

Поперечное охлаждение электронных пучков

В. В. Березовский⁺, Л. И. Меньшиков^{1)+*}

⁺Поморский государственный университет, 163002 Архангельск, Россия

^{*}Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 июля 2007 г.

Исследуется возможность мазерного циклотронного охлаждения поперечного движения электронов в пучке со сплюснутым распределением по скоростям, характерным для установок с электронным охлаждением.

PACS: 29.27.Vd

Метод электронного охлаждения [1] успешно применяется для уменьшения фазового объема пучков тяжелых частиц с массой

$$M \gg m, \quad (1)$$

где m – масса электрона (см. обзоры [2, 3]). Применяемые электронные пучки имеют “сплюсненное”, анизотропное распределение по скоростям с сильно различающимися температурами поперечного и продольного по отношению к направлению магнитного поля \mathbf{H} движений:

$$T_{\perp} \approx T_c \sim 1000 \text{ К}, \quad T_{\parallel} \sim 1 \text{ К}, \quad (2)$$

где T_c – температура катода электронной пушки [4]. Наибольший практический интерес представляет режим “замагнитненных” электронов

$$\bar{r}_H < \bar{R}, \quad (3)$$

который в типичном случае наступает при $H > 500$ Гс. Здесь и далее $\bar{r}_H = \Delta_{\perp}/\omega_H$, $\bar{R} = n^{-1/3}$, $\Delta_{\perp} = \sqrt{T_{\perp}/m}$, $\Delta_{\parallel} = \sqrt{T_{\parallel}/m}$, $\omega_H = eH/mc$, $n = 10^8 \div 10^9 \text{ см}^{-3}$ – концентрация электронов в пучке (почти везде речь идет о системе покоя электронного пучка). В случае (1), (3) траектории ионов практически прямолинейны, а электроны могут двигаться только вдоль силовых линий магнитного поля, как бусинки, нанизанные на спицу. В этом случае ионы обмениваются своей продольной и поперечной энергией с продольным движением электронов и не обмениваются с поперечным. Последнее для них как бы не существует, “заморожено” вследствие сохранения адиабатического инварианта (см., например, [5]). Ясно, что для ионов при $t \rightarrow \infty$ устанавливается стационарное максвелловское изотропное распределение по скоростям с температурой T_{\parallel} .

¹⁾e-mail: mleonid1954@mail.ru

Задача охлаждения позитронов в накопительных кольцах, когда

$$M = m, \quad (4)$$

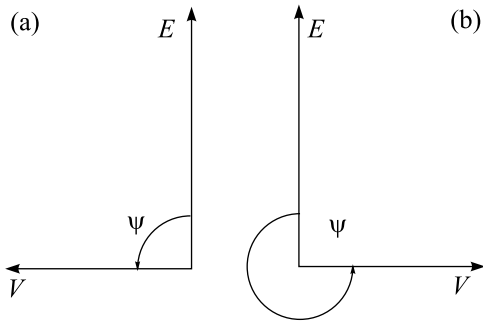
является новой. Она возникла в проектах получения и изучения свойств атомов антиводорода и позитрония [6–9]. В случае (3), (4) обмен энергией между продольным и поперечным движением позитронов и электронов подавлен, поэтому стационарное распределение позитронов с большой точностью совпадает со “сплюснутым” электронным и характеризуется высокой поперечной энергией [10]. Для ряда приложений важно ее снизить, что сводится к необходимости уменьшения поперечной температуры электронов. Очевидная мысль – заставить электроны потерять поперечную энергию в процессе циклотронного излучения. Изолированный электрон излучает очень медленно. Для ускорения излучения естественно использовать коллективные процессы – мазерную циклотронную неустойчивость электронной плазмы. При развитии этой неустойчивости по механизму Гапонова-Грехова [11, 12] возникает группировка электронов по фазе (азимутальному углу φ) их ларморовского вращения, “фазировка”, происходящая вследствие зависимости ларморовой частоты от скорости электронов:

$$\begin{aligned} \Omega_H &= \omega_H \sqrt{1 - v^2/c^2} \approx \omega_H - \omega_H v^2/2c^2 \approx \\ &\approx \omega_H - \omega_H v_{\perp}^2/2c^2 \equiv \Omega_H(v_{\perp}). \end{aligned} \quad (5)$$

Вращающийся дипольный момент образующихся сгустков пропорционален числу частиц в них, а интенсивность циклотронного излучения пропорциональна квадрату этого числа и поэтому резко возрастает [13–15]. По-существу – это сверхизлучение в системе классических излучателей [16, 17]. Для кулеров $\omega_H/\omega_P \sim 100 \gg 1$, где ω_P – плазменная

частота, поэтому поперечная энергия именно излучается, а не переходит в плазменные колебания, что следует из теории циклотронных волн [15].

Оценим время τ поперечного охлаждения электронов и инкремент $\gamma = 1/\tau$ мазерной неустойчивости. Вращающиеся электроны возбуждают в плазме циркулярно поляризованную циклотронную “необыкновенную” волну с вращающимся вслед за электронами электрическим полем с компонентами $\mathbf{E} = (E_0 \cos \omega t, E_0 \sin \omega t, 0)$ (ось z направлена вдоль магнитного поля \mathbf{H}). Будем пока считать амплитуду поля E_0 постоянной. Рассмотрим отдельный электрон, имеющий скорость $\mathbf{v} = (v \cos \varphi, v \sin \varphi, 0)$, где φ – угол между \mathbf{v} и осью x (вследствие $T_{\perp}/T_{\parallel} \gg 1$ продольной скоростью электрона пренебрегаем). Угол между \mathbf{v} и \mathbf{E} равен $\psi = \varphi - \omega t$. При $\psi \neq \pi/2$; $3\pi/2$ электрическое поле совершает над электроном работу (соответствующая мощность равна $W_E = -eE_0 \cos \psi$), изменяет его скорость и, вследствие зависимости (5), его ларморову частоту. Это ведет к изменению угла ψ . Только в двух случаях этот угол не меняется: при $\psi = \pi/2$ (рисунок а) и $\psi = 3\pi/2$ (рисунок б). При этом электрон, помимо определен-



возможные относительные ориентации вращающихся электрического поля \mathbf{E} и скорости электрона \mathbf{v} в стационарных состояниях. Магнитное поле направлено “к нам”. В лабораторной системе отсчета электрон и поле вращаются против часовой стрелки

ного угла между векторами \mathbf{v} и \mathbf{E} , должен иметь вполне определенную, “резонансную” скорость v_0 , при которой он вращается с той же частотой, что и электрическое поле возбуждаемой циклотронной волны: $\Omega_H(v_0) = \omega$. Рассмотрим случай $\psi = \pi/2$. При $v > v_0$, согласно (5), $\Omega_H(v) < \omega$, поэтому угол ψ для такого электрона уменьшается, а значит, наступает режим торможения, поскольку при $0 < \psi < \pi/2$ мощность отрицательна: $W_E < 0$. В результате его скорость уменьшается до резонансной величины v_0 . Такого рода рассуждения приводят к заключению, что состояние $\psi = \pi/2$ является устойчивым, а со-

стояние $\psi = 3\pi/2$ – неустойчивым. Следовательно, электроны с течением времени группируются в состояниях, близких к $\psi = \pi/2$. Это и есть фазировка по Гапонову-Грехову.

Пусть при $t = 0$ электроны равномерно распределены по углу ψ и имеют одинаковую скорость $v = v_0 \sim \Delta_{\perp}$. За время τ они приобретут характерный разброс по скорости $|\Delta v| \sim \frac{eE_0}{m}\tau$ и, вследствие (5), по ларморовой частоте:

$$|\Delta \Omega_H| \sim \omega_H v_0 |\Delta v| / c^2 \sim \omega_H v_0 e E_0 \tau / m c^2. \quad (6)$$

Фазировка, которая является лимитирующей, наиболее медленной стадией всего процесса мазерного излучения, произойдет за время $\tau \sim 1/|\Delta \Omega_H|$, что вместе с (6) дает искомую оценку:

$$\gamma = 1/\tau \sim \frac{\Delta_{\perp}}{c} \omega_P. \quad (7)$$

При переходе от (6) к (7) учтено соотношение $\mathbf{E} \approx -4\pi \mathbf{P}$, которое сводится к $E_0 \sim 4\pi n e v_H \sim 4\pi n e \Delta_{\perp} / \omega_H$.

Результат (7) существен для последующих оценок, поэтому получим его строгим образом, с точными безразмерными множителями. Дисперсионные соотношения $\omega = \omega(\mathbf{k})$ для волн в плазме выводятся из уравнений Власова-Максвелла. При отличном от нуля магнитном поле эти дисперсионные соотношения весьма сложны, поэтому рассмотрим наиболее простой случай, когда волна распространяется вдоль магнитного поля: $k_{\perp} = 0$, $k_{\parallel} = k$. Для частоты такой поперечной циклотронной волны в пределе $\Delta_{\parallel} \rightarrow 0$ имеем уравнение [13], § 2.7; [15, 18]:

$$\omega^2 - k^2 c^2 = \frac{\omega_P^2 \omega}{\omega - \omega_H} + \frac{\omega_P^2 k^2 \Delta_{\perp}^2}{(\omega - \omega_H)^2}.$$

Отметим, что в левой части этого уравнения уже содержится скорость света, что позволило в правой части положить $\Omega_H \approx \omega_H$. Из нижеследующего ясно, что $\omega^2/k^2 c^2 \sim 0.03$, поэтому

$$\omega(k) = \omega'(k) + i\gamma(k), \quad \omega'(k) \approx \omega_H - \frac{\omega_P^2 \omega_H}{2k^2 c^2},$$

$$\gamma(k) \approx \frac{\Delta_{\perp}}{c} \omega_P \sqrt{1 - \left(\frac{k_C}{k}\right)^4}, \quad k_C = \sqrt{\frac{\omega_P \omega_H}{2c \Delta_{\perp}}}.$$

Таким образом, в анизотропной электронной плазме кулеров возникает мазерный эффект с испусканием волн с волновыми векторами $k > k_C \sim 7 \text{ см}^{-1}$ (соответствующие длины волн $\lambda < \lambda_C \sim 1 \text{ см}$). Электроны теряют свою поперечную температуру по закону $T_{\perp} = T_{\perp}^0 (1 + \gamma_0 t)^{-2} = T_{\perp}^0 (1 + x/L)^{-2}$, где

$\gamma_0 = (\omega_P/c)\sqrt{T_{\perp}^0/m}$ – величина инкремента при некоторой начальной температуре T_{\perp}^0 , $L = u/\gamma_0$ – характерная длина охлаждения, t – время, x – пройденное пучком расстояние, u – скорость пучка в лабораторной системе отсчета. Укажем условия, при которых становится возможным поперечное охлаждение электронов. Можно выбирать наивыгодные значения скорости электронов u и магнитного поля H . При изменении магнитного поля H и энергии электронов сохраняются величины: $nuS = \text{const}$, $SH = \text{const}$, $\Delta_{\perp}^2/H = \text{const}$, где S – сечение пучка. Отсюда получаем следующую рабочую формулу:

$$L = L_0 \cdot (\varepsilon/\varepsilon_0)^{3/4}, \quad L_0 = 50 \text{ м}, \quad \varepsilon_0 = 10 \text{ кэВ}. \quad (8)$$

Отметим, что величина L не зависит от магнитного поля. При $\varepsilon = 0.1$ кэВ из (8) находим: $L = 1.5$ м. Видно, что возможность поперечного охлаждения электронного пучка имеется только в самом начале его разгона. Представляет интерес изучение возможности ускорения этого процесса с применением профилированных резонаторов.

Представленные в данной работе результаты интересны для планирования экспериментов с позитронными пучками, характерными для установки ЛЕПТА [9]. В заключение авторам приятно поблагодарить за полезные обсуждения работы на разных ее этапах И.Н. Мешкова, А.О. Сидорина, А.В. Смирнова, Г.В. Трубникова, Е.М. Сыресина, С.Л. Яковенко, М.К. Есеева, В.Д. Шафранова, В.И. Ильгисониса, В.С. Лисицу, В.П. Пастухова, К.В. Чукбара и А.Б. Кукушкина.

1. Г. И. Будкер, АЭ **22**, 346 (1967)
2. В. В. Пархомчук, А. Н. Скринский, УФН **170**, 473 (2000).
3. И. Н. Мешков, ЭЧАЯ **25**, 1487 (1994).
4. Г. И. Будкер, А. Ф. Булышев, Н. С. Диканский, в сб. *Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц*, т. 1, М.: Наука, 1977, с. 236; Препринт № 76-92 (Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1976).
5. Л. И. Меньшиков, Р. Ландуа, УФН **173**, 283 (2003).
6. И. Н. Мешков, ЭЧАЯ **28**, 495 (1997).
7. I. Meshkov and A. Skrinsky, NIM A **379**, 41 (1996).
8. I. N. Meshkov and A. O. Sidorin, NIM **391**, 216 (1997).
9. I. N. Meshkov, A. O. Sidorin, A. V. Smirnov et al., <http://lepta.jinr.ru/>.
10. Л. И. Меньшиков, статья направлена в печать.
11. А. В. Гапонов, Изв. вузов, Радиофизика **2**, 450 (1959).
12. А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, Изв. вузов, Радиофизика **10**, 1414 (1967).
13. А. А. Арцимович, Р. З. Сагдеев, *Физика плазмы для физиков*, М.: Атомиздат, 1979.
14. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, Изв. вузов, Радиофизика **1**, 59 (1958).
15. А. В. Тимофеев, *Резонансные явления в колебаниях плазмы*, М.: Физматлит, 2000.
16. Л. И. Меньшиков, УФН **169**, 113 (1999).
17. V. V. Berezovsky, L. I. Men'shikov, S. Oberg, and C. D. Latham, arXiv:0704.3412v1 [cond-mat.str-el] 25 Apr 2007.
18. Р. Дэвидсон, Сб. *Основы физики плазмы*, т. 1, стр. 479. Под ред. А. А. Галеева, Р. Судана, М.: Энергоатомиздат, 1983.