

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПОТОКОМ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

В. А. Балакирев, А. В. Бородкин, И. Н. Онищенко

В последнее время значительно возрос интерес к коллективным методам ускорения электронов потоками заряженных частиц [1-6]. Ускорение электромагнитными полями, возбуждаемыми потоками или отдельными сгустками, имеет принципиальную особенность, которая ограничивает энергию ускоряемых частиц. Для того чтобы энергия ускоренных частиц значительно превосходила начальное значение, необходимо, чтобы напряженность ускоряющего поля E_{ac} была существенно больше электрического поля E_{st} , тормозящего частицы сгустка или пучка. Отношение ускоряющего и тормозящего полей является параметром $R = E_{ac}E_{st}^{-1}$, который определяет максимальное приращение энергии ускоренными частицами [1-6]. В случае ускорения электронов кильватерными полями отдельных сгустков условие эффективного ускорения $R \gg 1$ может быть достигнуто использованием сгустков специальной формы — с пологим передним и крутым задним фронтами.

Ниже мы покажем, что условие эффективного ускорения можно реализовать, размещая возбуждающий поле пучок и ускоряемые частицы в разные резонансы относительно электромагнитной волны. В частности, двухрезонансная схема ускорения может быть осуществлена в замедляющей среде, помещенной во внешнее магнитное поле.

Эффективный обмен энергией между осциллятором, образованным релятивистской частицей, движущейся под углом к внешнему магнитному полю, с электромагнитной волной происходит в условиях резонанса

$$\omega - KV_0 = \frac{s\Omega_H}{\gamma_0},$$

ω , K — частота и волновой вектор волны; V_0 — скорость; γ_0 — релятивистский фактор осциллятора; $\Omega_H = eH_0/mc$ — циклотронная частота; $s=0$ соответствует черенковскому резонансу, $s > 0$ и $s < 0$ — резонансам на нормальном и аномальном эффектах Допплера. Взаимодействие пучка таких осцилляторов с волной приводит к развитию неустойчивости и возбуждению интенсивного электромагнитного поля.

С точки зрения ускорения электронов наибольший интерес представляет неустойчивость пучка осцилляторов в замедляющей среде на нормальном эффекте Допплера, поскольку таким образом можно возбуждать электромагнитную волну, фазовая скорость которой в направлении внешнего магнитного поля близка или совпадает со скоростью света в вакууме. Этой волной можно ускорять заряженные частицы, движущиеся вдоль магнитного поля и находящиеся в условиях черенковского резонанса. При этом начальная энергия ускоряемых частиц может существенно превышать энергию осцилляторов пучка.

Рассмотрим следующую модель. В замедляющей среде с показателем преломления $n = \sqrt{\epsilon}$ (ϵ — диэлектрическая проницаемость) движется моноэнергетический пучок несфазированных осцилляторов с функцией распределения

$$f_b = \frac{n_b}{2\pi} \delta(P_x - P_{x0}) \frac{\delta(P_\perp - P_{\perp 0})}{P_{\perp 0}}, \quad (1)$$

где P_x , P_\perp — продольный и поперечный импульсы, n_b — плотность частиц.

Частицы пучка (1) находятся в резонансе на нормальном эффекте Допплера $s=1$ с линейно поляризованной электромагнитной волной, распространяющейся под углом к внешнему магнитному полю. Вектор электрического поля находится в одной плоскости с волновым вектором и вектором напряженности внешнего магнитного поля, а магнитное поле волны перпендикулярно этой плоскости. Ускоряемые частицы с энергией $\gamma_0^{(ac)}$ ($\gamma_0^{(ac)} > \gamma_0$, $\gamma_0^2 = 1 + P^2/m^2c^2$) инжектируются вдоль магнитного поля и находятся в черенковском резонансе.

Система уравнений, описывающая возбуждение пучком осцилляторов электромагнитной волны на нормальном эффекте Допплера и ускорение электронов в условиях черенковского резонанса, имеет вид

$$\frac{dC}{d\xi} = \frac{\Pi}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{J_s(\mu)}{P_z^2} \gamma^2 \left(1 - \frac{k^2 P_z^2}{\gamma^2} - \frac{s\omega_H}{\gamma} \right) l^{-i\theta} d\theta_{s0}, \quad (2)$$

$$v_z \frac{dp_{\perp}}{d\xi} = -\frac{1}{2} \frac{C}{k_x} (k^2 v_z - k_z) \frac{s}{\mu} J_s(\mu) l^{i\theta_s} + \text{к. с.}, \quad (3)$$

$$v_z \frac{d\gamma}{d\xi} = \frac{1}{2} C J_s(\mu) \left(\frac{k_z}{k_x^2} \frac{s\omega_H}{\gamma} - v_z \right) l^{i\theta_s} + \text{к. с.}, \quad (4)$$

$$v_z \frac{d\theta_s}{d\xi} = \frac{s\omega_H}{\gamma} + k_z v_z - 1 - \frac{is}{2p_{\perp}} \frac{C}{k_x} (k^2 v_z - k_z) J_s(\mu) l^{i\theta_s} + \text{к. с.}, \quad (5)$$

$$\frac{d\gamma^{(ac)}}{d\xi} = -\frac{1}{2} C e^{i\theta^{(ac)}} + \text{к. с.}, \quad v_z^{(ac)} \frac{d\theta^{(ac)}}{d\xi} = k_z v_z^{(ac)} - 1. \quad (6)$$

Здесь $C = eE_x/mc\omega$ — комплексная безразмерная амплитуда волны; $\mu = k_x p_{\perp}/\omega_H$; $\mathbf{p} = \mathbf{P}/mc$, $\xi = (\omega/c)z$, $\mathbf{v} = \mathbf{V}/c$ — безразмерные импульс, координата и скорость; $\theta_s = s\theta + k_z \xi - \tau$,

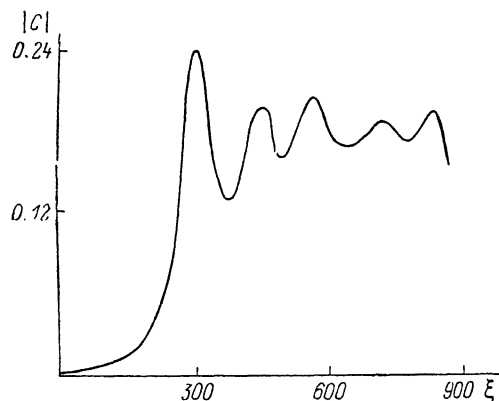


Рис. 1.

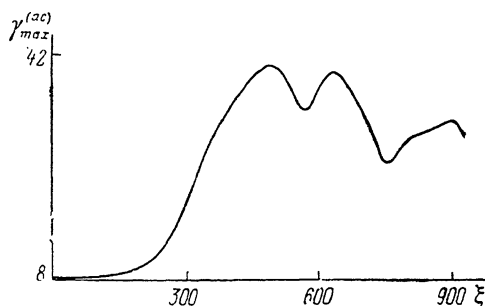


Рис. 2.

$\theta^{(ac)} = k_z \xi - \tau$, $\tau = \omega t$, θ — угол в пространстве импульсов; индекс «ас» соответствует ускоряемым частицам; $\omega_H = \Omega_H/\omega$, $\mathbf{k} = \mathbf{K}c/\omega$,

$$\Pi = \frac{\omega_b^2 v_{z0}}{k_x k_z^2}, \quad \omega_b = \left(\frac{4\pi n_b e^2}{m\omega^2} \right)^{1/2}.$$

Интегрирование в (2) ведется по начальным фазам осцилляторов относительно волны, $2\pi > \theta_0^{(ac)} > 0$, $\theta_0^{(ac)} = \theta^{(ac)}(\xi = 0)$.

Для достижения ускоренными частицами высоких энергий необходимо, чтобы темп ускорения частиц, находящихся в черенковском резонансе $|d\gamma^{(ac)}/d\xi|$, существенно превышал темп торможения $|d\gamma/d\xi|$ осцилляторов пучка. Сравнение правых частей (4), (6) показывает, что это условие выполнено, если

$$R \simeq \frac{1}{J_s(\mu_0)} \frac{k_x^2}{|k^2 v_{z0} - k_z|} \gg 1, \quad \mu_0 = \frac{k_x p_{\perp 0}}{\omega_H}.$$

Приведем результаты численных расчетов системы уравнений (2)–(6), выполненных при следующих параметрах волны и пучка: $\omega_H = 0.8$, $k_x k_z^{-1} = 1.61$, $\Pi = 0.01$, $\mu_0 = 3.6$, $\gamma_0 = 4$, $p_{\perp 0} = p_{z0}$, $\epsilon = 3.67$, $s = 1$. Начальное значение релятивистского фактора ускоряемых частиц было выбрано равным 8. При указанных значениях параметров $R \simeq 52$. На рис. 1 показана зависимость амплитуды волны $|C|$ от продольной координаты. Видно, что амплитуда волны на линейной стадии неустойчивости экспоненциально нарастает, затем достигает максимума и совершает осцилляции, обусловленные фазовыми колебаниями сгустков пучка, захваченных волной. На рис. 2 представлена зависимость максимального значения релятивистского фактора $\gamma_{max}^{(ac)}$ ускоряемых частиц от продольной координаты. Как следует из этого рисунка, процесс ускорения прекращается на расстоянии, равном примерно 450. Это расстояние в 1.7 раза превосходит расстояния до первого максимума амплитуды волны. Максимальное значение релятивистского фактора ускоренных частиц составляет примерно 40. При этом среднее значение релятивистского фактора осцилляторов пучка уменьшилось до 3.2. Таким образом, максимальное приращение энергии ускоренными частицами в 40 раз превышает средние потери энергии частиц пучка на возбуждение ускоряющего поля.

Отметим, что с увеличением плотности пучка осцилляторов возрастают средние потери энергии частиц пучка на возбуждение волны и соответственно максимальная энергия ускоренных частиц.

Авторы благодарны Я. Б. Файнбергу за обсуждение полученных результатов.

Литература

- [1] Файнберг Я. Б. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. Вып. 5. С. 607—624.
- [2] Гришяев И. А., Дедик А. Н., Шендерович А. М. // V Всесоюз. симп. по коллективным методам ускорения. Дубна, 1978. С. 102—105.
- [3] Weland T. // IEEE Trans. of Nuclear Sci. 1985. Vol. NS-32. N 5. P. 3471—3475.
- [4] Chen P., Dawson J. M., Huff R. W., Katsouleas T. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. N 7. P. 693—696.
- [5] Bane K. L., Chen P., Wilson P. B. // IEEE Trans. of Nuclear Sci. 1985. Vol. NS-32. N 5. P. 3524—3526.
- [6] Katsouleas T. // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 53. N 3. P. 2056—2064.

Харьковский физико-технический институт АН УССР

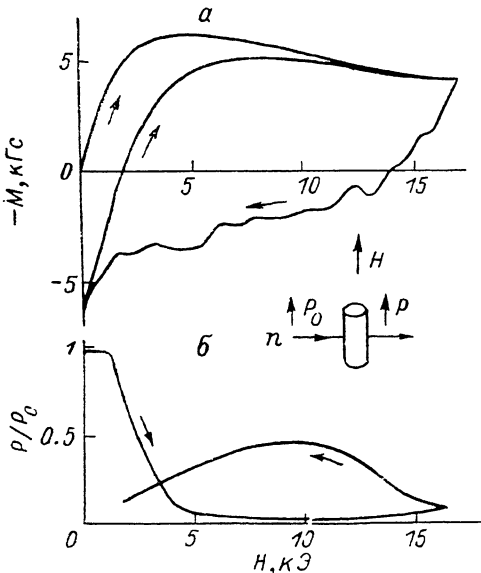
Поступило в Редакцию
15 мая 1988 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ СМЕШАННОГО СОСТОЯНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКЕ $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

М. П. Волков, Р. П. Дмитриев, Н. К. Жученко, В. А. Трунов,
В. К. Федотов, Р. З. Ягуд

Смешанное состояние сверхпроводников второго рода успешно изучалось с помощью поляризованных нейтронов [1, 2]. В этом методе пучок нейтронов с поляризацией P_0 пропускают через исследуемый образец и измеряют поляризацию P после образца. Отношение P/P_0 для смешанного состояния сверхпроводников определяется средним углом отклонения линий потока от направления приложенного поля. Это отклонение может вызываться действием центров пиннинга, сильно взаимодействующих с линией потока и искривляющих ее, а также корреляцией линий потока с кристаллической решеткой для анизотропных сверхпроводников.

В данной работе этот метод был использован для изучения смешанного состояния сверхпроводящей керамики $YBa_2Cu_3O_{6.9}$. Образец был приготовлен из порошков окислов методом высокотемпературного спекания ($T \sim 950^\circ\text{C}$) и длительного отжига (~ 80 ч) в потоке кислорода. Готовый порошок был компактирован в таблетку при давлении 2 кбар и дополнительно термообработан при $T=930^\circ\text{C}$ в течение 30 ч в атмосфере кислорода. Из этой таблетки был вырезан образец в виде цилиндра диаметром 9 мм и длиной 29 мм. Критическая температура образца $T_k=90$ К (середина перехода по восприимчивости), $\Delta T_k=2$ К, плотность 5.2 г/см³, размер зерен до 40 мкм, ромбическая симметрия $R\bar{4}2m$ с $a=3.82$, $b=3.88$, $c=11.86$ Å. Образец показывает практически полное выталкивание потока при малых полях.



На вставке схема эксперимента.

На рисунке, а приведена кривая намагниченности образца $YBa_2Cu_3O_{6.9}$, а на рисунке, б — зависимость P/P_0 от приложенного поля при $T=4.2$ К. Рассмотрим, как меняются