

**IV Научный семинар
памяти
В. П. Саранцева**

Дубна, 26–28 сентября 2001 г.

Труды

**IV Scientific Seminar
in Memory
of V. P. Sarantsev**

Dubna, September 26–28, 2001

Proceedings

ПРОБЛЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

В.В. Пархомчук

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера, СО РАН, Новосибирск

Охлаждение само по себе используется для демпфирования колебаний каждой частицы и когерентных колебаний ионного пучка. Но охлаждение приводит к очень высоким плотностям в фазовом пространстве, что может вызывать проблемы со стабильностью пучков. Эти проблемы много раз обсуждались на конференциях, рабочих совещаниях и ускорительных школах. В этом докладе разрешите сосредоточиться на особой неустойчивости, проявляющейся в нарастании эмиттанса и сильных потерях ионного пучка в установках с электронным охлаждением – так называемом эффекте “электронного нагрева”. Этот эффект реально ограничивает использование электронного охлаждения на накопительных кольцах CELSIUS, COSY, охладителя Индианского университета.

Problems of Cooling the High Intensive Ion Beams

V. V. Parkhomchuk

The cooling itself is used for damping single particle oscillations and coherent oscillations of ion beams. But extremely high phase space density of the ion beam after cooling can be a source of stability problems. These problems were a subject of discussions on many conferences, workshops and accelerator schools. Let us concentrate in this report on a specific instability that is manifested itself by beam emittance blow-up and the ion beam losses at the storage ring with the electron cooling – the so called “electron heating”. For storage rings CELSIUS, COSY, Indiana Cooler this is a serious problem that limits the use of the electron cooling in physical experiments.

1. Введение

Неустойчивости могут возникать при высокой плотности пучка и слабом затухании флуктуаций из-за малого разброса импульсов частиц. Это могут быть и традиционные неустойчивости, связанные со взаимодействием пучка с элементами вакуумной камеры накопителя [1]. Эти неустойчивости развиваются на какой-либо резонансной моде и приводят к мгновенной гибели пучка при достижении амплитуды когерентных колебаний максимально допустимого предела. Как правило, в этом случае наблюдается сильный когерентный сигнал колебаний пучка, и такие неустойчивости надежно подавляются системами обратных связей. Другой вид неустойчивости – так называемые эффекты встречи, когда четкого когерентного сигнала нет, но эмиттанс пучка нарастает, а время жизни пучков падает до недопустимо малого уровня.

Так, например, на тяжелоионном синхротроне SIS [2] с электронным охлаждением наблюдалось развитие колебаний в ионном пучке при его накоплении. На рис.1 показано, как во время накопления пучка Kr^{34+} на энергии 11 МэВ/н и при электронном охлаждении током 0,5 А после накопления 3 мА ионов на пикале наблюдаются колебания, а затем накопление останавливается на токе около 5 мА.

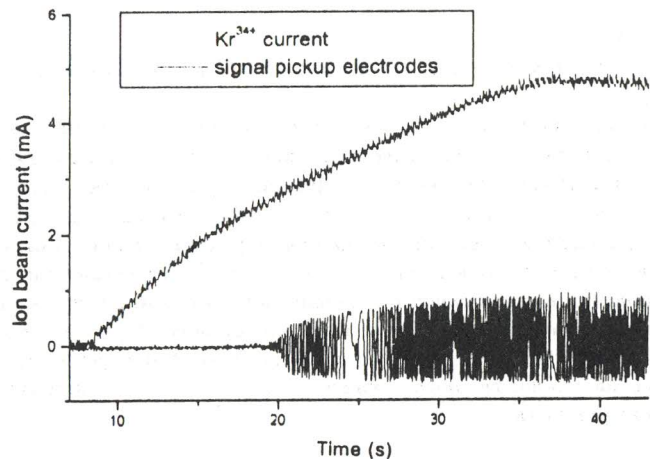


Рис. 1. Накопление пучка Kr в SIS; верхняя кривая — ток ионного пучка, внизу — сигнал с пикап-электрода, измеряющего флуктуации в ионном пучке

Первой установкой, на которой был обнаружен эффект сильных потерь ионного пучка при введении электронного тока, был накопитель CELSIUS [3]. На рис.2 показаны измерения протонного тока после инжекции интенсивного пучка в CELSIUS (протоны 48 МэВ). Видно, что после охлаждения остается только несколько % от начального протонного тока (с 4 мА ток падает до 100 мкА).

Эксперимент с введением электронного пучка с сильно отстроенной энергией, когда никакого охлаждения не происходило (кривая обозначенная "detune cooling"), демонстрировал, что начальный спад интенсивности не определяется охлаждением, а обязан только наличию электронов на орбите ионного пучка.

Доля охлажденного пучка сильно возрастала, если выключить напряжение на ускоряющих резонаторах. При этом пучок при охлаждении равномерно распределен по всему периметру накопителя, а не группируется в сравнительно короткий сегмент. Рис.3 демонстрирует, что ограничивается мгновенный (пиковый) ток пучка. Непрерывный пучок имеет средний ток в фактор группировки раз больше.

Эксперименты в CELSIUS по охлаждению пучка на высокой энергии (400 МэВ) также демонстрируют наличие проблем при охлаждении интенсивного пучка. На рис.4 показано, что без дополнительного расширения энергетического разброса протонного пучка путем модуляции энергии электронов не удастся охладить протонный ток больше 2 мА [4].

Вначале (до 30 с) изменения тока на рис.4 связаны с инжекцией и ускорением протонов до 48 МэВ до 400 МэВ. В момент 30 секунд включается электронное охлаждение.

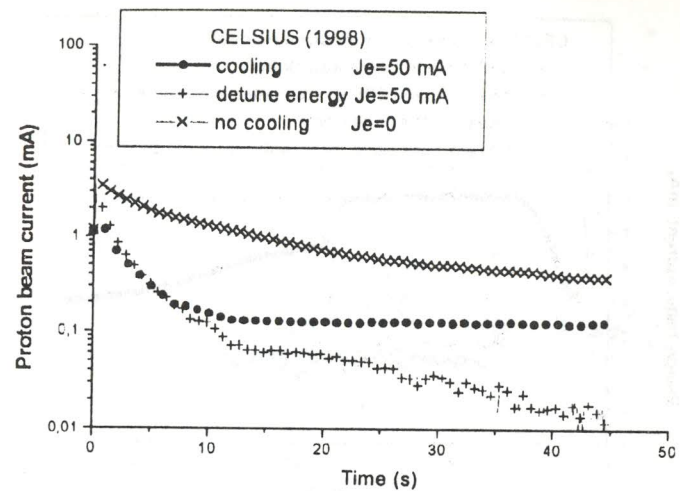


Рис. 2. Охлаждение протонного пучка в CELSIUS (энергия протонов 48 МэВ, охлаждающий электронный ток 50 мА, ВЧ включена): \times — без охлаждения ($J_e = 0$); кружки — охлаждение ($J_e = 50$ мА); $+$ — энергия электронного пучка отстроена от охлаждения ($E_0 = 25,908$ кэВ+5 кэВ)

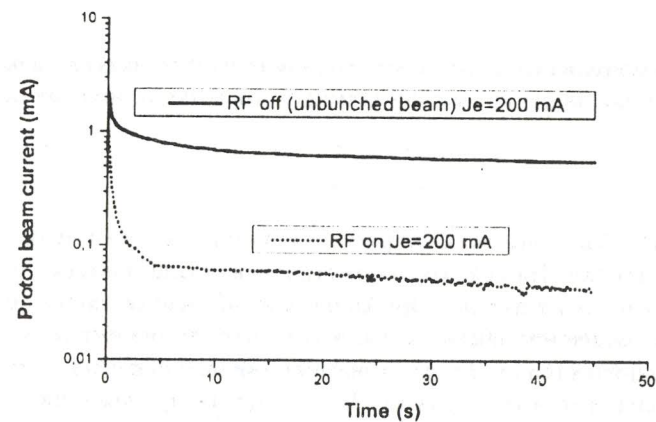


Рис. 3. Сравнение охлаждения с включенным ВЧ (сгруппированный пучок) и выключенным ВЧ (непрерывный по орбите пучок)

и радиус пучка с 4 мм падает до 1–1,5 мм для обоих случаев, без модуляции и с модуляцией. Но без модуляции в момент 80 секунд развиваются вертикальные колебания с амплитудой 5–15 мм, ясно видимые на мониторе нейтральных атомов, летящих из места охлаждения.

Из рис.5 видно, что без модуляции пороговый ток 1,8 мА, с 200 В модуляцией 4 мА, а при 300 В ток развития неустойчивости превышает 6 мА.

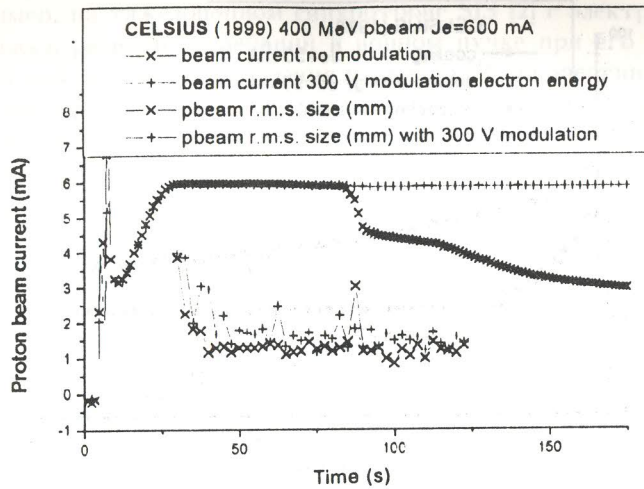


Рис. 4. Охлаждение протонного пучка на энергии 400 МэВ. Верхние кривые – протонный ток (мА), нижние – размер протонного пучка (сигма) (мм): × показывает охлаждение без модуляции энергии электронов с развитием в момент около 80 с неустойчивости; + показывает охлаждение с 300 эВ модуляцией энергии электронного пучка, что способствует подавлению развития неустойчивости

Результатом модуляции энергии электронов (с частотой выше декремента охлаждения) является расширение разброса импульсов в протонном пучке:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{\Delta U_e}{U_e} \quad (1)$$

и, соответственно, более высокая скорость затухания когерентных флуктуаций за счет затухания Ландау. На некоторых охладителях были попытки подавать на пучок ВЧ-шум для нагрева пучка. Проблема использования таких систем вместе с электронным охлаждением заключается в том, что декремент электронного охлаждения центрального ядра пучка очень высок по сравнению с декрементом охлаждения частиц с большими амплитудами. В результате приложения внешнего шума, одинаково нагревающего все частицы, можно легко вызвать быстрый нагрев частиц с большими амплитудами и сильно увеличить потери пучка без какого-либо полезного расширения ядра пучка. Модуляция же энергии электронного пучка не портит охлаждение сильно отклоненных частиц, а только расширяет ядро. Именно это обстоятельство помогает с высокой эффективностью использовать этот метод на установке CELSIUS [4].

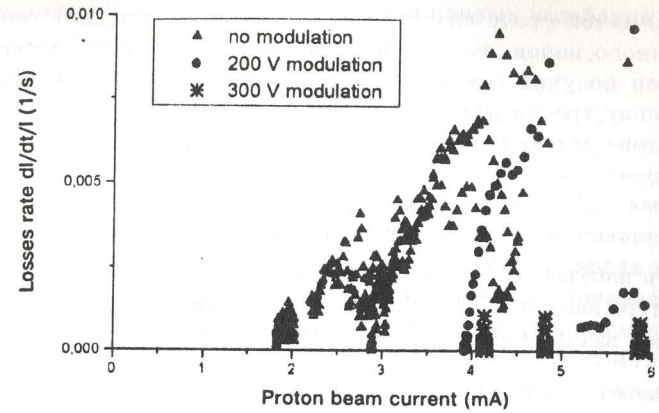


Рис. 5. Скорость потерь протонного тока $-dI/dt/I$ в зависимости от величины тока при различных амплитудах модуляции энергии электронного пучка ($E_p = 400$ МэВ, $J_{cooling} = 600$ мА)

2. Максимальная интенсивность ионного пучка при электронном охлаждении

Ион, движущийся в электронном пучке, своим электрическим полем возбуждает движение электронов, и их смещение формирует зону, в которой возникает тормозящее электрическое поле. Радиус этой возмущенной зоны определяется разбросом скоростей электронов V_{eff} , временем пролета участка охлаждения τ (в сопутствующей системе координат), и равен $\rho_{max} = V_{eff}\tau$. Для малых скоростей ионов V силу трения можно записать как

$$F = m_e c^4 \frac{4\pi r_e^2 n_e \ln(\rho_{max}/\rho_{min})}{V_{eff}^3} V \quad (2)$$

где m_e – масса электрона, c – скорость света, r_e – классический радиус электрона, n_e – плотность электронного пучка, $\ln(\rho_{max}/\rho_{min})$ – кулоновский логарифм столкновений. Пролетающие мимо частицы электроны рассеиваются на ней и приводят к нагреву её импульса со скоростью

$$\frac{dp^2}{dt} = \frac{4\pi r_e^2 n_e \ln(\rho_{max}/\rho_{min})}{V_{eff}} \quad (3)$$

Равновесие этого нагрева по энергии $dp^2/dt/M$ и охлаждения $F \cdot V$:

$$\langle FV \rangle = m_e c^2 \frac{m_e^2 c^4}{M} \frac{4\pi r_e^2 n_e \ln(\rho_{max}/\rho_{min})}{V_{eff}} \quad (4)$$

и дает равенство температур электронного и ионного пучков при электронном охлаждении:

$$\langle V^2 \rangle = \frac{m_e}{M} V_{eff}^2 \quad (5)$$

Но если ионный пучок столь интенсивен, что в зоне взаимодействия одного иона присутствует много ионов, то, кроме ударов со стороны пролетающих электронов, каждый ион получит случайный импульс и от поляризованных электронов, формирующих силу трения для других "соседних" ионов. Число "соседних" ионов, находящихся в зоне действия сил трения радиусом ρ_{max} , составляет

$$N^* = n_i \rho_{max}^3 \frac{4\pi}{3}. \quad (6)$$

Условие малости плотности ионного пучка означает, что за время пролета участка охлаждения потеря энергии (FV_τ) больше, чем добавка энергии от этих случайных "соседей" по зоне взаимодействия $\delta E = N^*(F_\tau)^2/2M$:

$$N^* \frac{(F_\tau)^2}{2M} < FV_\tau. \quad (7)$$

(Собирая все полученные в уравнениях (2-6) определения в уравнение 7, получим интересное ограничение на допустимые плотности пучков в виде

$$4\pi r_c^2 n_i n_e \times 4\pi r_c^2 n_e n_e \times \tau^4 = \omega_i^2 \omega_e^2 \tau^4 < \frac{6}{\ln(\rho_{max}/\rho_{min})} \approx 1. \quad (8)$$

где величина ω_i - частота плазменных колебаний в ионном пучке, ω_e - частота плазменных колебаний в электронном пучке. Возвращаясь в лабораторную систему, можно записать ограничение в виде

$$n_{ilab} \times n_{elab} < \frac{\beta^4 \gamma^6}{l_{cool}^4 (4\pi)^2 r_i r_e} \frac{6}{\ln(\rho/\rho_{min})} \approx 0.6 \times 10^{15} (1/\text{см}^6), \quad (9)$$

где l_{cool} - это длина охладителя. Численное значение приведено для протонного пучка с энергией 48 МэВ, длиной охладителя 2 м и $\ln(\rho_{max}/\rho_{min}) = 10$. Видно, что при плотности электронного пучка $3 \cdot 10^7 (1/\text{см}^3)$ максимальная охлаждаемая плотность $2 \cdot 10^7 (1/\text{см}^3)$ и при радиусе пучка 1 мм ток составит 1 мА, что близко к результатам наблюдений, показанным на рис.3. Описанный здесь эффект - это, фактически, процесс внутри пучкового рассеяния ионов, открывающийся на участке охлаждения за счет компенсации электрических полей электронным пучком [8]. Во время движения в электронном пучке поля взаимодействия между ионами заметно экранируются, а взаимное движение ионов продолжается, что приводит после выхода из электронного пучка к появлению дополнительной энергии.

3. Плазменные колебания пучков на участке охлаждения

Рассмотрим более подробно, как происходит компенсация электрических полей флуктуаций в ионном пучке. Пусть флуктуация в ионном пучке представляет плоский слой ионов с толщиной вдоль ионного пучка меньше радиуса пучка для того, чтобы использовать приближение чисто плазменных колебаний [6,7]. В зависимости от фазы ионных колебаний электрическое поле, возвращающее ионы в равновесное

состояние, то возникает, то исчезает с частотой ионных колебаний, а полная энергия флуктуации составляет

$$W = N^* \left(\frac{M_i V_i^2}{2} + \frac{M_i \omega_i^2 X_i^2}{2} \right), \quad (10)$$

где N^* - число ионов в колеблющемся слое, M_i - масса иона, V_i - скорость когерентного движения слоя относительно остального ионного пучка, X_i - амплитуда отклонения от равновесия. В отсутствие электронного пучка - это сравнительно медленные плазменные колебания с сохранением полной энергии. Но когда эта флуктуация влетает в область электронного пучка, электрическое поле начинает сдвигать покоящиеся электроны. В течение пролета участка охлаждения смещение составит $\Delta x_i = V_i \tau$, и это вызовет появление электрического поля $E = 4\pi n_i Z_i e V_i \tau$. Передача энергии электронному пучку составит, при возбуждении изменения импульса каждого электрона, $\Delta p = e E \tau$ (в борновском приближении), $\Delta W = N^* \Delta p^2 / 2m$. Качественная оценка относительного декремента (доля энергии, потерянной за один пролет участка охлаждения) составит

$$\delta_0 = \frac{\Delta W}{N^* M_i V_i^2 / 2} = \omega_e^2 \omega_i^2 \tau^4. \quad (11)$$

Этот параметр взаимодействия пучков равен квадрату произведения фазы электронного и ионного колебаний за время пролета участка взаимодействия.

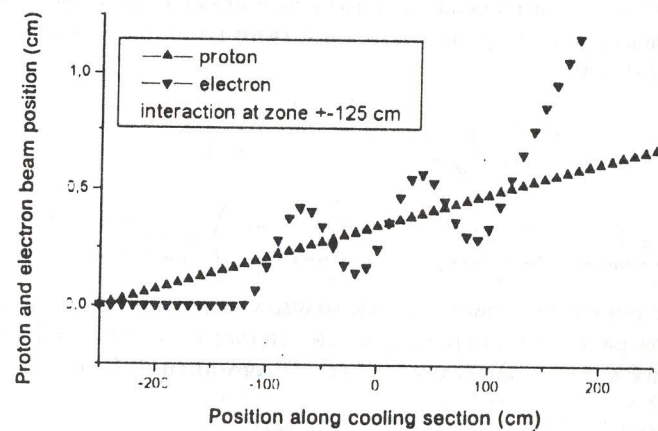


Рис. 6. Относительные колебания электронного пучка в поле ионной флуктуации на участке охлаждения длиной 2.5 м. Плотность пучков $10^8 1/\text{см}^3$, энергия протонов 48 МэВ

Рассмотрим взаимодействие ионного пучка с электронным пучком более подробно с использованием системы уравнений для взаимных колебаний двухкомпонентной плазмы:

$$\frac{d^2 x_i}{dt^2} = \frac{Z_i e}{M_i} E_p, \quad \frac{d^2 x_e}{dt^2} = -\frac{e}{m_e} E_p, \quad E_p = 4\pi(n_e x_e - n_i x_i), \quad (12)$$

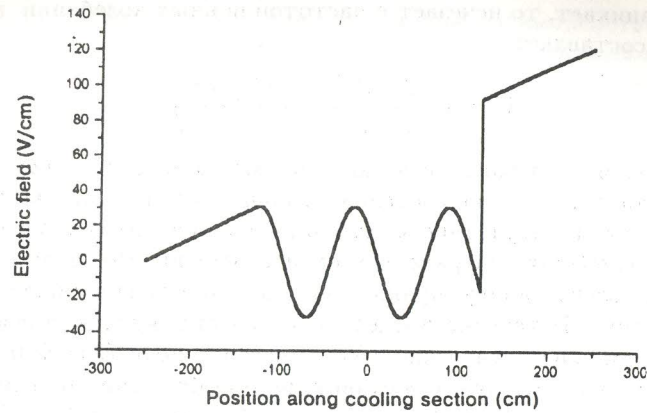


Рис. 7. Электрическое поле в протонном пучке при пролете флуктуации в электронном пучке

где E_p — электрическое поле как поперечной, так и электронной компоненты. В отличие от обычной плазмы эта двухкомпонентная система существует только в течение очень короткого времени пролета участка охлаждения и на каждом новом обороте поперечная флуктуация влетает в свежий электронный пучок с нулевыми отклонениями $x_e, x'_e = 0$. Самосогласованное решение, связывающее координаты ионов на входе в электронный пучок с координатами на выходе, имеет вид (с учетом $x_e(0) = 0, dx_e(0)/dt = 0$):

$$\begin{pmatrix} x_i \\ V_i \end{pmatrix}_f = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ V_i \end{pmatrix}_0, \quad (13)$$

$$A = \frac{\omega_i^2}{\omega_p^2} \begin{pmatrix} \cos(\omega_p \tau) & \sin(\omega_p \tau)/\omega_p \\ -\omega_p \sin(\omega_p \tau) & \cos(\omega_p \tau) \end{pmatrix} + \frac{\omega_e^2}{\omega_p^2} \begin{pmatrix} 1 & \tau \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где $\omega_p^2 = \omega_i^2 + \omega_e^2$ определяет частоту плазменных колебаний на секции охлаждения.

Существенной разницей по сравнению со стандартными матрицами любых магнитно-оптических каналов является то, что детерминант $|A|$ не обязательно равен 1:

$$|A| = 1 - 2 \frac{\omega_i^2 \omega_e^2}{\omega_p^4} (1 - \cos(\omega_p \tau)) + \frac{\omega_i^2 \omega_e^2 \tau}{\omega_p^3} \sin(\omega_p \tau) \approx 1 - \frac{\omega_i^2 \omega_e^2 \tau^2}{12}. \quad (15)$$

так как система незамкнутая и сохраняется суммарная энергия в электрон-ионных колебаниях пучка, а не энергия только поперечных колебаний. В уравнении (15) разложение приводится для случая, когда применимо борновское разложение $\omega_i^2 \omega_e^2 \tau^2 \ll 1$ и декремент равен $\delta_0/12$, а не просто δ_0 из (11). На рис.8,9 показано, как меняется реально детерминант матрицы $|A|$ и его оценка для малых значений δ_0 , впервые полученная авторами [6].

Из этих рисунков видно, что высокая плотность электронного пучка $\omega_e \tau > 2\pi$ приводит к тому, что часть коллективных мод колебаний не теряют, а увеличивают

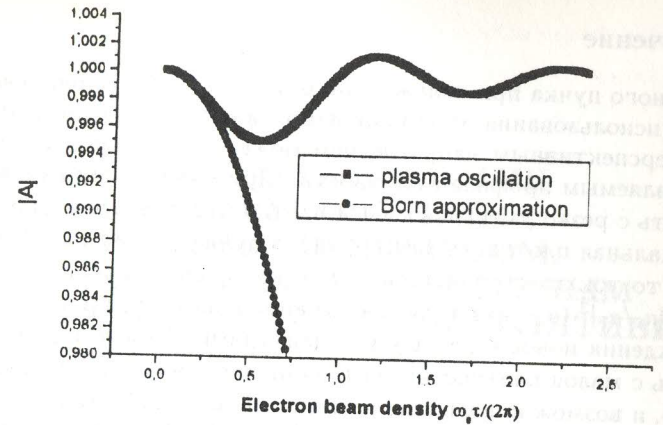


Рис. 8. Детерминант $|A|$ матрицы участка охлаждения в зависимости от плотности электронного пучка (плотность в единицах числа плазменных электронных колебаний на участке охлаждения). Точками показано разложение, справедливое только для малых плотностей из [7], показанное в формуле (15)

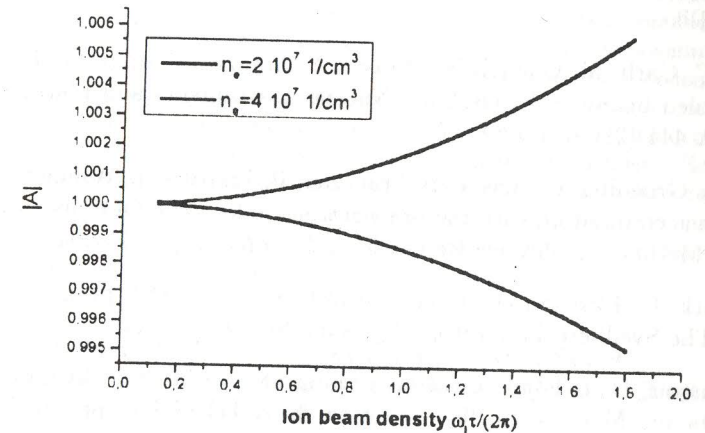


Рис. 9. Детерминант $|A|$ в зависимости от плотности ионного пучка ($\omega_e \tau / 2\pi$ число плазменных колебаний электронов в поле пространственного заряда ионного пучка, где $\omega_{ei}^2 = 4\pi\epsilon^2 Z_i n_i / m_e = c^2 4\pi n_i r_e$) при разных электронных плотностях

свою энергию при пролете участка охлаждения. Если перемешивание тепловым движением оказывается недостаточным (затухание Ландау), то будут развиваться колебания на этих модах.

4. Заключение

Потери ионного пучка при охлаждении остаются достаточно неясным, но важным вопросом использования электронного охлаждения. Из предлагаемой модели следует, что перспективным направлением может быть охлаждение электронным пучком с управляемым профилем плотности. При сжатии ионного пучка частицы входят в область с резко уменьшающейся плотностью электронного пучка. Например, если радиальная плотность электронного пучка растет как $j = |r| * J_e^{*3} / a_e^3$ от центра пучка, то ток электронного пучка, с которым взаимодействует ион, будет расти $J_{eff} = J_e^* |a_i / a_e|^3$ (a_i – амплитуда колебаний иона), что приведет к постоянству времени охлаждения ионов с разными амплитудами. При охлаждении ионы попадают в область с малой плотностью электронного пучка, что уменьшит потери на рекомбинацию, и возможно развитие нежелательных колебаний.

Автор выражает благодарность Dag Reistad (TSL) за интерес и многочисленные обсуждения проблем электронного "нагрева" на установке CELSIUS, а также Д.В. Пестрикову и А.Н. Скринскому – за научные обсуждения вопросов электронного охлаждения.

Литература

1. J. Bossler, C. Carli, M. Chanel, N. Madsen, S. Maury, D. Mohl, G. Tranquille. Stability of cooled beams. – ECOOL'99, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 441 (2000), pp.1-8.
2. M. Steck, L. Groening, K. Blashe, B. Franczak, B. Franzke, T. Winkler, V. Parkhomchuk. Beam accumulation with the SIS electron cooler. – ECOOL'99, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 441 (2000), pp.175-182.
3. T. Bergmark, C. Ekstrom et al. The CELSIUS ring. – TSL progress report, 1991, pp.19-46. The Svedberg Laboratory, Uppsala, Sweden.
4. L. Hermansson, D. Reistad. Electron cooling at CELSIUS. – ECOOL'99, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 441 (2000), pp.140-144.
5. N.S. Dikansky, D.V. Pestrikov. The Physics of Intense Beams and Storage Rings. AIP Press, New York, 1994.
6. V.V. Parkhomchuk, A.N. Skrinsky. Electron cooling: 35 years of development. – Physics-Uspehi, 2000, 43(5), pp.433-452.
7. V.V. Parkhomchuk, V.B. Reva. Coherent Interaction of Ion and Electron Beams in Systems with Electron Cooling. – Journal of Experimental and Theoretical Physics, v.91, N 5, 2000, pp.975-982.
8. V. Parkhomchuk, L. Hermansson, D. Reistad. Problems of Electron Cooling of High Brightness Ion Beams. – IICFA Beam Dynamics Newsletters, N 21, April 2000, pp.106-110.