

40

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Н.С.Диканский, В.И.Кононов, В.И.Куделайнен,
И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков,
А.Н.Скринский, Б.Н.Сухина

**ИЗУЧЕНИЕ БЫСТРОГО
ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ**

ПРЕПРИНТ ИЯФ 79 - 56

Новосибирск

ИЗУЧЕНИЕ БЫСТРОГО ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Н.С. Диканский, В.И. Кононов, В.И. Куделайнен, И.Н. Мешков
В.В. Пархомчук, Д.В. Пестриков, А.Н. Скринский, Б.Н. Сузина

АННОТАЦИЯ

В работе приведены данные по экспериментальному изучению эффекта быстрого электронного охлаждения на установке НАП-М. Эксперименты проводились в области энергий протонов 1,5-65 МэВ. Полученные экспериментальные данные объединены в две эмпирические формулы для декремента затухания поперечных колебаний и продольной силы трения. Обсуждаются результаты экспериментов по компенсации электронного пучка ионами.

Исследования электронного охлаждения, проводившиеся в последние пять лет, позволили накопить богатый экспериментальный материал и существенно развили первоначальные теоретические представления, базировавшиеся на модели изотропной и однородной электрон-ионной плазмы с максвелловским распределением по скоростям /1/. Были поняты существование резкой анизотропной функции распределения электронов по скоростям в пучке при электростатическом ускорении /2,3/, роль сильного магнитного поля в установке с электронным пучком /4/, эффекты пространственного заряда в электронном охлаждении /5/.

Соответствующие теоретические описания, основанные на детальном учете микроскопической картины столкновений частиц, позволяют понять физику отдельных явлений, когда какой-либо эффект или параметр играют определяющую роль. В реальных ситуациях мы, как правило, имеем дело с наложением ряда эффектов, так что попытки применения подобных расчетов для описания экспериментальных данных наталкиваются на значительные вычислительные трудности. В этой связи целесообразно представить полученные экспериментальные данные в виде эмпирических формул, которые, с одной стороны, отвечали бы основным особенностям столкновений в магнитном поле, а с другой достаточно простых и удобных для конкретных оценок различных характеристик процесса охлаждения.

К настоящему времени получены данные об электронном охлаждении протонов на энергии 65, 35 и 1,5 МэВ при значениях тока в электронном пучке $2 + 500$ мА. Методика экспериментов описана в работах /2,3,5/.

I. Эффективность взаимодействия протонов и электронов при охлаждении существенно зависит от плотности электронного пучка и разности скоростей протонов и электронов. Анализируя последнюю зависимость, следует различать поперечную скорость ларморовского вращения электронов v_L в сопровождающем продольном магнитном поле установки с электронным пучком /2/ и разность средних скоростей протонов и электронов $\Delta \vec{v} = \vec{v}_p - \langle \vec{v}_e \rangle$. Символом $\langle \rangle$ обозначена операция усреднения по ларморовскому вращению.

В экспериментах разность поперечных средних скоростей $\Delta \vec{v}_L$ вносилась принудительно ударным возбуждением бетатронных колебаний (Δv_p) или изменением угла наклона оси электронного пучка (Δv_e) /6/.

Результаты измерений декремента затухания бетатронных колебаний во всем диапазоне энергий объединяются общей зависимостью (рис.1) $\lambda/n_e = 10^6/\Delta v_L^2$ см³/сек.

В этих измерениях значения Δv_L лежат в пределах $\Delta v_L \ll \Delta v_{||} \ll v_L$, кроме этого v_L практически не изменялась при вариациях энергии. При нормальных условиях v_L определяется разбросом скоростей на катоде электронной пушки. Более подробно область применимости этой зависимости обсуждается в пункте 5.

2. Декремент λ быстро уменьшается с ростом разброса продольных скоростей электронов $\Delta v_{||}$ (рис.2), причем это уменьшение начинается уже при $\Delta v_{||} \approx 10^{-4} v_0$ (v_0 - средняя скорость протонов и электронов), что значительно меньше разности поперечных скоростей $\Delta v_{\perp} \approx 4 \cdot 10^{-4} v_0$, при которых производились эти измерения.

Разброс продольных скоростей электронов создавался в этих экспериментах модуляцией энергии электронов с частотой $f \approx 200$ Гц $\gg \lambda$

3. При измерении зависимости декремента λ от скорости ларморовского вращения для управления величиной v_L на короткие пластины (длиной около четверти периода ларморовской спирали электронов) подавалось постоянное напряжение /6/. Результаты измерений представлены на рис.3 в виде зависимости произведения $\lambda \Delta v_{\perp}^2$ от радиуса ларморовского "кружка" ρ_L . В такой форме удобно сравнивать результаты при энергиях 65 и 1,5 МэВ, т.к. в этом случае исключается очевидный вклад разности скоростей Δv_{\perp} , вносимый, как сказано выше, при измерении декремента.

4. Скорость затухания энергетического разброса характеризуется продольной силой трения $F_{||}$. Ее зависимость от относительных скоростей пучков и ларморовских скоростей электронов измерялась на энергии 65 МэВ (рис.4,5). Как и декремент, $F_{||}$ слабо зависит от скорости ларморовского вращения v_L , однако, в отличие от декремента λ , сила $F_{||}$ примерно одинаково зависит от разности как продольных, так и поперечных скоростей.

5. Экспериментальные данные, описанные в пп. 1-4, могут быть объединены двумя эмпирическими формулами:

$$\lambda = \frac{66 r_p r_e n_e' c^4 \zeta}{[(\alpha v_0)^2 + \Delta v_L^2 + 11 \Delta v_{||}^2] \sqrt{v_L^2 + \Delta v_L^2 + \Delta v_{||}^2}}, \quad (1)$$

$$F_{||} = - \frac{12 \pi r_e^2 n_e' m c^4 \zeta}{\sqrt{(\alpha v_0/2)^2 + \Delta v_L^2 + \Delta v_{||}^2} \sqrt{(v_L/2)^2 + \Delta v_L^2 + \Delta v_{||}^2}}, \quad (2)$$

где n_e' - плотность электронов в системе частиц; ζ - доля орбиты протонов, занятая участком охлаждения; α - коэффициент, учитывающий искажение силовых линий продольного магнитного поля (в экспериментах на энергии протонов 65 МэВ $\alpha \approx 4 \cdot 10^{-4}$); r_p, r_e - классические радиусы протона, электрона, соответственно; c - скорость света.

Подчеркнем, что приведенные эмпирические формулы (1), (2) экспериментально обоснованы лишь в области значений параметров, исследованной в экспериментах на установке НАП-М. Так, разброс скоростей и плотность электронного пучка были ограничены диапазонами значений

$$\begin{aligned} 10^5 \text{ см/сек} &< \Delta v_{||} < 7 \cdot 10^6 \text{ см/сек} \\ 4 \cdot 10^5 \text{ см/сек} &< \Delta v_L < 2 \cdot 10^7 \text{ см/сек} \\ 4 \cdot 10^7 \text{ см/сек} &< \Delta v_{\perp} < 1 \cdot 10^8 \text{ см/сек} \\ 10^7 \frac{1}{\text{см}^3} &< n_e' < 4,8 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{см}^3} \end{aligned}$$

Экстраполяцию этих формул в более широкую область значений параметров следует производить с известной осторожностью. В указанной области согласие (1), (2) с экспериментом не хуже 20%.

Для относительных скоростей Δv_L в области $\alpha v_0 < \Delta v_L < v_L$ декремент λ пропорционален величине $(\Delta v_L^2 v_L)^{-1}$. Этот результат принципиально отличается от представлений, не учитывающих влияния продольного магнитного поля, где λ пропорционально $v_L^{-3}/1,7/$. В экспериментах на НАП-М магнитное поле установки с электронным пучком составляет 10^3 Э, так что при энергии электронов 35 КэВ на длине участка охлаждения (1 метр) укладывается примерно 25 периодов ларморовской спирали.

То, что экспериментальные данные описываются формулами (1), (2), повидимому, подтверждает сильное влияние продольного магнитного поля на процессы передачи в столкновениях частиц /4/. Это влияние характеризуется числом ларморовских циклов $\Omega_L T$ за время столкновения T . Если $\Omega_L T \ll 1$, то влияние магнитного поля пренебрежимо мало и трудно ожидать, что формулы (1), (2) останутся справедливыми. Максимальное время столкновения T может оп-

ределяться либо временем пролета участка охлаждения l/v_0 , либо временем установления дебаевского экранирования $T \sim \omega_e^{-1}$, где ω_e — частота плазменных колебаний электронов. С увеличением плотности n_e' частота ω_e возрастает, и отношение Ω_L/ω_e уменьшается, что также может нарушить справедливость (I), (2).

6. Естественное стремление увеличить эффективность электронного охлаждения путем наращивания плотности электронного пучка ограничено эффектами пространственного заряда электронов, среди которых наиболее существенны два.

1). Провисание потенциала в электронном пучке /2/ приводит к возникновению поперечного градиента продольных скоростей $dv_{||}^e/dr$. Для устойчивости продольного движения протонов необходимо чтобы /7/

$$\text{или} \quad \frac{dv_{||}^e}{dr} < \frac{v_0}{R_0 \psi \gamma^2} \quad (3)$$

$$n_e < \frac{1}{R_0 \psi} \frac{\beta^2 \gamma}{2\pi r_e X}$$

где $R_0 \psi$ — значение дисперсионной функции накопителя на участке охлаждения, R_0 — средний радиус орбиты протонов, X — смещение протонного пучка относительно оси электронного. Это ограничение плотности электронов можно уменьшить несколькими способами:

- уменьшением ψ (в специальных структурах можно иметь $\psi = 0$),
- введением на участке охлаждения поперечных электростатических полей квадрупольного типа, компенсирующих радиальную компоненту поля пространственного заряда электронов и соответствующую компоненту $dv_{||}^e/dr$,

— нейтрализацией пространственного заряда электронов ионами. Экспериментально изучался только третий из перечисленных методов (см. п. 7).

2. Пространственный заряд электронов действует своими полями на протоны аналогично аксиальной линзе, что приводит к возмущению фокусирующей системы накопителя. Соответственно, допустимый сдвиг частот бетатронных колебаний $\Delta \nu_e$ определяет ограничение плотности электронов:

$$\psi n_e \leq \frac{\nu \Delta \nu_e \gamma^3 \beta^2}{\pi r_p R_0^2} \quad (4)$$

где $\beta = v_0/c$, $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$. Это ограничение скорее относится к пространственно неоднородным электронным пучкам, когда допустимое значение $\Delta \nu_e$ задано расстоянием до ближайшего резонанса и нелинейностью $\partial \nu / \partial a^2$, определяющей сдвиг бетатронных частот на размере электронного пучка a^2 .

Конечно, само получение предельных плотностей электронного тока в свою очередь связано с определенными трудностями, подробно рассмотренными в работе /8/.

7. Нейтрализация пространственного заряда электронного пучка изучалась с точки зрения повышения эффективности электронного охлаждения. В описываемых экспериментах компенсация достигалась подачей положительного потенциала на разрезные кольцевые пикап-электроды, окружающие электронный пучок на входе и выходе участка охлаждения. При этом, однако, в образующихся электростатических пробках накапливались электроны и отрицательные ионы, что приводило к возникновению сильных колебаний потенциала, вызывавших сброс ионов из электронного пучка. Для создания устойчивой компенсации потребовалась очистка пробок поперечным электрическим полем, для чего между полукольцами пикап-электродов прикладывалась разность потенциалов.

Степень компенсации пространственного заряда электронного пучка измерялась по "эффекту увлечения" протонов /2/: если изменить энергию электронов (потенциал катода электронной пушки U_e), то скорость протонов под действием охлаждения подстраивается к скорости электронов, и орбита протонного пучка сжимается или расширяется, пучок смещается. То же самое происходит при компенсации пространственного заряда электронов: потенциал внутри электронного пучка и, соответственно, энергия электронов возрастают. В экспериментах снималась зависимость между запирающим потенциалом пробок U и изменением потенциала катода ΔU_e , при котором равновесная орбита не расширяется (протонный пучок остается на месте). При токе электронов 300 мА (энергия протонов 65 МэВ) компенсация наступала, когда потенциал U достигал значения +450 В (рис. 6) — начиная с этого момента, протонный пучок не смещался с ростом потенциала запирающего.

При охлаждении протонов закомпенсированным электронным пучком наблюдались биения размера протонного пучка, сопровождавшиеся

сбросом части ионов из электронного пучка. Небольшая раскачка ионного шнура поперечным электрическим полем с частотой порядка 1 МГц устраняла эту неустойчивость. В этом случае декременты затухания совпадали с измеренными в отсутствие компенсации. Следует отметить, что при компенсации пространственного заряда ионами нельзя одновременно скомпенсировать электрическое и магнитное поля электронного пучка особенно для релятивистских энергий. Кроме того, при таком способе компенсации, необходимы дополнительные усилия для обеспечения коллективной устойчивости пучка тяжелых частиц в присутствии ионов и электронов.

Эмпирические формулы (1), (2), фактически, выражены через параметры пучков в сопутствующей системе. Поэтому описываемые ими экспериментальные данные могут быть использованы и для других энергий, если параметры пучков в сопутствующей системе находятся внутри экспериментально исследованной области.

Воздействие электронов на устойчивость движения протонов в накопителе удобно характеризовать сдвигом частоты $\Delta \nu_e$. Как показали эксперименты, предельное значение тока электронов на энергии 1,5 МэВ составляло 2 мА, а на энергии 65 МэВ — 600 мА, что отвечает примерно одинаковому значению $\Delta \nu_e \approx 10^{-2}$ при $\nu_x \approx 1.15$, $\nu_z = 1.35$.

В этой связи полезно записать соотношения (1,2) через допустимое значение сдвига бетатронных частот $\Delta \nu_e$. Используя принятые ранее обозначения:

$$\theta_L = \Delta p_L / p_0, \theta_{||} = \Delta p_{||} / p_0, \theta_z = p_L / p_0 \quad (5)$$

с учетом преобразования в лабораторную систему из (1,2) получим:

$$\lambda = \frac{21 r_e c \gamma \Delta \nu_e}{\beta \gamma^2 R_0^2 [\alpha^2 + \theta_L^2 + 11(\theta_{||}^2 / \gamma^2)] \sqrt{\theta_L^2 + \theta_z^2 + (\theta_{||}^2 / \gamma^2)}}, \quad (6)$$

$$F_{||} = - \frac{12 M c^2 r_e \gamma \Delta \nu_e}{R_0^2 \sqrt{(\alpha/2)^2 + \theta_L^2 + (\theta_{||}^2 / \gamma^2)} \sqrt{(\theta_L/2)^2 + \theta_z^2 + (\theta_{||}^2 / \gamma^2)}} \quad (7)$$

где M — масса протона.

Выпишем следующее из (7) выражение для времени затухания энергетического разброса:

$$\tau^{-1} \approx \frac{F_{||}}{\Delta p_{||}} = \frac{12 r_e c \gamma \Delta \nu_e}{\beta \gamma R_0^2 \theta_{||} \sqrt{(\alpha/2)^2 + \theta_L^2 + (\theta_{||}^2 / \gamma^2)} \sqrt{(\theta_L/2)^2 + \theta_z^2 + (\theta_{||}^2 / \gamma^2)}} \quad (8)$$

Эта формула дает оценку τ сверху, т.к. сила $F_{||}$ в процессе охлаждения возрастает.

Соотношения (6) + (8) позволяют экстраполировать экспериментальные данные, полученные в настоящей работе, в область высоких энергий и дать тем самым ответ на вопрос о зависимости эффективности электронного охлаждения от энергии частиц. Отметим, также, что ларморовская скорость электронов определяется, в основном, постоянным разбросом тепловых скоростей электронов на катоде, так как при ускорении θ_L падает с ростом энергии как $(\beta \gamma)^{-2}$. Поэтому, если разность скоростей $|\Delta v|$ мала по сравнению с v_L ($\theta_{||}, \theta_L \ll \theta_z$), что, в частности, реализовано в НАП-М, то время охлаждения бетатронных колебаний (λ^{-1}) растет с энергией только как γ , а время охлаждения энергетического разброса не изменяется. Так, в экспериментах на НАП-М получены примерно одинаковые декременты затухания как на энергии 1,5 МэВ, так и на энергии 65 МэВ, при одинаковых углах θ_L .

Полученные результаты показывают возможность получения достаточно высокой эффективности охлаждения в широкой области энергии охлаждаемых частиц. Необходимо, однако, заметить, что для получения предельно малых времен затухания требуется, согласно (4), увеличение тока электронов как $\gamma^3 \beta^3$. Поэтому в области больших энергий величина тока может ограничиваться техническими возможностями. В этом случае в качестве $\Delta \nu_e$ в (6) — (8) следует подставлять значение, отвечающее достигнутому току электронов, что означает быстрое убывание декремента с ростом энергии.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность А.Ф.Булусеву, А.П.Кулакову, Н.Х.Коту, В.П.Останину за помощь в проведении экспериментов и Я.С.Дербеневу за плодотворные обсуждения результатов экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. Будкер Г.И. Атомная энергия, 1967; 22, с.346.
2. Будкер Г.И. и др. Part.Ass., 1976, 7, p.197.
3. Будкер Г.И. и др. Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорению заряженных частиц. Дубна, 1976. М. : Наука, 1977, т.1, с.236.
4. Дербнев Я.С., Скринский А.Н. Труды десятой Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высокой энергии. Протвино, 1977. Серпухов, 1977, т. I, с.516.
5. Диканский Н.С. и др. Труды десятой Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, 1977. Серпухов, 1977, т.1, с.510.
6. Будкер Г.И. и др. Труды десятой Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, 1977. Серпухов, 1977 т.1, с.498.
7. Дербнев Я.С. Скринский А.Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР 255, Новосибирск, 1968; Part.Ass. 1977, 8, № I.
8. Куделайнен В.И. Мешков И.Н. Салимов Р.А. Препринт ИЯФ СО АН СССР 72-70, Новосибирск, 1970; CERN 77-08, pt.B, P.S.Division, Geneve, 13 April, 1977.

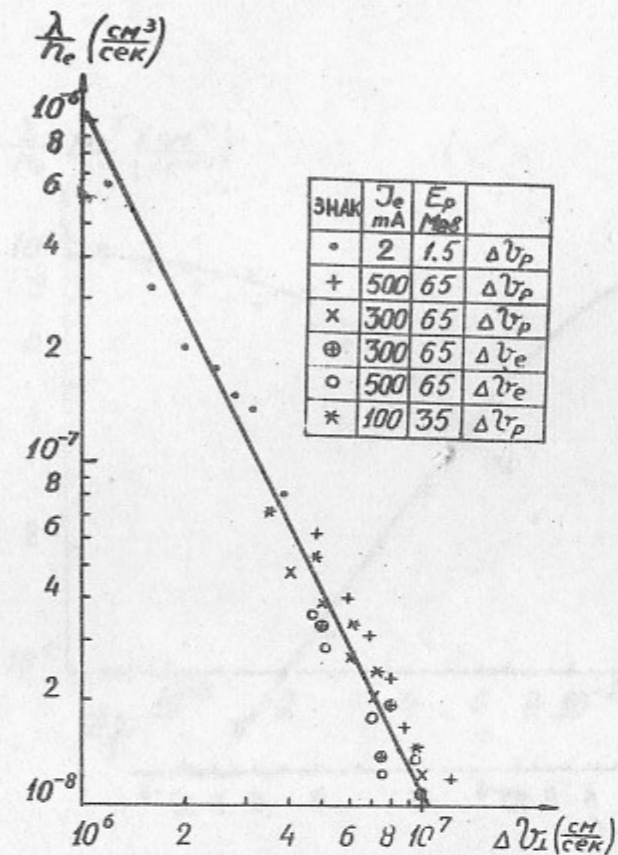


Рис.1. Зависимость декремента затухания поперечных колебаний (λ) от относительной скорости протонов и электронов при различной энергии протонов. Относительная поперечная скорость создавалась: возбуждением бетатронных колебаний протонов (Δv_p) либо наклоном электронного пучка относительно протонной траектории (Δv_e). (n_e - плотность электронов).

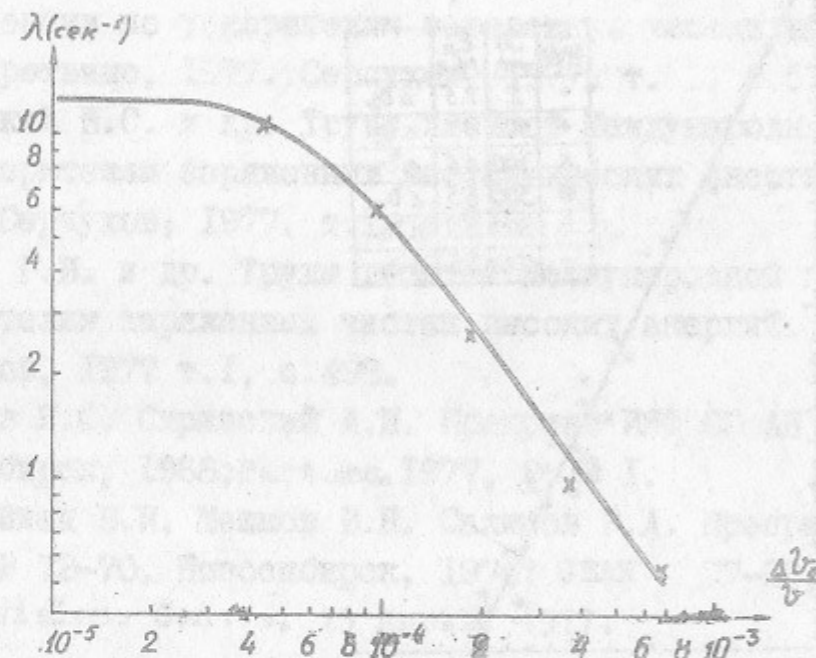


Рис. 2. Зависимость декремента затухания поперечных колебаний протонов от амплитуды модуляции продольной скорости электронов (электронный ток 300 мА, энергия протонов 65 МэВ).

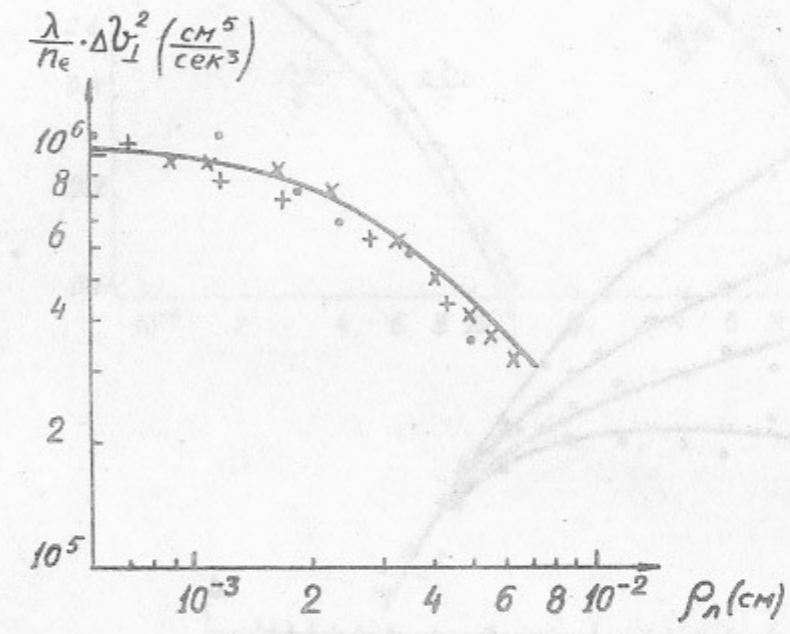


Рис. 3. Влияние ларморовского вращения электронов на значение декремента затухания поперечных колебаний (значение значков такое же, как на рис. 1).

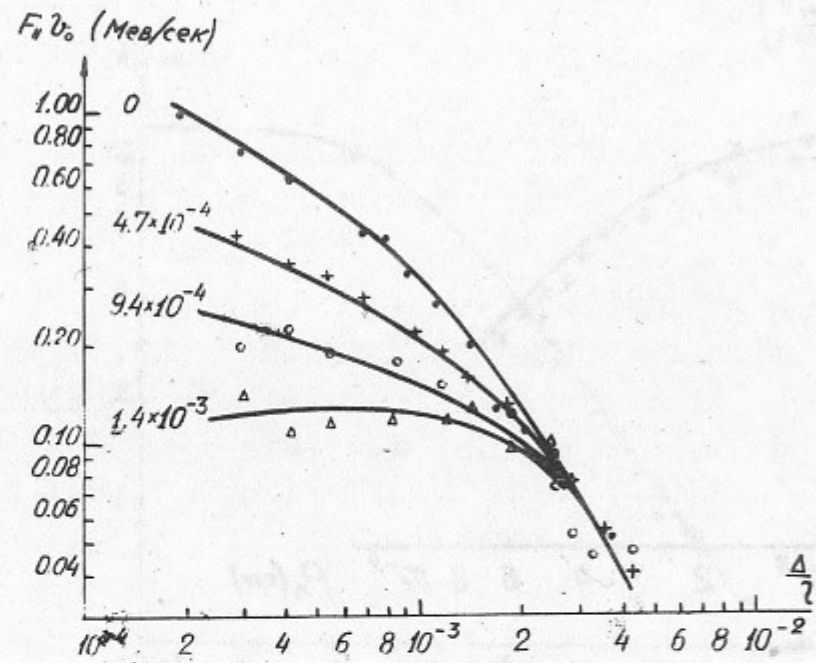


Рис.4. Зависимость продольной силы трения от отстройки скорости протонов от средней скорости электронов (Δ) при различных относительных поперечных скоростях ($\Delta v_{\perp} / v_0$). Ток электронов 300 мА, энергия протонов 65 МэВ.

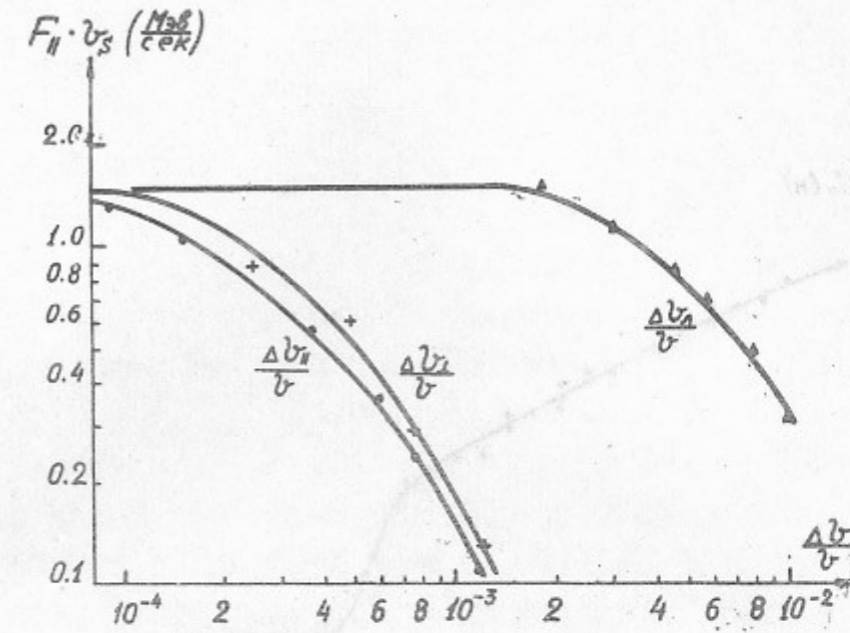


Рис.5. Зависимость продольной силы трения от отстройки продольных скоростей $\Delta v_{||}$, поперечных скоростей Δv_{\perp} и скорости ларморовского вращения $\Delta \omega_L$. (Ток электронов 300 мА, энергия протонов 65 МэВ).

Работа выполнена 15 мая 1979 г.

Выполненой за выпуск - С.Г. ДУНОВ

Подписано и печать 22.06.1979 г. № 00557

Усл. 1,0 печ.л., 0,8 учётно-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно

Зал № 56

Отпечатано на ротационной КИИ СО АН СССР

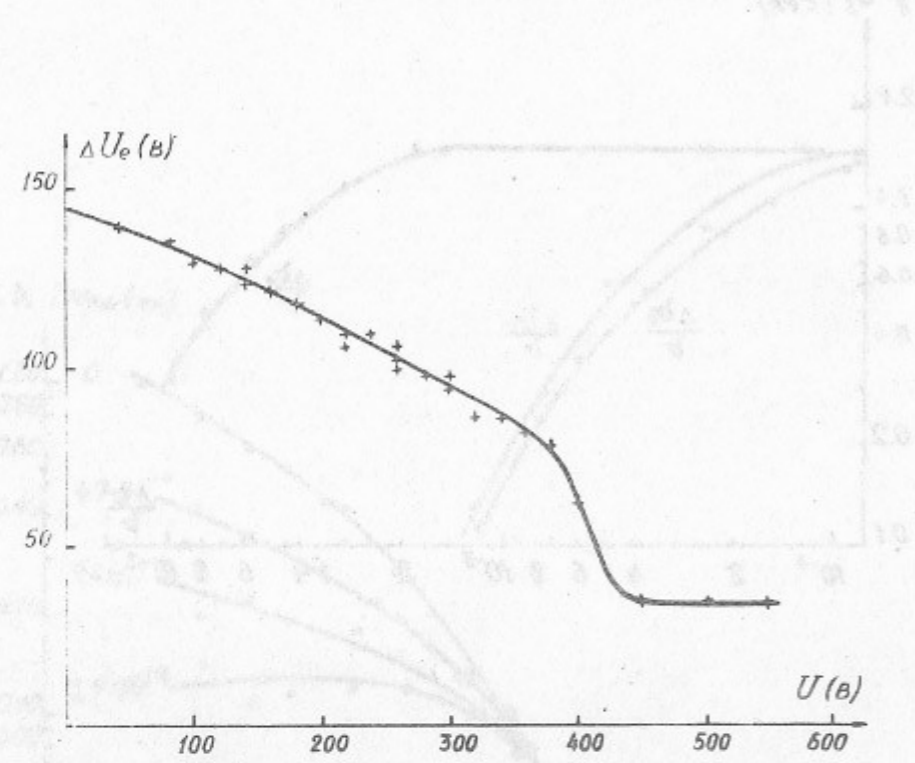


Рис. 6. Зависимость изменения потенциала пушки от запирающего потенциала.

Работа поступила - 15 июня 1979 г.

Ответственный за выпуск - С.Г. ПОПОВ
 Подписано к печати 22.06.1979 г. МН 00557
 Усл. 1,0 печ.л., 0,8 учетно-изд.л.
 Тираж 200 экз. Бесплатно
 Заказ № 56

Отпечатано на роталпринте ИЯФ СО АН СССР

4103
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

N.S.Dikansky, V.I.Kononov, V.I.Kudelainen,
I.N.Meshkov, V.V.Parkhomchuk, D.V.Pestrikov,
A.N.Skrinsky, B.N.Sukhina

THE STUDY OF FAST ELECTRON COOLING

ПРЕПРИНТ ИЯФ 79-56

Новосибирск

THE STUDY OF FAST ELECTRON COOLING

N.S.Dikansky, V.I.Kononov, V.I.Kudelainen, I.M.Meshkov,
V.V.Parkhomchuk, D.V.Pestrikov, A.N.Skrinsky
B.N.Sukhina
Institute of Nuclear Physics,
630090, Novosibirsk, USSR

S u m m a r y

In the work presented here experimental results on proton cooling are given. At electron current 600 mA and proton energy 65 MeV cooling time was 40 ms. The decrement and longitudinal friction force dependences on parameters of electron and proton beams are presented. Possible limitations of electron cooling efficiency are also discussed.

THE STUDY OF FAST ELECTRON COOLING

N.S.Dikansky, V.I.Kononov, V.I.Kudelainen, I.N.Meshkov,
V.V.Parkhomchuk, D.V.Pestrikov, A.N.Skrinsky, B.N.Sukhina

Institute of Nuclear Physics,
630090, Novosibirsk, USSR

The study of electron cooling carried out at the Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk during last five years allowed to gather a reach experimental material and substantially advanced the primary theoretical concepts based on the model of the isotropic and homogeneous electron-ion plasma with the Maxwellian distribution over the velocities /1/. It was understood the existence of the sharp anisotropy function of electron distribution over the velocities in the beam under electrostatic acceleration /2,3/, the role of a strong magnetic field in the installation with electron beam /4/, the effects of a space charge in electron cooling /5/.

Corresponding theoretical descriptions based on the detailed account of microscopic structure of beam particles collisions enable one to understand the physics of certain events when some effects or parameters are crucial. In practice, we usually deal with superposition of a number of effects, so the attempts to use similar calculations for descriptions of experimental data encounter considerable difficulties because of too much calculations needed. In this connection, it seems reasonable to represent the obtained experimental results in the form of empirical formulae which on one hand, should correspond to the main features of collisions in magnetic field and, on the other hand, should be

simple and convenient enough for practical estimations of various characteristics of cooling process.

By now, experimental data are obtained on electron cooling for protons at energies 65, 35 and 1.5 MeV with electron current within the range 500-2 mA. The experimental method was described in references /2,3,5/.

1. Efficiency of proton electron collisions at cooling essentially depends on electron beam density and on the difference in the proton and electron velocities. When analysing the latter dependence one should differ longitudinal velocity of Larmor rotation of electrons in accompanying longitudinal magnetic field (in the installation with electron beam /2/) from the difference of the proton and electron average velocities $\Delta \bar{v} = \bar{v}_p - \langle \bar{v}_e \rangle$. Symbol $\langle \rangle$ denotes an operation of averaging over the Larmor rotation.

The difference in transverse average velocities Δv_{\perp} in experiments was introduced by the shock excitation of betatron oscillations or by variation of the angle between electron and proton beams (Δv_p or Δv_e) /7/.

All the data obtained for the decrement of betatron oscillations over the whole energy range can be combined with the common dependence (Fig.1):

$$\lambda/n_e = 10^6/\Delta v_{\perp}^2 \text{ cm}^3/\text{sec}$$

In these measurements Δv_{\perp} was within the range $\Delta v_{\perp} \ll \Delta v_{\parallel} \ll v_L$. In addition, v_L did not change at energy variation. At normal conditions the value v_L is determined by the velocity spread on the electron gun cathode. Application field for this dependence are discussed in p.5 in more detail.

2. Decrement λ falls down rapidly with an increase in the electron longitudinal velocity spread Δv_{\parallel} (Fig.2), this decrease being already commenced at $\Delta v_{\parallel} \approx 10^{-4} v_0$ (v_0 is an average velocity of protons and electrons) which substantially less than the difference in longitudinal velocities $\Delta v_p \approx 4 \cdot 10^{-4} v_0$ at which the measurements were performed.

Electron longitudinal velocity spread was excited in these experiments with an energy modulation for electrons with frequency $f \approx 200 \text{ Hz} \gg \lambda$.

3. When measuring dependence of the decrement λ on the velocity of Larmor rotation the value v_L was controlled by constant voltage applied to the short plates with length of 1/4-th period of electron Larmor helix/6/. Results of measurements are given in Fig.3 as the dependence $\lambda \Delta v_p^2$ on the Larmor circle radius ρ_L . This form is convenient for comparison of results at energies 65 MeV and 1.5 MeV, as, in this case, it is excluded a trivial contribution of velocity dependence Δv_p , which is introduced, as mentioned above, while measuring decrement.

4. Damping rate for the energy spread is determined by longitudinal friction force F_{\parallel} . Its dependence on relative velocities of beams and Larmor velocities of electrons was measured at an energy 65 MeV (Fig.4,5). Like decrement, F_{\parallel} depends weakly on the velocity of Larmor rotation v_L . Nevertheless, unlike decrement λ , F_{\parallel} approximately equally depends on difference in both the longitudinal and transverse velocities.

5. Experimental data described in points 1-4 can be combined with two empirical formulae:

$$\lambda = \frac{66 r_p r_e n_e' c^4 \eta}{[(\alpha v_0)^2 + \Delta v_L^2 + 11 \Delta v_H^2] \sqrt{v_L^2 + \Delta v_L^2 + \Delta v_H^2}}, \quad (1)$$

$$\bar{F}_H = \frac{12 \pi r_0^2 n_e' m c^2 \eta}{\sqrt{(\alpha v_0/2)^2 + (\Delta v_L)^2 + \Delta v_H^2} \sqrt{(v_L/2)^2 + \Delta v_L^2 + \Delta v_H^2}}, \quad (2)$$

where n_e' is electron density in the particle system; η is a fraction of the proton orbit occupied by cooling section; α is a factor which takes into account the distortion of force lines of longitudinal magnetic field (in the experiments at proton energy 65 MeV we had $\alpha \approx 4 \cdot 10^{-4}$); r_p, r_e are classical radii of proton and electron respectively; c is the velocity of light.

Let us emphasize that empirical formulae (1) and (2) given above are experimentally proved only in the range of parameter values which was studied in the experiments on NAP-M installation. So, the velocity spread and electron beam density were limited by the range of values given below:

$$\begin{aligned} 10^5 \text{ cm/sec} &< \Delta v_H < 7 \cdot 10^6 \text{ cm/sec} \\ 4 \cdot 10^5 \text{ cm/sec} &< \Delta v_L < 2 \cdot 10^7 \text{ cm/sec} \\ 4 \cdot 10^7 \text{ cm/sec} &< \Delta v_L < 10^8 \text{ cm/sec} \\ 10^7 \text{ 1/cm}^3 &< n_e' < 4.8 \cdot 10^8 \text{ 1/cm}^3 \end{aligned}$$

Extrapolation of these formulae to the extended range of parameter values should be done with some care. Agreement of (1) and (2) with experimental results is no less than 20% in the mentioned range of parameter values.

For relative velocities Δv_L in the region $\alpha v_0 < \Delta v_L < v_L$ decrement is proportional to $(\Delta v_L^2 v_L)^{-1}$. This result is principally different from the concepts which did not take into account an effect of longitudinal magnetic field where λ is

proportional to v_L^{-3} /1,7/. In experiments on NAP-M, magnetic field of the installation with electron beam is 10^3 G, so, at an energy 35 keV at the electron section of 1 m length one can put about 25 periods of Larmor helix.

The fact that experimental data are described with formulae (1,2) apparently proves the strong effect of longitudinal magnetic field on the transition processes in particle collisions /4/. This effect is characterized by the number of Larmor cycles $\Omega_L T$ during collision time T . If $\Omega_L T \ll 1$, an effect of magnetic field is negligibly small and it is hard to expect that formulae (1) and (2) will remain valid. Maximum collision time T may be determined either by the path time through collision section $\frac{L}{v}$ or by the time necessary for establishing Debay shielding $T \sim \omega_p^{-1}$, where ω_p is a plasma oscillation frequency of electrons. With increase in density n_e' frequency ω_p increases and relation Ω_L/ω_p decreases that can also violate the validity of (1) and (2).

6. Natural wish to intensify electron cooling effect with increasing density of electron beam is limited by electron space charge effects. Two of these effects are most essential:

1) Potential reduction inside electron beam /2/ leads to appearance of transverse gradient of longitudinal electron velocities dv_H^e/dr . For the stability of longitudinal motion of protons it is necessary that /7/

$$\frac{dv_H^e}{dr} < \frac{v_0}{R_0 \psi \gamma^2} \quad (3)$$

or

$$n_e < \frac{1}{R_0 \psi} \cdot \frac{\beta^2 \gamma}{2\pi r_e X}$$

where $R_0 \psi$ is the value of dispersion function of storage ring at cooling section, R_0 is an average radius of proton orbit, X is displacement of a proton beam with respect to electron beam axis. This limit for electron density can be decreased in several ways:

- by decreasing ψ (in special structures one can have $\psi=0$),

- by introducing at cooling section the transverse electrostatic fields of quadrupole type which compensate for radial component of a field of electron space charge and corresponding component dv_e^e/dr .

- by neutralization of the electron space charge with ions.

Only the latter method was studied experimentally.

2) Space charge of electrons effects by its fields on protons like axial lens, which leads to perturbation in focusing system of storage ring. Correspondingly, an admissible shift of betatron oscillation frequencies determines the limit in electron density:

$$\eta n_e \leq \frac{\gamma_0 \gamma_e \gamma^3 \beta^2}{\pi r_p R_0^2} \quad (4)$$

where $\beta = v_0/c$, $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$. This limit is rather relates to space inhomogeneous electron beam when admissible value $\Delta \gamma_e$ is given by a distance to the nearest resonance and by nonlinearity $\partial \nu / \partial a^2$ which determines the shift of betatron oscillation frequencies on the size of electron beam \bar{a}^2 .

Of course, the reaching of electron beam space charge itself is connected, in its turn, with some difficulties which were studied in detail in /8/.

7. Neutralization of electron beam space charge was studied in view of enhancement of electron cooling process. In the experiments described the compensation achieved by applying positive potential to the cut circular pick-up electrodes encircling electron beam at the input and output of cooling section. In this case, though, in electrostatic plugs the electrons and negative ions are stacked which resulted in generation of strong oscillations of potential causing the ion drop from electron beam. For obtaining stable compensation, the plugs required to be cleaned by transverse electric field. To this end, potential was applied to the half-rings of pick-up electrodes. Compensation level of the electron beam was measured using effect of variation of the average energy of protons /2/: if electron energy is varied (potential of electron gun cathode U_e) proton velocity (under cooling effect) is tuned to velocity of electrons and proton beam orbit shrinks or expanded, the beam is shifted in radial direction. Similarly, at compensation for space charge of electrons: potential inside electron beam and, correspondingly, electron energy increases. In the experiments, the dependence was removed between locking potential of plugs U and the cathode potential variation ΔU_e (when equilibrium orbit does not expand (proton beam maintains its position). At electron current 300 mA (proton energy 65 MeV) compensation commenced when potential U achieved the value +450 V (Fig.6), from this very moment the proton beam did not change its position with increase in locking potential.

While cooling protons with compensated electron beam the proton beam size variation are observed which accompanied with partial drop of ions from electron beam. A slight excitation of

the ion oscillations by transverse electric field with frequency of an order of τ MHz cancelled this instability. In this case, damping decrements were in coincidence with those measured in the absence of compensation. It is worth mentioning that during compensation for space charge by ions it is impossible to compensate simultaneously for electric and magnetic fields of electron beam especially for relativistic energies. In addition, in this method of compensation some additional efforts are required for ensuring collective stability of heavy particle beam in the presence of ions and electrons.

8. Empirical formulae (1) and (2) are, in fact, expressed through parameters of beams in an accompanying system. Therefore, experimental data described by these formulae can be also used for other energies if the beam parameters in an accompanying system are within the region experimentally studied.

Effects of electrons on the proton motion stability in a storage ring is convenient to be characterized by frequency shift $\Delta\gamma_e$. As experiments have shown, ultimate electron current at energy 1.5 MeV was 2 mA and at energy 65 MeV - 600 mA which corresponds approximately the same value $\Delta\gamma \approx 10^{-2}$ at $\gamma_x \approx 1.15$, $\gamma_z \approx 1.35$.

In this connection, it is useful to rewrite relations (1,2) through an admissible value of betatron oscillation shift $\Delta\gamma_e$. Using symbols accepted earlier:

$$\theta_L = \Delta p_L / p_0, \theta_H = \Delta p_H / p_0, \theta_z = p_L / p_0 \quad (5)$$

taking into account transformation into laboratory system one can have from (1,2) the following:

$$\lambda = \frac{21 r_e c \gamma \Delta \gamma_e}{\beta \gamma^2 R_0^2 [\alpha^2 + \theta_L^2 + 11 \theta_H^2 / \gamma^2] \sqrt{\theta_L^2 + \theta_L^2 + \theta_H^2 / \gamma^2}}, \quad (6)$$

$$\bar{F}_H = \frac{12 M c^2 r_e \gamma \Delta \gamma_e}{R_0^2 \sqrt{(\alpha/2)^2 + \theta_L^2 + \theta_H^2 / \gamma^2} \sqrt{(\theta_L/2)^2 + \theta_L^2 + \theta_H^2 / \gamma^2}} \quad (7)$$

where M is a proton mass.

From (7) write the expression for damping time of energy spread:

$$\tau^{-1} = \frac{\bar{F}_H}{\Delta p_H} = \frac{12 r_e c \gamma \Delta \gamma_e}{\beta \gamma R_0^2 \theta_H \sqrt{(\alpha/2)^2 + \theta_L^2 + \theta_H^2 / \gamma^2} \sqrt{(\theta_L/2)^2 + \theta_L^2 + \theta_H^2 / \gamma^2}} \quad (8)$$

This formula gives the upper estimation of τ , as force F_H increases in the process of cooling.

Relations (6)-(8) allow extrapolation of experimental data obtained in the work presented here into the region of high energies and also to answer to the question of cooling efficiency dependence of particle energy. Note also that Larmor velocity of electrons is mainly determined by a constant spread of thermal velocities of electrons on cathode, so that during acceleration θ_L falls down as $1/\beta\gamma$ with increase in energy. Therefore, if velocity difference $|\Delta v|$ is small compared to $v_L(\theta_H, \theta_L \ll \theta_L)$ (which is, in particular, realized on NAP-M), cooling time for betatron oscillations (λ^{-1}) rises with energy only as γ but cooling time for energy spread is not changed. So, in the experiments on NAP-M damping decrements obtained are about the same for energies 1.5 MeV and 65 MeV with equal angles θ_L .

Obtained results show the feasibility of obtaining sufficiently high cooling efficiency for a wide energy region of cooling particles. One should note, though, that for obtaining minimum cooling times it is required electron current increase as $\gamma^3 \beta^3$. Therefore, in the region of high energies the current value can be limited by technological possibilities. In this case, in (6) and (8) instead of $\Delta \gamma_e$ one should put the value corresponding to electron current achieved which means the faster decrease of decrement with energy increase.

In conclusion, the authors are pleased to express their gratitude to their colleagues A.F.Bulushev, A.P.Kulakov, N.H.Kot, V.P.Ostanin for valuable help in carrying out experiments and to Ya.S.Derbenev for stimulating discussions of experimental results.

References

1. Budker G.I. *Atomnaya Energia*, 1967, 22, p.346.
2. Budker G.I. et al. *Part. Acc.*, 1976, 7, p.197.
3. Budker G.I. et al. Proc. of the 5th All-Union Conf. on Charged Particle Accelerators. Dubna, 1976. Moscow, "Nauka", 1977, vol.1, p.326.
4. Derbenev Ya.S., Skrinsky A.N. Proc. of the 10th Intern. Conf. on High Energy Charged Particle Accelerators. Protvino, 1977. Serpukhov, 1977, vol.1, p.516.
5. Dikansky N.S. et al. Proc. of the 10th Intern. Conf. on High Energy Charged Particle Accelerators. Protvino, 1977. Serpukhov, 1977, vol.1, p.510.
6. Budker G.I. et al. Proc. of the 10th Intern. Conf. on High Energy Charged Particle Accelerators. Protvino, 1977. Serpukhov, 1977, vol 1, p.498.
7. Derbenev Ya.S., Skrinsky A.N. Preprint INP 255, Novosibirsk, 1968; *Part.Acc.*, 1977, 8, N°1.
8. Kudelainen V.I., Meshkov I.N., Salimov P.A. Preprint INP 72-70, Novosibirsk, 1970; CERN 77-08, pt.B, P.S.Division, Geneve, 13 April, 1977.

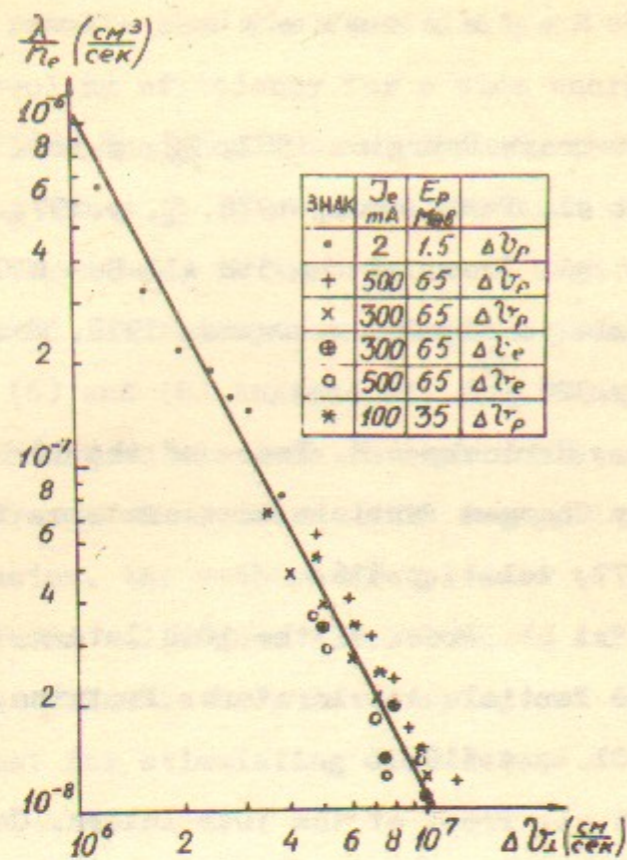


Fig.1 Damping decrement of transverse oscillations (λ) as a function of relative velocity of protons and electrons at various proton energies. Relative transverse velocity was created by excitation of betatron oscillations of protons (Δv_p) either by bending electron beam with respect to proton trajectory Δv_e (n_e - density of electrons).

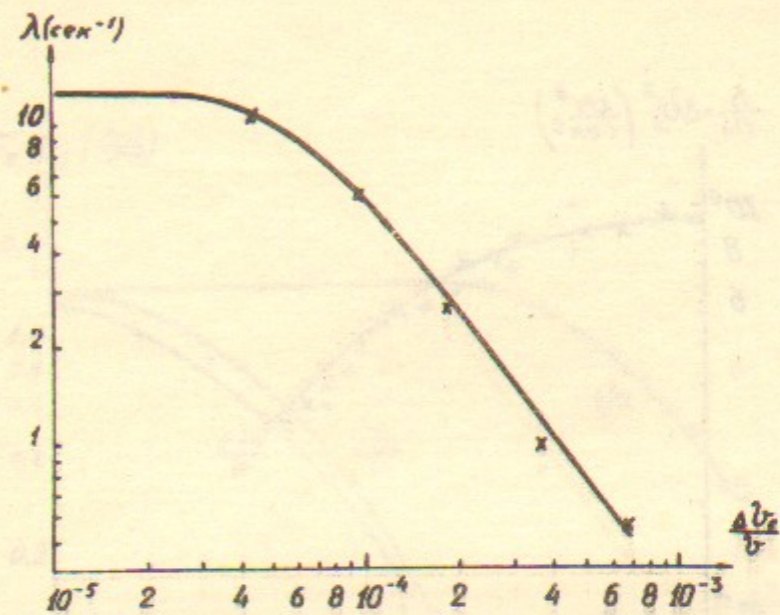


Fig.2 Damping decrement of transverse oscillations of protons as a function of modulation amplitude of electron longitudinal velocities (electron current 300 mA, proton energy 65 MeV).

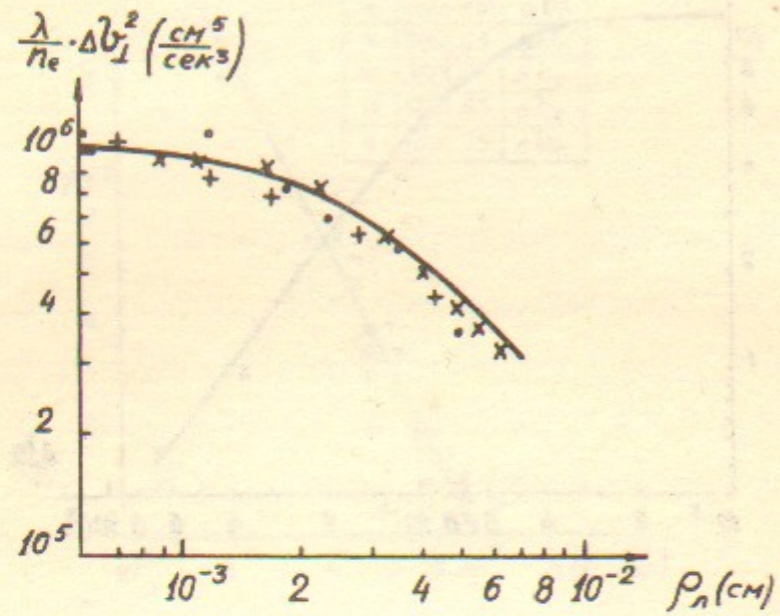


Fig.3 Effect of Larmor rotation of electrons on the value of damping decrement of transverse oscillations (current values are the same as given in Fig.1).

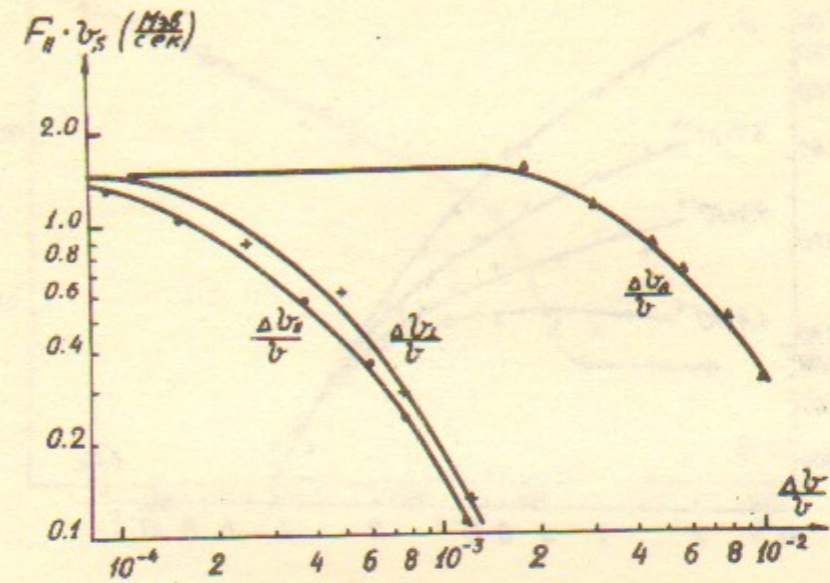


Fig.4 Longitudinal friction force dependence on proton velocity detuning from average velocity of electrons (Δ) at various relative transverse velocities ($\Delta v_{\perp}/v_0$). Electron current is 300 mA, proton energy is 65 MeV).

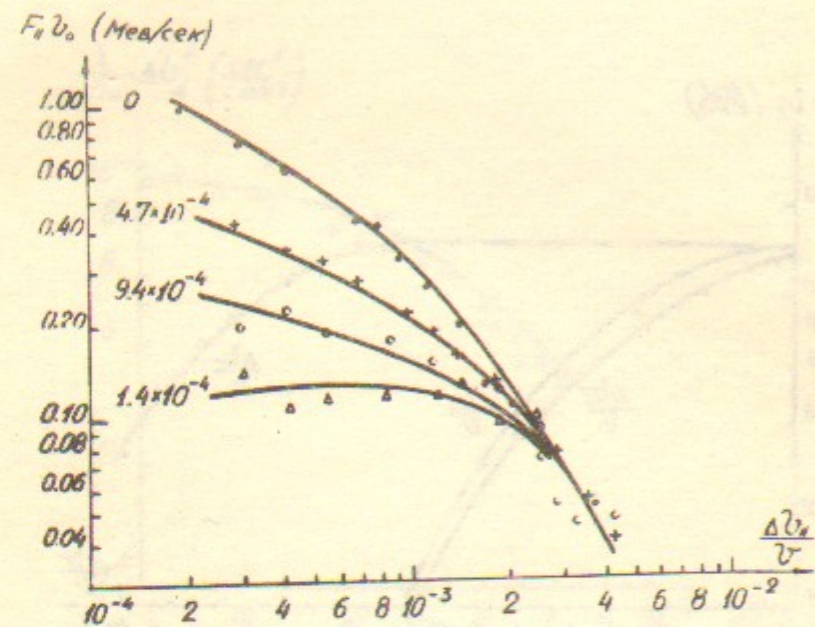


Fig.5 Longitudinal friction force dependence on detuning longitudinal velocities $\Delta v_{||}$, transverse velocities Δv_{\perp} and velocity of Larmor rotation Δv_{\perp} (electron current is 300 mA, proton energy is 65 MeV).

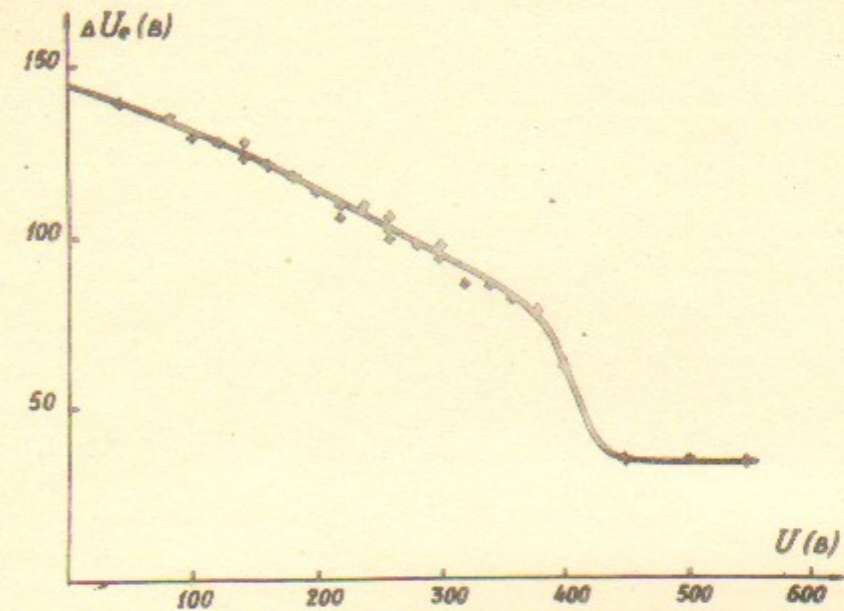


Fig.6 The gun potential variation as a function of locking potential.