получаются в электронном пучке после быстрого ускорения в сильном магнитном поле [6, 7]. Установившиеся же значения разброса скоростей тяжелых частиц в процессе охлаждения в $\sqrt{\frac{M}{m}}$ раз меньше, и поэтому

вблизи равновесия условия (2) нарушены. В этих условиях неизбежно возникает разница в силе трения положительно и отрицательно заряженных частиц, движущихся в электронном потоке. В системе отсчета охлаждаемой частицы в случае ее отрицательного заряда она отталкивает электроны, налетающие на нее с прицельными параметрами $\rho < \rho_{\min}$. Импульс электронов при этом изменяется на $2mv$. В случае же положительно заряженных частиц такие электроны будут проскакивать мимо нее без изменения своего импульса. Этот эффект приводит к появлению дополнительного вклада в силу трения для отрицательно заряженных частиц:

$$\Delta F_{\parallel} = -\pi \rho_{\min}^2 \cdot n v \cdot 2mv = -\frac{2\pi n e^4}{m v^2} \cdot 4, \quad (4)$$

что в условиях $L_k \sim 1$ заметно повышает силу трения. Расчеты силы трения с учетом следующих приближений по теории возмуще-

ний довольно громоздки, поэтому проводилось численное моделирование силы трения при скоростях движения частицы $v \gg \left(\frac{e^2 n^{1/3}}{m}\right)^{1/2}$. На рис. 1 показаны результаты численных расчетов

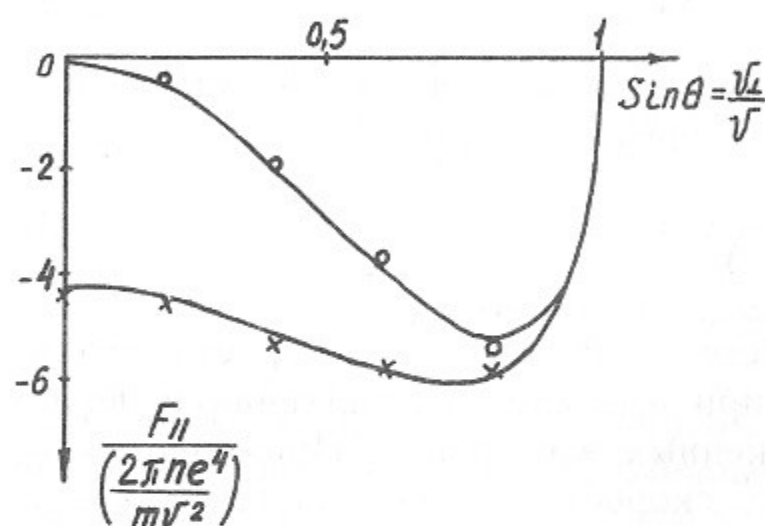


Рис. 1. Продольная сила трения для положительно и отрицательно заряженных частиц при скорости движения частицы $v = 5 \left(\frac{e^2 n^{1/3}}{m}\right)^{1/2}$. Кривые проведены в соответствии с выражением (5).

продольной силы трения при различных углах движения частицы относительно магнитного поля θ и для разного знака заряда. Кривые на рисунке проведены в соответствии с выражением

$$F_{\parallel} = - \frac{2\pi n e^2 Q^2}{m v^2} \left(4.5 \cos \theta \cdot Z(Q) + 2 \cos \theta \cdot \sin^2 \theta \cdot \ln \frac{v^3}{\left(\frac{e^2 n^{1/3}}{m}\right)^{3/2}} \right), \quad (5)$$

где

$$Z(Q) = \begin{cases} 1, & Q < 0 \\ 0, & Q \geq 0 \end{cases}$$

Q — заряд частицы. Это выражение является просто некоторой комбинацией выражений (1) и (2), описывающей результаты численного моделирования. Поскольку при численном моделировании пренебрегалось взаимодействием электронов между собой, его результаты справедливы только при $v > \left(\frac{e^2 n^{1/3}}{m}\right)^{1/2}$.

Определяющее значение в кинетике охлаждения при сильной

поперечной замагниченности имеет продольная температура электронного пучка в сопутствующей системе. Сразу после ускорения температура определяется температурой катода и взаимным расталкиванием электронов [7]:

$$T_{\parallel} = \frac{T_k^2}{4W} + e^2 n^{1/3}, \quad (6)$$

(где W — энергия электронов после ускорения) и составляет в условиях, характерных для электронного охлаждения $T_{\parallel} \approx 10^{-4}$ эВ = 1 К. Поперечная температура при ускорении не меняется и равна $T_{\perp} = T_k \gg T_{\parallel}$. При движении пучка на участке охлаждения происходит передача энергии поперечного движения в продольное за счет взаимного рассеяния электронов, и продольная температура электронов T_{\parallel} возрастает. Однако большое магнитное поле, делая радиус ларморовского вращения $\rho_L = \frac{\sqrt{2T_k mc^2}}{eB_0}$ меньше расстояния между электронами $n^{-1/3}$, заметно подавляет этот процесс [6].

Из выражения (1) видно, что сила трения F_{\parallel} растет при возрастании v_{\parallel} до некоторого максимума, зависящего от v_{\perp} и разброса скоростей электронного пучка, а затем быстро падает. В случае, если характерный разброс продольных скоростей электронов составляет $v_e \ll \left(\frac{e^2 n^{1/3}}{m}\right)^{1/2}$, максимальная сила трения будет равна

$$F_{\max} = c e^2 n^{2/3}, \quad (7)$$

где c — константа порядка единицы.

2. УСТАНОВКА

Схема установки для изучения электронного охлаждения [7, 8] представлена на рис. 2. Использование инжектора отрицательных ионов водорода позволяет проводить эксперименты как с отрицательно, так и с положительно заряженными ионами. Изменение знака заряда ионов осуществляется включением на входе в соленоид специальной парамагнетической мишени, на которой происходит двойная ионизация отрицательных ионов водорода. Затем пучок ионов направляется в соленоид, где сводится (совмещается в

пространстве, а также по направлению и величине скорости) с электронным пучком. Электронный пучок формируется электронной пушкой [9], погруженной в магнитное поле соленоида [10], и транспортируется вдоль магнитного поля соленоида до коллектора электронов. Для локального изменения магнитного поля в области пушки внутри основного соленоида располагается короткий допол-

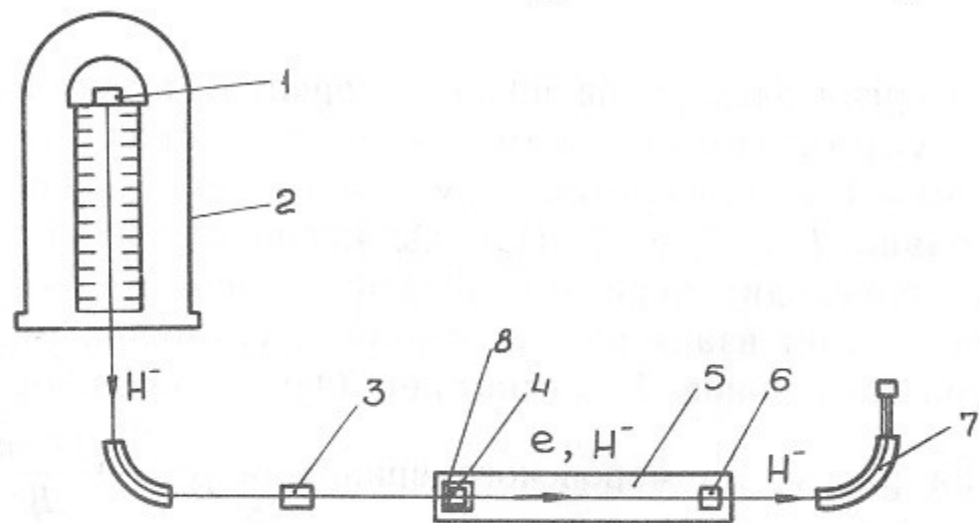


Рис. 2. Схема установки:

1 — источник ионов H^- , 2 — электростатический ускоритель, 3 — парамагнетическая мишень, 4 — электронная пушка, 5 — соленоид, 6 — коллектор электронов, 7 — спектрометр, 8 — дополнительный соленоид.

нительный соленоид, что позволяет регулировать размер электронного пучка на участке охлаждения. Взаимодействие ионов с электронным пучком приводит к изменению их энергии и поперечных углов. После выхода из соленоида ионы попадают в электростатический спектрометр, предназначенный для измерения продольной силы трения. Основные параметры эксперимента приведены в следующей таблице:

Энергия ионов водорода	850 кэВ
Стабильность энергии инжектора ионов H^-	$5 \cdot 10^{-5}$
Ток ионов водорода	~ 1 нА
Угловая расходимость и радиус пучка ионов на участке охлаждения	$\sim 0,7$ мрад $\times 0,5$ мм
Энергия электронов	470 эВ
Ток электронного пучка	1 — 15 мА
Радиус электронного пучка	1 мм
Магнитное поле соленоида	1 — 4 кГс
Магнитное поле дополнительного соленоида	-2 — +2 кГс
Непараллельность магнитного поля соленоида	$B_{\perp}/B_0 \approx 5 \cdot 10^{-5}$
Длина соленоида	2,88 м
Длина участка охлаждения	2,4 м

Проведение эксперимента с пучками низкой энергии позволяло достичь очень малых как поперечных, так и продольных относительных скоростей частиц. Так поперечная скорость, обусловленная искажениями магнитного поля $v_{\perp B} = v_0 B_{\perp} / B_0$, составляет порядка $5 \cdot 10^4$ см/с, что на порядок меньше характерной скорости $v_e = \left(\frac{e^2 n^{1/3}}{m} \right)^{1/2} \approx 5 \cdot 10^5$ см/с. Большая величина силы трения позволила при относительно низкой энергии ионов использовать однопролетную схему измерений.

Выбор типа обдирочной мишени определялся следующими требованиями:

1. Толщина мишени должна быть $10^{15} - 10^{17}$ ат/см². При этом достигается практически полная обдирка, а изменения скорости иона за счет рассеяния в мишени еще достаточно малы $\frac{\delta v}{v_0} < 10^{-4}$.
2. Мишень должна работать в непрерывном режиме и иметь срок службы не менее нескольких сотен часов.
3. Мишень находится в непосредственной близости от высоковакуумной прогревной установки с электронным пучком ($P = 10^{-10}$ мм рт. ст.), поэтому она должна выдерживать прогрев и иметь минимально возможный газовый поток в высоковакуумную часть.

Эксперименты, проведенные с тонкими пленками из формвара (0,07 — 0,1 мкм), продемонстрировали недолговечность мишени такого типа (несколько часов при плотности тока ~ 5 мкА/см²). Использование в качестве обдирочной мишени газов влечет сложности по поддержанию достаточно высокого вакуума в установке с электронным пучком. Перечисленным требованиям удовлетворяет разработанная нами парамагнетическая мишень. Мишень выполнена в виде длинной тонкой трубки заполненной парами магния (см. рис. 3). При выбранных параметрах (длина трубки 150 мм, диаметр 2 мм, толщина мишени $5 \cdot 10^{15}$ ат/см²) расход магния составляет 15 мг/час, что в 10^3 раз меньше расхода для стандартной мишени, выполненной в виде струи [11]. Мишень состоит из контейнера с магнием, на оси которого расположена центральная трубка для прохождения пучка. Параллельно оси проходят еще три трубки, в которых расположены вольфрамовые нагреватели, изолированные алундом. Масса магния в контейнере 80 г. В середине центральной трубки есть три отверстия для поступления в

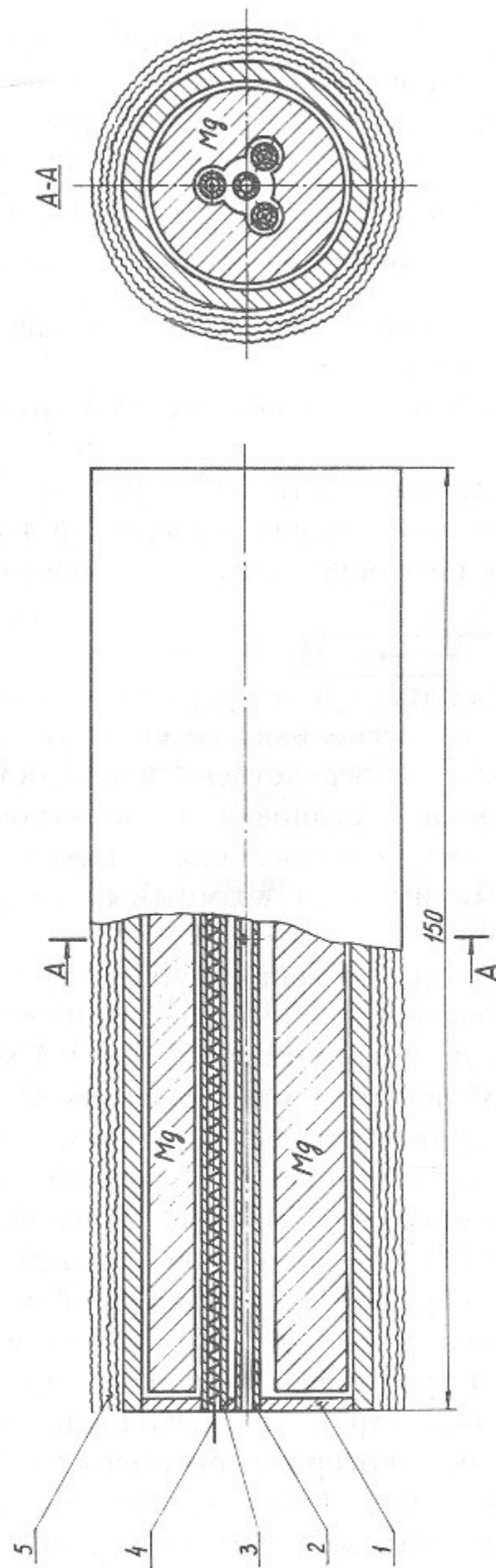


Рис. 3. Паромагнетическая мишень:
 1 — контейнер с магнием, 2 — трубка для прохождения пучка ионов, 3 — трубки для нагревателей, 4 — нагреватели, 5 — тепловой экран.

трубку паров магния. Для уменьшения мощности, требуемой для нагрева мишени, она окружена тепловым радиационным экраном, уменьшающим мощность, излучаемую с поверхности мишени. Экран выполнен в виде 12 слоев алюминиевой фольги, деформированной таким образом, чтобы тепловой контакт соседних слоев был минимальным. Мощность, необходимая для поддержания рабочей температуры мишени $\sim 400^\circ \text{C}$, составляет 30 Вт.

Схема сведения пучков показана на рис. 4. Ввод пучка ионов на участок охлаждения производится через небольшое отверстие в прикатодном электроде электронной пушки. Пушка смещена от

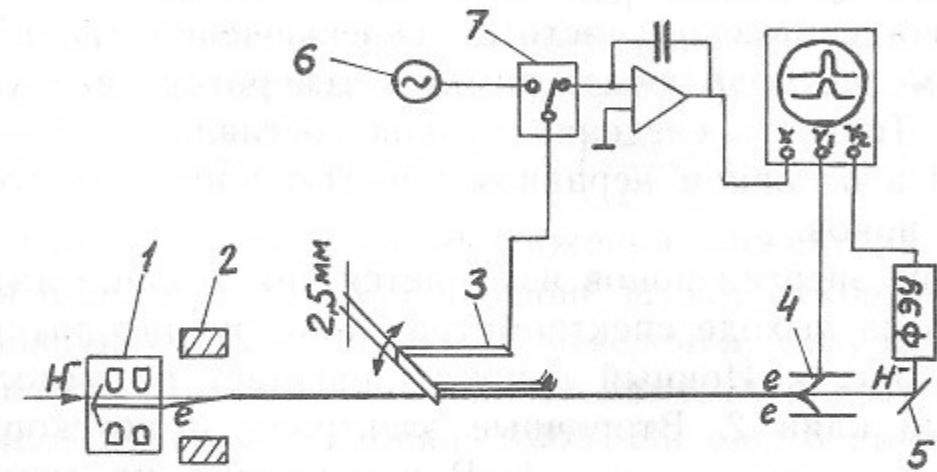


Рис. 4. Схема сведения пучков:
 1 — электронная пушка, 2 — корректор сведения, 3 — рамка с током, 4 — коллектор электронов, 5 — люминесцентный экран, 6 — генератор переменного тока, 7 — ключ с высокой частотой переключения.

оси соленоида на 3.5 мм. Вывод электронного пучка на ось соленоида, где находится пучок ионов, производится корректором сведения. Корректор сведения создает поперечное магнитное поле, которое искажает силовые линии ведущего магнитного поля соленоида и выводит электронный пучок на ось. Измерение относительного положения пучков осуществлялось теньвым способом при помощи колеблющейся в магнитном поле соленоида рамки с током, закрепленной на одном конце. Рамка была изготовлена из танталовой фольги, изогнутой как показано на рис. 4. Возбуждение колебаний рамки производится пропусканием через нее переменного тока с частотой, равной собственной частоте механических колебаний ~ 12 Гц. При движении рамка перекрывает пучки, что приводит к исчезновению тока электронов в коллекторе и сигнала с ФЭУ, служащего для регистрации ионного тока. Сведение пучков определяется одновременным исчезновением электронного и ионного токов при колебаниях рамки. Для сведения пучков использова-

лось три пары рамок, измеряющих вертикальное и горизонтальное сведение пучков в начале, середине и конце участка охлаждения. Для визуальной регистрации сведения на входы Y1, Y2 двухлучевого осциллографа подаются сигналы, пропорциональные токам электронного и ионного пучков, а на вход X сигнал, пропорциональный отклонению рамки от положения равновесия. Этот сигнал получается при помощи аналогового интегрирования э.д.с., наведенной в рамке при ее движении поперек магнитного поля. При амплитуде колебаний рамки 1 см ($B_0=3$ кГс) величина этого сигнала будет 6 мВ. Возбуждение колебаний рамки внешним генератором и интегрирование э.д.с. производится «одновременно» при помощи ключа с высокой частотой переключения (25 кГц). Этот ключ попеременно подключает рамку к генератору возбуждения и интегратору. Точность сведения пучков составляет 0.1—0.2 мм и определяется в основном неравномерностью плотности тока по сечению пучка ионов.

Отклонение энергии ионов измеряется при помощи датчика, установленного на выходе спектрометра. Конструкция датчика представлена на рис. 5. Ионный пучок 1 попадает на металлический остроугольный клин 2. Вторичные электроны 3 доускоряются до 4 кВ и попадают на люминесцентные экраны 4. Световые сигналы усиливаются ФЭУ, выходы которых подключены к дифференциальному усилителю. Для получения сигнала, линейного по отношению к изменению энергии, а также для исключения зависимости выходного сигнала от тока ионов, система охвачена глубокой отрицательной обратной связью. Сигнал с выхода дифференциального усилителя подается

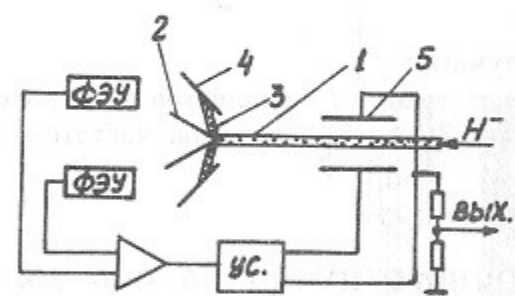


Рис. 5. Датчик отклонения энергии:

1—ионный пучок, 2—клин, 3—вторичные электроны, 4—люминесцентные экраны, 5—отклоняющие пластины.

на высоковольтный парафазный усилитель, к выходу которого подключены пластины 5, отклоняющие пучок. Описанная система воздействует на пучок таким образом, чтобы сигналы с обоих ФЭУ были одинаковы. В этом случае сигнал с делителя парафазного усилителя будет пропорционален отклонению энергии ионов. Применение конверсии ионов во вторичные электроны существенно увеличивает срок службы датчика, так как разрушение люминофора под действием электронного пучка значительно меньше, чем под действием ионов H^+ (протонов).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Величина продольной силы трения определялась при помощи электростатического спектрометра по изменению энергии ионов после прохождения участка охлаждения. Для этого при фиксированном значении энергии инжектора ионов измерялась зависимость энергии ионов, выходящих из соленоида, от энергии электронов. При совпадении скоростей ионного и электронного пучков сила трения равна нулю, и энергия ионов не изменяется. При отклонении энергии электронов от равновесной возникает сила трения, которая приводит к изменению энергии ионов. Величина изменения энергии δE_i будет пропорциональна величине силы трения $F_{||}$ и длине участка охлаждения ($\delta E_i = F_{||} \cdot l$). Относительная величина изменения энергии ионов мала ($\frac{\delta E_i}{E_i} \ll 5 \cdot 10^{-5}$) и сравнима со

стабильностью ускоряющего напряжения инжектора ионов. Для выделения полезного сигнала на фоне шумов ускоряющего напряжения проводились многократные измерения, результаты которых суммировались. Длительность одного измерения составляла 0.2 с, полное число измерений в цикле 1000. На рис. 6 приведен пример полученной таким образом зависимости изменения энергии ионов H^- и H^+ от энергии электронного пучка при магнитном поле 4 кГс и токе 3 мА. Видно, что величина силы трения для отрицательных ионов примерно в 2.5 раза больше, чем для положительных ионов. Зависимость максимальной продольной силы трения от тока для магнитного поля 3 кГс для ионов разного знака заряда показана на рис. 7. При малых токах как для положительных, так и для отрицательных ионов сила трения растет в соответствии с законом $c_i e^2 n^{2/3}$. При увеличении тока сила трения выходит на насыщение и при токе выше 6 мА начинает уменьшаться. Уменьшение силы трения с ростом тока электронного пучка объясняется действием нескольких факторов, относительный вклад которых трудно определить. Первое — нарастание продольной температуры электронов по длине пучка, обусловленное внутренними столкновениями в электронном потоке. Второе — отсутствие полной компенсации пространственного заряда электронного пучка, что приводит к дефокусировке (фокусировке для H^+) пучка ионов радиальным электрическим полем и увеличению поперечных углов на участке охлаждения, а также возбуждение поперечных углов на участке ввода за счет действия на ионный пучок поля некомпенсированно-

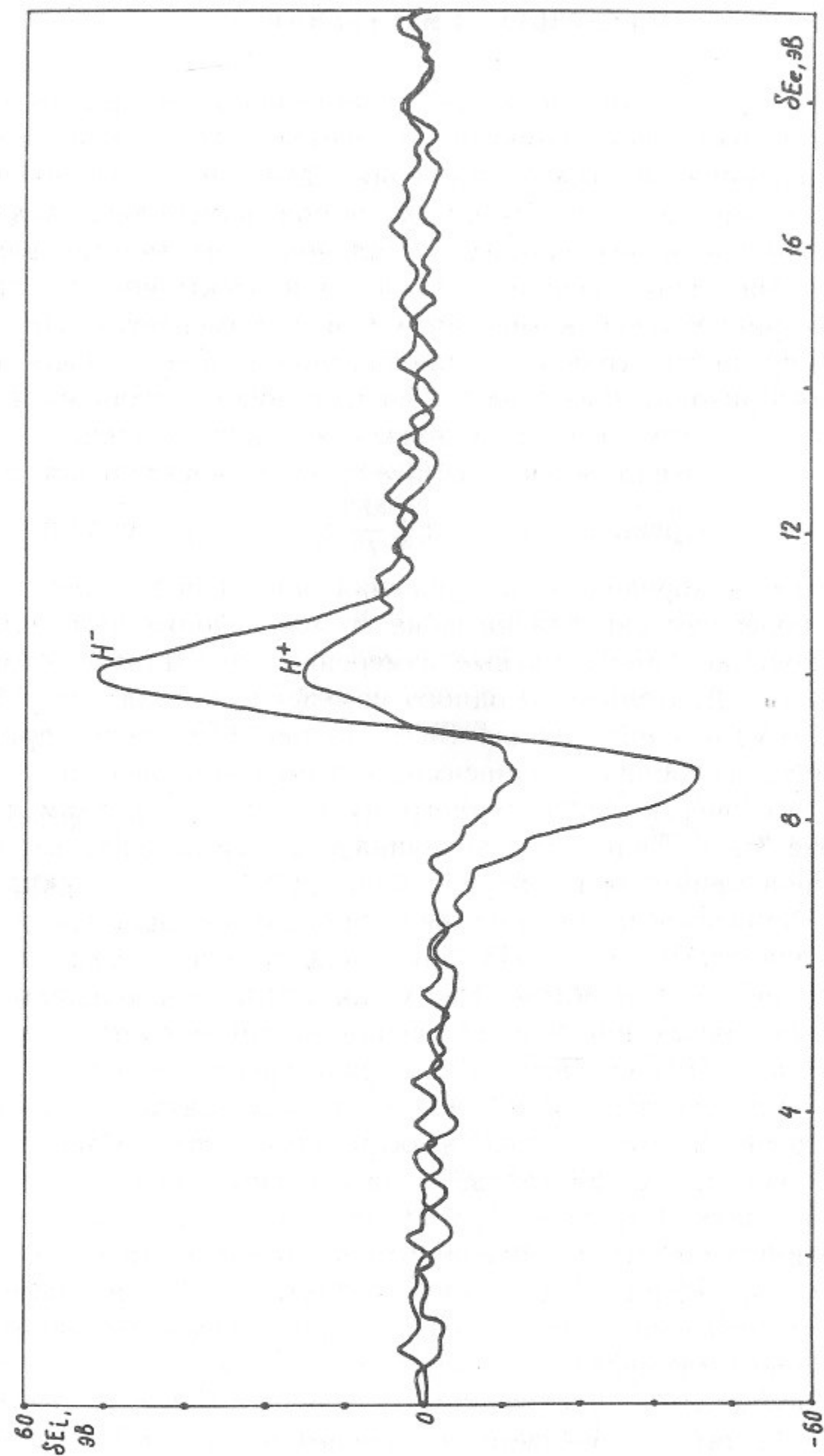


Рис. 6. Зависимость изменения энергии ионов разного знака заряда от энергии электронов, $B_0 = 4$ кГс, $I_e = 3$ мА.

го электронного пучка в электронной пушке. Третье — влияние на силу трения немонохроматичности электронного пучка по сечению, связанной с действием пространственного заряда пучка.

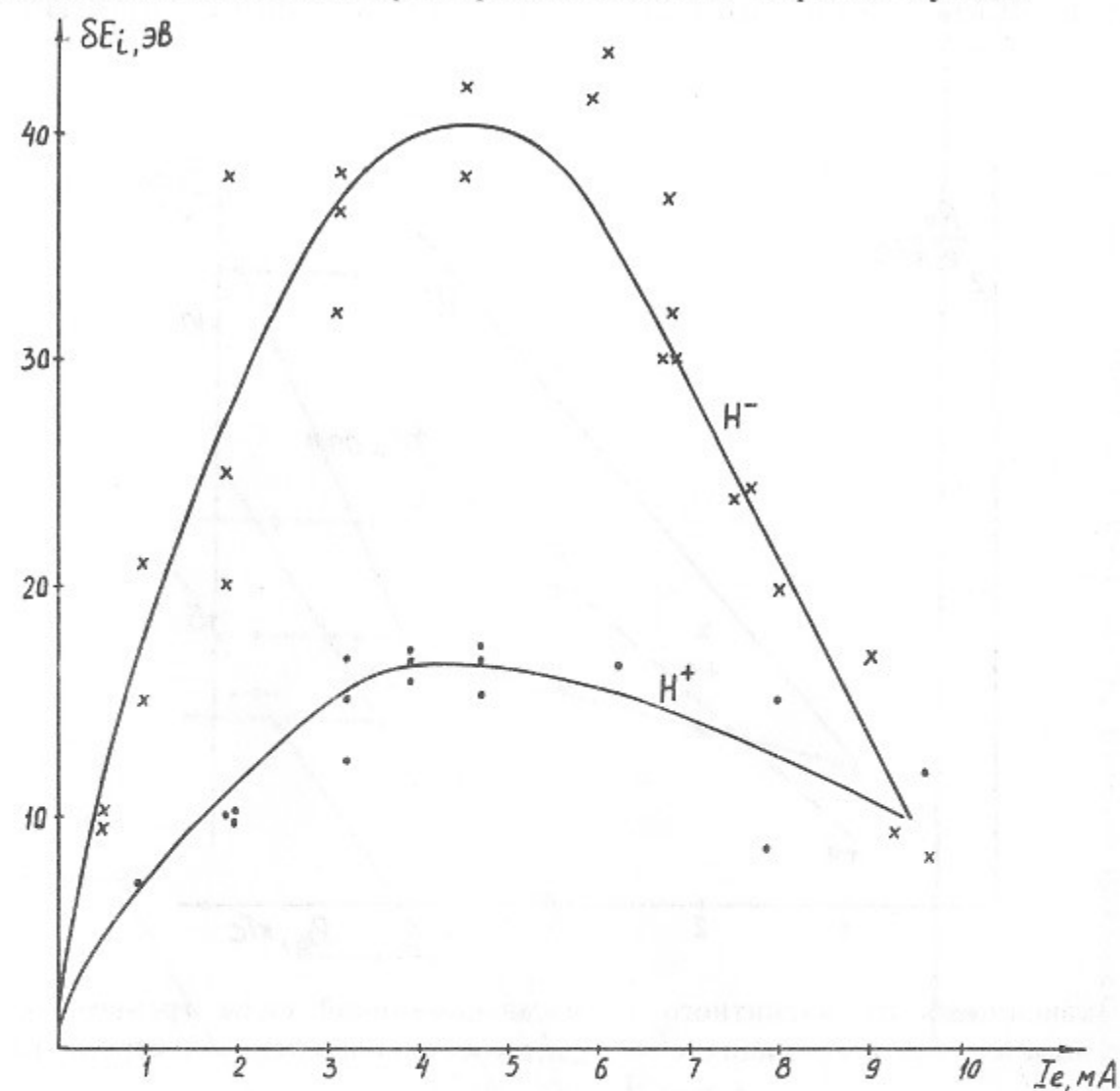


Рис. 7. Зависимость силы трения от тока электронов, $B_0 = 3$ кГс, $\times - H^-$, $\bullet - H^+$.

Измерения силы трения были проведены для магнитного поля от 1 до 4 кГс. На рис. 8 показана максимальная сила трения для положительных и отрицательных ионов, выраженная в единицах $e^2 n^{2/3}$, в зависимости от магнитного поля. Там же показан ток электронного пучка, при котором сила трения достигает максимума. Видно, что при поле 1 кГс силы трения для положительных и отрицательных частиц равны, и при увеличении магнитного поля сила трения для H^- сильно возрастает, тогда как для H^+ она остается почти постоянной.

Слабая зависимость от магнитного поля силы трения для положительных ионов означает уже достаточно сильную замагниченность столкновений и связана только с некоторым улучшением качества электронного и ионного пучков. Отчетливо видно, что вклад

столкновений электронов с отражением их от движущегося отрицательного иона сильно возрастает с полем, что и обуславливает разницу в силах трения для H^+ и H^- при больших магнитных полях.

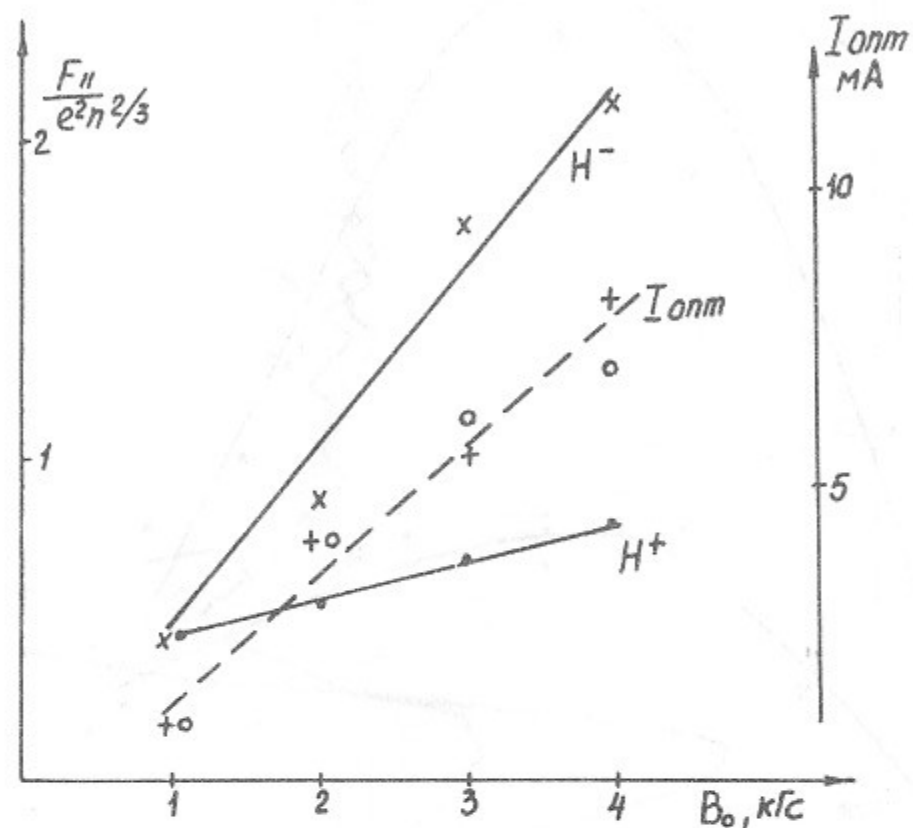


Рис. 8. Зависимость от магнитного поля максимальной силы трения ($\times - H^-$, $\bullet - H^+$), выраженной в единицах $e^2 n^{2/3}$ и оптимального тока электронного пучка ($+ - H^-$, $\circ - H^+$).

Одной из важных характеристик силы трения является характерная энергетическая ширина ΔE_0 , которая определялась при аппроксимации зависимости силы трения от энергии электронов выражением

$$F_{\parallel}(\delta E_e) = \frac{F_0 \delta E_e}{(\delta E_e^2 + \Delta E_0^2)^{5/2}}. \quad (8)$$

В первом приближении величина ΔE_0 определяется продольной температурой электронов и угловой расходимостью ионного пучка [7]. В случае сильного магнитного поля и малого тока электронов продольная температура $T_{\parallel} \approx e^2 n^{1/3}$ и слабо изменяется при изменении тока. В этом случае энергетическая ширина также слабо зависит от электронного тока. На рис. 9 приведена зависимость ха-

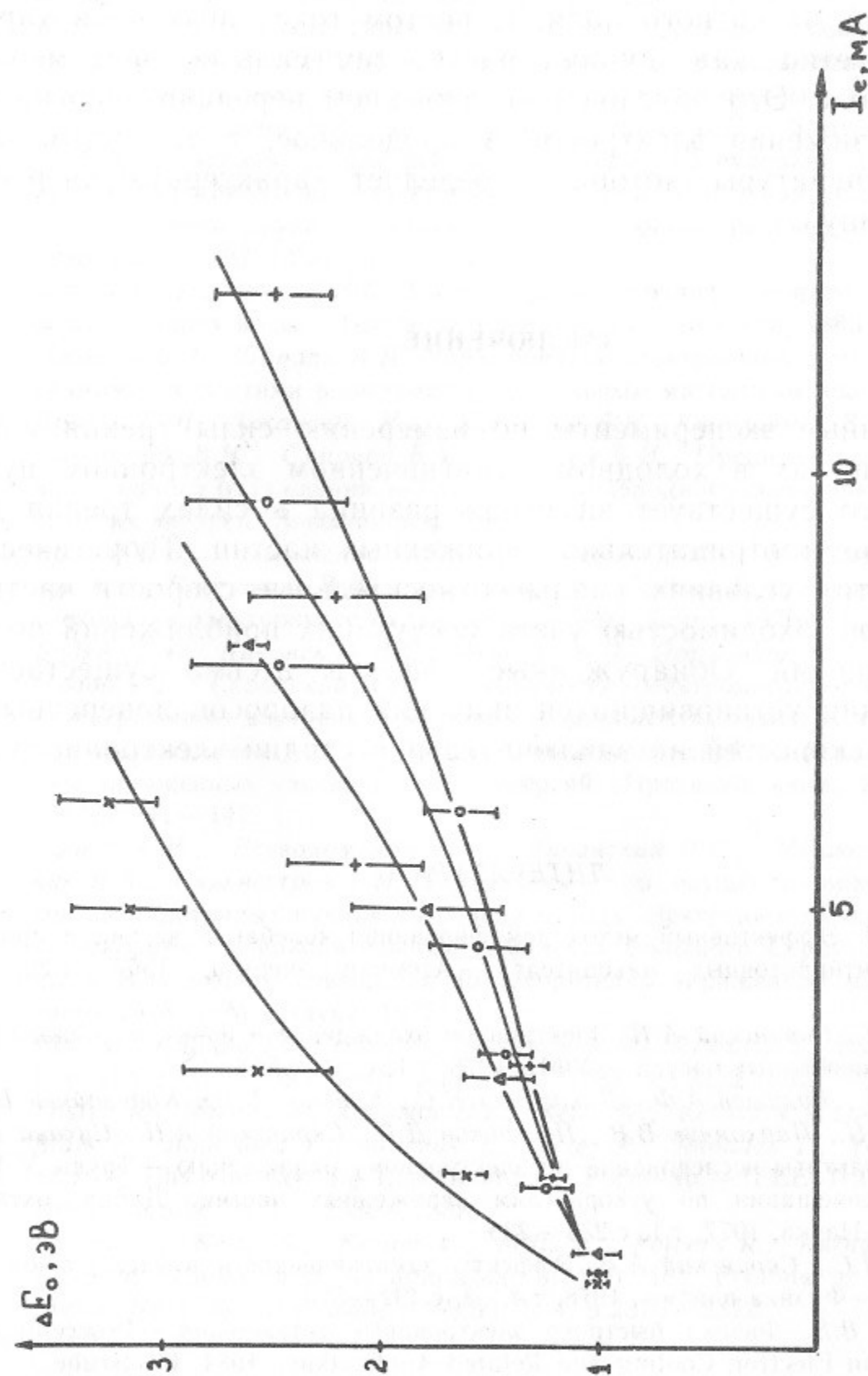


Рис. 9. Зависимость энергетической ширины ΔE_0 от тока электронов и для магнитного поля 4 (+), 3 (O), 2 (Δ) и 1 кГс (\times).

ракторной энергетической ширины от тока электронов и для разных значений магнитного поля. С ростом тока электронов характерная энергетическая ширина растет тем сильнее, чем меньше магнитное поле. Это обусловлено усилением передачи энергии поперечного движения электронов в продольное, т. е. ростом продольной температуры, которая определяет характерную энергетическую ширину.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные эксперименты по измерению силы трения ионов при движении их в холодном замагниченном электронном пучке показали, что существует заметная разница в силах трения для положительно и отрицательно заряженных частиц. Теоретические расчеты в этих условиях (малые относительные скорости частиц) затруднены необходимостью учета следующих приближений по теории возмущений. Обнаруженные эффекты весьма существенны для понимания установившихся значений разбросов поперечных и продольных скоростей на заключительной стадии электронного охлаждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будкер Г.И. Эффективный метод демпфирования колебаний частиц в протонных и антипротонных накопителях. — Атомная энергия, 1967, т.22, 5, с.346—248.
2. Будкер Г.И., Скринский А.Н. Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц. — УФН, 1978, т.124, 4, с.561.
3. Будкер Г.И., Булушев А.Ф., Диканский Н.С., Кононов В.И., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.Н. Новые результаты исследований по электронному охлаждению. — Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, октябрь 1976. — М.: Наука, 1977, т.1, с.236—239.
4. Дербенев Я.С., Скринский А.Н. Эффекты замагниченности в электронном охлаждении. — Физика плазмы, 1978, т.4, 3, с.492—500.
5. Пархомчук В.В. Физика быстрого электронного охлаждения. — Proceeding of Workshop on Electron Cooling and Related Applications, 1984, Karlsruhe.
6. Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Сухина Б.Н. Температурная релаксация в замагниченном электронном потоке. — ЖЭТФ, 1982, т.83, вып. 6(12), с.2056—2064.
7. Диканский Н.С., Кокоулин В.И., Кот Н.Х., Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Пархомчук В.В., Скринский А.Н., Сухина Б.Н. Быстрое электронное охлаждение в диапазоне малых относительных скоростей. — Труды Международного со-

вещания по ускорителям высоких энергий, Новосибирск, 1986.

8. Кот Н.Х., Сухина Б.Н. Опыт эксплуатации и усовершенствования электростатических ускорителей ЭГ-1.5 и GEVW 0.5/2000. — Вопросы атомной науки и техники (серия техника физического эксперимента), 1985, вып. 1, 22, с.7—9.
Кот Н.Х., Лебедев В.А., Овчар В.К., Останин В.П., Пархомчук В.В., Сухина Б.Н. Контроль параметров и управление оборудованием, расположенным внутри высоковольтного электрода инжектора ЭГ-1.5 при помощи ЭВМ. — Вопросы атомной науки и техники (серия техника физического эксперимента), 1985, вып. 1, 22, с.59—61.
Кот Н.Х., Пархомчук В.В. Трехпучковый источник отрицательных ионов водорода на парах воды. — Приборы и техника эксперимента. 1985, 1, с.34—36.
9. Лебедев В.А., Шарпа А.Н. Формирование электронного пучка с малыми поперечными скоростями в системах с продольным магнитным полем. — ЖТФ, 1987.
10. Арапов Л.Н., Диканский Н.С., Кокоулин В.И., Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Пархомчук В.В., Смирнов Б.М., Сухина Б.Н. Прецизионный соленоид для электронного охлаждения. — Труды Международного совещания по ускорителям высоких энергий. Новосибирск, 1986.
11. Будкер Г.И., Диканский Н.С., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.Н. Экспериментальное исследование электронного охлаждения. — Part. Accel., 1976, v.7, N 4, p.197.
12. Будкер Г.И., Диканский Н.С., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Попов С.Г., Скринский А.Н. Возможности спектрометрических экспериментов на сверхтонких внутренних мишенях в накопителях тяжелых частиц с электронным охлаждением. — В кн.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Протвино, июль, 1977). — Серпухов, 1977, с.141—147.
Будкер Г.И., Всеволожская Т.А., Диканский Н.С., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Сильвестров Г.И. Предложение по осуществлению встречных протон-антипротонных пучков на основе метода электронного охлаждения в проекте ускорительно-накопительного комплекса Большого Серпухова. — В кн.: Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, октябрь 1976. — М.: Наука, 1977.
13. Bell M., Chaney J., Krinen F., Peterson P.M., Petrucci C. Electron Cooling in ICF at CERN. — Nucl. Instr. and Meth., 1981, v.190, 2, p.237—255.
Foster R., Hardek T., Johnson D.E., Kells W., Kerner V., Lai H., Lennox A.J., Mills F., Miyahara Y., Ollksiuk L., Peter R., Rhoades T., Young D., McIntyre P.M. Electron Cooling Experiments in Fermilab. — IEEE Trans. Nucl. Science, 1981, v.NS-28, N 3, p.2386—2388.
Ellison T., Kells W., Kerner V., Mills F., Peteers R., Ruthbun T., Young D. Electron Cooling and Accumulation of 200 MeV Protons at Fermilab. — IEEE Trans. Nucl. Science, 1983, v.NS-30, N 4, p.2370—2372.

*Н.С. Диканский, Н.Х. Кот, В.И. Куделайнен,
В.А. Лебедев, В.В. Пархомчук, А.А. Серый,
А.Н. Скринский, Б.Н. Сухина*

**Влияние знака заряда иона на силу трения
при электронном охлаждении**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 8 июня 1987 г.
Подписано в печать 24.07.1987 г. МН 08299
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,7 печ.л., 1,4 уч.-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 102

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротаприте Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*