

ЭФФЕКТЫ ЗАМАГНИЧЕННОСТИ В ЭЛЕКТРОННОМ ОХЛАЖДЕНИИ

Я.С.Дербенев, А.Н.Скринский

Институт ядерной физики СО АН СССР, г. Новосибирск

Кинетика электронного охлаждения – метода охлаждения пучков тяжелых частиц, основанного на передаче тепловой энергии пучка сопутствующему электронному пучку вследствие кулоновских столкновений ^{/1/}, обладает рядом особенностей, связанных с циклическим характером движения тяжелых частиц в накопителях ^{/2,3/} и с условиями формирования электронного пучка.

В варианте охлаждения в проходящем (не циркулирующем) электронном потоке продольная температура электронов вследствие электростатического ускорения, сохраняющего энергетический разброс, оказывается гораздо ниже температуры катода ^{/4/}. В совокупности с другим фактором – сильным продольным полем, сопровождающим пучок электронов, это обстоятельство может приводить к довольно неожиданному явлению – резкому ускорению охлаждения пучка тяжелых частиц при разбросе скоростей, меньшем поперечного разброса скоростей электронов, и понижению его температуры до продольной температуры электронов, на несколько порядков меньшей температуры катода ^{/5/}.

I. Известно, что при кулоновском взаимодействии обмен импульсом и энергией сталкивающихся частиц логарифмически расходится в области больших прицельных параметров и должен обрезаться на некотором макроскопическом параметре ρ_{\max} , за которым вза-

взаимодействие оказывается эффективно уменьшенным. Отсюда ясно, что при столкновениях тяжелых частиц с электронами в магнитном поле в условиях, когда $r_L \ll \rho_{max}$ (r_L - ларморовский радиус электронов), существенный вклад в интеграл столкновений может давать область прицельных расстояний ρ , удовлетворяющих условию $r_L < \rho < \rho_{max}$. При этом если скорость иона относительно ларморовского кружка, равная

$$\vec{u}_\lambda = \vec{v} - \vec{v}_{eH} = \vec{v}_\perp + \vec{u}_\parallel,$$

где \vec{v} - скорость протона в сопутствующей системе электронного пучка, не превосходит поперечной к магнитному полю H скорости электрона v_{eH} , то в области $\rho > r_L$ ионы эффективно взаимодействуют не со свободными электронами, а с ларморовскими кружками, так как длительность столкновения $\tau \approx \rho / u_\lambda$ превышает ларморовский период электрона. С уменьшением u_λ увеличивается длительность столкновения, а вместе с ней быстро возрастает интенсивность обмена. При этом в обмене участвует лишь продольная степень свободы электрона, так как столкновения происходят адиабатически медленно по отношению к ларморовскому вращению электронов. Эффект слабо лишь логарифмически зависит от величины магнитного поля и поперечной температуры электронов.

2. Силу трения \vec{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 $\vec{F} = \vec{F}^0 + \vec{F}^A$, $d_{\alpha\beta} = d_{\alpha\beta}^0 + d_{\alpha\beta}^A$, где индексы "0" и "A" обозначают вклады обычных (быстрых) и адиабатических столкновений соответственно. Выражения \vec{F}^0 и $d_{\alpha\beta}^0$ хорошо известны [2]:

$$d_{\alpha\beta}^0 = 4\pi n z^2 e^4 \int d^3 v_e f(\vec{v}_e) \frac{u_\alpha^2 \delta_{\alpha\beta} - u_\alpha u_\beta}{u^3} L^0, \quad (2.1)$$

$$F_\alpha^0 = -\frac{4\pi n z^2 e^4}{m} \int d^3 v_e f(\vec{v}_e) \frac{\partial}{\partial v_\beta} \frac{u_\alpha^2 \delta_{\alpha\beta} - u_\alpha u_\beta}{u^3} L^0, \quad (2.2)$$

где e и m - заряд и масса электрона; ze - заряд иона; n - плотность электронного потока; $\vec{u} = \vec{v} - \vec{v}_e$ - относительная скорость иона и электрона; $f(\vec{v}_e)$ - распределение электронов по скоростям; $L^0(u)$ - кулоновский логарифм быстрых столкновений ($\rho \lesssim r_L$). В случае релятивистских пучков все рассмотрение проводится в терминах сопутствующей системы. Выражения $d_{\alpha\beta}^A$ и \vec{F}^A аналогичны (2.1) и (2.2) с заменой "мгновенной" относительной скорости \vec{u} на её среднее по ларморовскому вращению электрона значение $\vec{u}_\lambda = \vec{v} - \vec{v}_{eH}$ и кулоновского логарифма на $L^A(u_\lambda) = \ln(\rho_{max}^A / \rho_{min}^A)$:

$$d_{\alpha\beta}^A = 4\tilde{n}nZ^2e^4 \int d^3v_e f(\vec{v}_e) \frac{u_A^2 S_{\alpha\beta} - u_{\alpha} u_{\beta}}{u_A^3} L^A ;$$

$$F_{\alpha}^A = -\frac{2\tilde{n}nZ^2e^4}{m} \int d^3v_e f(\vec{v}_e) \frac{\partial}{\partial v_{e\alpha}} \frac{u_A^2 S_{\alpha\beta} - u_{\alpha} u_{\beta}}{u_A^3} L^A .$$

В качестве параметра ρ_{\max}^A в кулоновском логарифме адиабатических столкновений нужно принять

$$\rho_{\max}^A = \min \{ z_L, u_A l / \beta c, u_A / \omega_0 \},$$

где z_L - поперечный размер электронного пучка; $l/\beta c$ - время пролета частицами участка охлаждения; $\omega_0 = \sqrt{4\tilde{n}n e^2/m}$ - частота ленгмюровских колебаний электронов. Параметр ρ_{\min}^A должен быть не меньше прицельного расстояния, при котором передача импульса электрону в продольном направлении становится порядка $m u_A$, поэтому

$$\rho_{\min}^A = \max \{ z_L, e^2 / m u_A^2 \} .$$

В условиях экспериментов, в частности, на установке с электронным охлаждением НАП-М, существуют области параметров и протонных скоростей, когда выполняется необходимое условие

$$\rho_{\max}^A \gg \rho_{\min}^A .$$

Поведение силы \vec{F}^A как функции скорости иона \vec{v} относительно средней скорости электронов определяется отношением $\vec{v}/\Delta_{e\parallel}$, где $\Delta_{e\parallel}$ - продольный разброс скоростей электронов. При $v \gg \Delta_{e\parallel}$

$$\vec{F}_1^A = -\frac{2\tilde{n}nZ^2e^4}{m} L^A(v) \frac{v_1^2 - 2v_{\parallel}^2}{v^2} \cdot \frac{\vec{v}_1}{v^3} ,$$

$$F_{\parallel}^A = -\frac{6\tilde{n}nZ^2e^4}{m} L^A(v) \frac{v_1^2}{v^2} \cdot \frac{v_{\parallel}}{v^3} .$$

Как видно, продольное трение при $v \gg \Delta_{e\parallel}$ обладает той особенностью, что оно исчезает при $v_1 \ll |v_{\parallel}|$. Это обстоятельство имеет очевидную причину: при адиабатическом движении иона мимо лармюровского кружка вдоль силовой линии магнитного поля интегральная передача в продольном направлении равна нулю. Особенно необычны свойства поперечного трения: при $v_1 < \sqrt{2}|v_{\parallel}|$ \vec{F}_1^A направлена по (а не против) \vec{v}_1 , то есть возникает антитрение. Однако эти искажения свойств силы трения как функции направления скорости \vec{v} , возникающие из-за утраты электроном подвижности поперёк магнитного поля, не приводят к каким-либо существенным отрицательным эффектам.

При скоростях $v \ll \Delta_{e\parallel}$ выражение для силы трения с точностью до численных и логарифмических множителей подобно обычному трению в незамагниченном электронном потоке, но с температурой $T_e = m \Delta_{e\parallel}^2$:

$$\vec{F}_i^A = -2\sqrt{2\pi} \frac{n z^2 e^4 L^A(\Delta_{e\parallel})}{m \Delta_{e\parallel}^3} \vec{v}_i \rho_n(\Delta_{e\parallel}/v_i),$$

$$F_{ii}^A = -2\sqrt{2\pi} \frac{n z^2 e^4 L^A(v_i)}{m \Delta_{e\parallel}^3} v_{ii}.$$

3. Относительная роль быстрых и адиабатических столкновений зависит от скорости иона и соотношения поперечной $T_{e\perp} = m \Delta_{e\perp}^2$ и продольной $T_{e\parallel} = m \Delta_{e\parallel}^2$ температур электронов.

Рассмотрим затухание пучка ионов с начальным разбросом скоростей $\Delta_i > \Delta_{e\perp}$ в ситуации $T_{e\parallel} \ll T_{e\perp}$, пренебрегая особенностями, связанными с циклическостью движения ионов в накопителе, и возможным непостоянством направления магнитного поля, "замораживающего" электронный поток. На начальном этапе пока $\Delta_i > \Delta_{e\perp}$, вклады быстрых и адиабатических столкновений относятся как соответствующие логарифмы, так что декремент затухания по порядку величины равен

$$\lambda \approx \frac{4\pi n z^2 e^4 L}{3 m M \Delta_i^3}, \quad L = L^0(\Delta_i) + L^A(\Delta_i).$$

Затем, после того как Δ_i становится меньше поперечного разброса электронов $\Delta_{e\perp}$, трение от быстрых столкновений начинает уменьшаться, в то время как трение от адиабатических продолжает быстро расти:

$$\lambda \approx \frac{4\pi n z^2 e^4}{m M} \left(L^0(\Delta_{e\perp})/\Delta_{e\perp}^3 + L^A(\Delta_i)/\Delta_i^3 \right); \quad \Delta_{e\parallel} < \Delta_i < \Delta_{e\perp}$$

Довольно быстро наступает момент, когда первым членом можно пренебречь. Наконец, когда Δ_i уменьшается до продольного разброса электронных скоростей $\Delta_{e\parallel}$, декремент затухания достигает максимального значения

$$\lambda_{\max} \approx \frac{4\pi n z^2 e^4 L^A}{m M \Delta_{e\parallel}^3}, \quad \Delta_i \approx \Delta_{e\parallel},$$

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

$$T_i|_{st} = T_{e\parallel}.$$

Для сравнения отметим, что в отсутствии продольного магнитного поля, при $\Delta_{e\parallel} \ll \Delta_{e\perp}$, равновесная поперечная температура ионов по порядку величины равна $T_{e\perp}$ (обычное соотношение), а продольная — среднему геометрическому из $T_{e\parallel}$ и $T_{e\perp}$ ^{/4/}.

4. Подчеркнем отличия в зависимости вкладов адиабатических и быстрых столкновений от поперечного и продольного разбросов скоростей электронов. В условиях, когда $\Delta_{e\parallel} \ll \Delta_{e\perp}$, декремент от обычных быстрых столкновений практически не зависит от

$\Delta_{e\parallel}$, но обладает сильной чувствительностью к поперечному тепловому разбросу скоростей электронов. Напротив, декремент от адиабатических столкновений ионов с ларморовскими кружками не чувствителен к поперечной температуре электронов и сильно зависит от разброса продольных скоростей электронов (включая разброс вследствие неустойчивости ускоряющей разности электрических потенциалов). Другой отличительной особенностью является сильная зависимость адиабатических декрементов от угловых отклонений $\vec{\alpha}$ силовых линий сопровождающего магнитного поля от замкнутой орбиты ионов ^{/5/}. Так, появление плавных пульсаций направления силовых линий с амплитудой $\alpha > \Delta_{e\parallel} / \gamma \beta c$ ($\gamma \beta m c$ — импульс электрона в лабораторной системе) для поперечных декрементов эквивалентно увеличению продольной температуры электронов до величины порядка $m (\gamma \beta c \alpha)^2$, в то время как декременты быстрых столкновений становятся чувствительными к этому фактору лишь начиная с углов $\alpha > \Delta_{e\perp} / \gamma \beta c$. Возможно, что наблюдавшееся в экспериментах на НАП-М ^{/6/} быстрое затухание размеров протонного пучка связано с адиабатическими столкновениями в условиях $\Delta_{e\parallel} \ll \gamma \beta c \alpha \ll \Delta_{e\perp}$.

5. Можно указать также другие факторы, влияющие на кинетику охлаждения в замагниченном электронном потоке:

- 1) дрейф ларморовских кружков в поле пространственного заряда электронного пучка со скоростью, возрастающей при удалении от "оси" пучка;
- 2) продольный и поперечный градиенты электрического потенциала на участке охлаждения;
- 3) непостоянство среднего радиуса ларморовских кружков по сечению электронного пучка, возникающее, например, из-за несовершенства оптики электронной пушки;
- 4) электрон-электронное взаимодействие, приводящее к эффектам типа нестационарного экранирования кулоновского взаимодействия, а также к увеличению продольной температуры электронов;
- 5) ион-ионное взаимодействие, когерентное и некогерентное (сто-

частическое) как прямое, так и через электронный пучок;
6) кратные столкновения ионов с замагниченными электронами в области прицельных параметров, меньших ларморовского радиуса электронов.

В дальнейшем предполагается рассмотреть взаимодействие пучка тяжелых частиц с замагниченным электронным потоком более детально, не ограничиваясь "приближением кулоновского логарифма" и явно принимая во внимание упомянутые выше факторы.

Отметим, кроме того, что можно надеяться с помощью определённого приема использовать большую величину трения в области $v \lesssim \Delta_{eH}$ для ускоренного охлаждения пучков с большим угловым разбросом $\theta > \Delta_{e1}/\gamma\beta c$.

Авторы пользуются случаем поблагодарить Г.И.Будкера за интерес к работе, В.В.Пархомчука, Н.С.Диканского, Д.В.Пестрикова, И.Н.Мешкова за плодотворные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер. Эффективный метод демпфирования колебаний тяжёлых частиц в накопителях, АЭ, т.22, в.5 (1967).
2. Я.С.Дербенёв, А.Н.Скринский. Кинетика электронного охлаждения пучков в накопителях тяжелых частиц. Препринт ИЯФ № 255, Новосибирск, 1968; Particle accelerators, v.8, No1 (1977).
3. Г.И.Будкер, Я.С.Дербенёв, Н.С.Диканский, В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков, А.Н.Скринский. Кинетика электронного охлаждения. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям, т.II.300, "Наука" (1975).
4. G.I.Budker, N.S.Dikansky, V.I.Kudelaajnen, J.N.Meshkov, V.V.Parhomchuk, D.V.Pestrikov, A.N.Skrinsky, B.N.Sukhina. Experimental study of electron cooling, Particle Accelerators, v.7, No 4 (1976).
5. Я.С.Дербенёв, А.Н.Скринский. Эффекты замагниченности в электронном охлаждении. Препринт ИЯФ 77-40, Новосибирск, 1977.
6. Г.И.Будкер, А.Ф.Булушев, Н.С.Диканский, В.И.Кононов, В.И.Куделайнен, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков, А.Н.Скринский, Б.Н.Сухина. Новые результаты исследований по электронному охлаждению. Препринт ИЯФ 76-92, Новосибирск, 1976, Доклад на V Всесоюзном совещании по ускорителям, Дубна, 1976.

ДИСКУССИЯ

П.Р.Зенкевич: Как декремент охлаждения зависит от напряженности магнитного поля?

Я.С.Дербенев: Пока кулоновский логарифм велик, эта зависимость является логарифмически слабой. При уменьшении величины кулоновского логарифма зависимость декремента от величины сопровождающего поля усиливается.

О.А.Вальднер: Какие новые экспериментальные данные получены по электрическому охлаждению?

Я.С.Дербенев: Как следует из доклада, зачитанного В.В.Пархомчуком, новые результаты в основном относятся к подробному изучению свойств обнаруженного ранее быстрого затухания. В частности, было подробно исследовано влияние замагниченности на затухание. Понимание этого эффекта может быть особенно важным для существующих антипротонных проектов.

А.А.Наумов: Я хотел бы отметить, что блестящие экспериментальные результаты, полученные по электронному охлаждению в начале этой работы, и последующие результаты дают основания считать, что этот метод найдет широкое применение в различных областях ускорительной техники и физического эксперимента и, прежде всего, при создании установок со встречными протон-антипротонными пучками. Некоторые вопросы, которые не нашли еще своего применения, например, получение неожиданно быстрого затухания (при некоторых условиях), показывают, что должна быть проведена большая теоретическая и экспериментальная работа по оптимизации условий охлаждения для разных областей применения этого интересного нового метода. Благодарю за внимание.