

УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ МОДУЛИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ЭЛЕКТРОНОВ В ГОФРИРОВАННОМ РЕЗОНАТОРЕ

В. А. Балакирев, А. О. Островский

В последнее время значительно возрос интерес к коллективным методам ускорения заряженных частиц электронными потоками [1-3]. Одной из важнейших задач, возникающих при разработке коллективных методов, является создание условий, при которых напряженность ускоряющего поля будет существенно больше напряженности тормозящего частицы поля. Так, для решения данной проблемы в работах [4, 5] было предложено использовать сгустки заряженных частиц специальной формы: с пологим передним и крутым задним фронтами. В этом случае тормозящее сгусток поле оказывается существенно слабее поля за сгустком (кильватерного поля), которое можно использовать для ускорения частиц. Отношение полей вне сгустка (ускоряющее поле) и в области сгустка (тормозящее поле) является параметром, определяющим эффективность ускорения. Однако профилирование сгустка не является единственным методом ослабления тормозящего поля. В работе [6] показано, что в резонаторе также можно достичь условия эффективного ускорения, используя неоднородность поля по сечению резонатора. Для этого необходимо инжектировать последовательность сгустков в область, где напряженность поля минимальна, а ускоряемые частицы в область, где поле достигает максимального значения. В результате отпадает необходимость в создании сгустков со специальной формой. В настоящей работе исследована нелинейная динамика возбуждения высокочастотного поля и ускорения заряженных частиц модулированным потоком электронов в резонаторе с гофрированной боковой поверхностью.

Рассмотрим отрезок гофрированного волновода длиной L с идеально проводящей боковой поверхностью. Радиус стенок волновода меняется с продольной координатой z по закону

$$R(z) = R_0(1 + a \cos k_0 z), \quad (1)$$

где $k_0 \equiv 2\pi/D$, D — пространственный период волновода, R_0 — средний радиус волновода, $a \equiv \Delta R/R_0 < 1$, ΔR — глубина гофра.

Вдоль осп волновода движется моноэнергетический поток электронов радиуса a ($a/R_0 \ll 1$). Начальная плотность потока на входе системы ($z=0$) изменяется по гармоническому закону

$$n_b(z=0) = n_0(1 + h \cos \omega_m t), \quad (2)$$

где n_0 — плотность частиц пучка, h — глубина модуляции пучка, ω_m — частота модуляции, которую считаем равной частоте возбуждаемой волны.

Поток ускоряемых электронов является трубчатым с радиусом b и толщиной Δ ($\Delta \ll b$). Этот поток электронов проходит вблизи гофрированной поверхности, где напряженность поля максимальна. Начальная энергия обоих пучков одинаковая: $W_0 = mc^2(\gamma_0 - 1)$, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$, $\beta_0 = V_0/c$ (m — масса покоя электрона, V_0 — начальная скорость пучков). Рассматриваемая система находится во внешнем сильном магнитном поле, так что движение частиц обоих пучков можно считать одномерным. В дальнейшем полагаем, что пучки находятся в синхронизме с первой пространственной гармоникой замедляющей структуры. Поэтому частота ω и продольное волновое число этой гармоники $k_z^{(1)} = -k_x + k_0$ удовлетворяют условию черенковского синхронизма $\omega = k_z^{(1)} V_0$.

Система уравнений, описывающая динамику возбуждения обратной волны (первой пространственной гармоники), а также ускорение этой волной трубчатого потока электронов, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_{\pm}}{\partial \tau} \pm \delta_{\pm} \frac{\partial C_{\pm}}{\partial \xi} &= s_{\pm} \frac{v_b}{2\pi} \int_{\tau}^{\tau+2\pi} (1 + h \cos \Omega \theta_0) e^{i\theta^{(1)}} d\theta_0, \quad S_+ = 0, \quad S_- = 1, \\ \frac{d\theta_x^{(1,2)}}{d\xi} &= \beta_0 \frac{\sqrt{1 + p_x^{(1,2)^2}}}{p_x^{(1,2)}} - 1, \\ \frac{dp_x^{(1,2)}}{d\xi} &= -\frac{\sqrt{1 + p_x^{(1,2)^2}}}{p_x^{(1,2)}} \operatorname{Re} [C_-(\tau, \xi) e^{-i\theta_x^{(1,2)}}] \times K^{(1,2)}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $C_{\pm} = E_{\pm}/E_0$, E_{\pm} — напряженность продольной компоненты электрического поля прямой и обратной волн; $E_0 = mc^2 k_{\parallel}^{(1)}/eA_1$, A_1 — значение амплитуды первой пространственной гармоники, e — заряд электрона; $p_{\pm}^{(1,2)} = p^{(1,2)}/mc$ — безразмерные импульсы электронов при осевом и трубчатом пучках; $\theta_{\pm}^{(1,2)} = \omega t_{\pm}^{(1,2)} - k_{\parallel}^{(1)}z$; $\tau = \omega t - k_{\parallel}^{(1)}z$; $\xi = k_{\parallel}^{(1)}z$, $\theta_0 = \omega t_0$ — фаза влета электронов в пространство взаимодействия; $v_b = 4I_b \delta_- A_{\parallel}^2 / I_A \beta_0 \gamma_0^2 J_1^2(\lambda)$, I_b — ток пучка, $I_A = mc^3/|e|$, $\lambda = 2.405$, $\delta_{\pm} = (V_0/V_g \mp 1)^{-1}$, V_g — групповая скорость волны; $\Omega = \omega_m/\omega = 1$; $K^{(1)} = 1$, $K^{(2)} = I_0(k_{\perp}^{(1)}b)$, $k_{\perp}^{(1)} = k_{\parallel}^{(1)}/\gamma_0$. Параметр $K^{(2)}$ — отношение амплитуды напряженности высокочастотного поля в области трубчатого пучка к амплитуде напряженности поля на оси резонатора. Отметим, что при выводе системы уравнений (3) мы считали ток трубчатого пучка малым по сравнению с током приосевого потока и пренебрегли его влиянием на возбуждение обратной волны в гофрированном резонаторе.

Первое уравнение в (3) описывает черенковское возбуждение обратной волны в гофрированном резонаторе модулированным электронным потоком и распространение в резонаторе отраженной от входного торца прямой волны C_+ (τ, ξ). Остальные уравнения представляют собой уравнения движения частиц трубчатого и приосевого потоков в поле синхронной обратной волны C_- (τ, ξ).

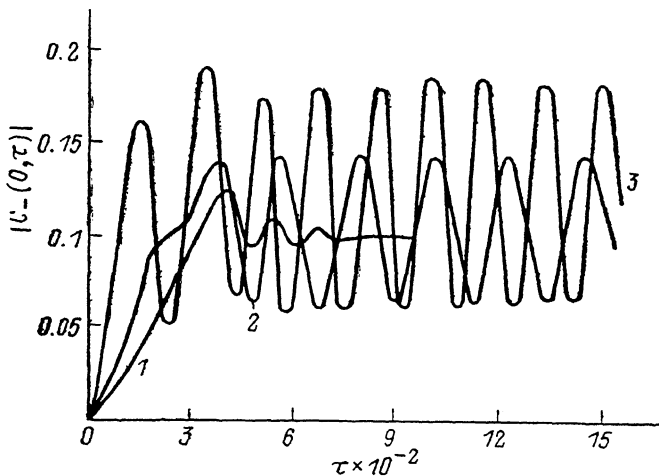


Рис. 1. Зависимости амплитуды обратной волны $|C_-(0, \tau)|$ от времени.
 h : 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.8.

Решение системы уравнений найдено численно конечно-разностным методом. При расчетах были выбраны следующие значения параметров: $V_g/V_0 = 0.7$, $\gamma_0 = 3$, $K^{(2)} = 10$, $l = k_{\parallel}^{(1)}L = 44$, $\alpha = 0.2$, $v_b/2\pi = 6 \cdot 10^{-4}$. Отметим, что связь между амплитудами пространственных гармоник поля дана в работе [7]. Отсюда следует, что для приведенных параметров системы значение амплитуды первой пространственной гармоники A_1 равно $A_1 = 0.6$.

Рассмотрим сначала динамику ускорения заряженных частиц в согласованном на обоих торцах отрезке гофрированного волновода. Будем считать, что в сечениях $z=0$ и $z=L$ не происходит отражения волн. В этом случае начальные и граничные условия для резонансной с пучком обратной волны имеют вид $C_-(\tau, \xi=l) = 0$, $C_-(\tau=0, \xi) = C_0$, $\text{Re } C_0 = 10^{-3}$, $\text{Im } C_0 = 0$.

Результаты расчетов приведены на рис. 1, 2. На рис. 1 представлены зависимости амплитуды обратной волны от времени при $z=0$. Видно, что в отсутствие модуляции приосевого потока процесс установления колебаний носит хорошо известный характер: после переходного процесса устанавливается стационарное распределение амплитуды поля обратной волны [8]. Наличие модуляции пучка приводит к качественному изменению динамики взаимодействия потока электронов с обратной волной. Стационарное состояние в этом случае не устанавливается. Амплитуда волны после переходного процесса совершает регулярные колебания. При этом с увеличением параметра h глубина осцилляций также растет.

На рис. 2 представлены зависимости значений импульсов ускоряемых электронов на выходе из волновода от фазы влета и распределение амплитуды ускоряющего поля в области трубчатого пучка. Указанные зависимости приведены в те моменты времени, когда импульсы электронов на выходе имели максимальное значение. Видно, что с ростом глубины модуляции пучка напряженность поля растет. Это в свою очередь приводит к увеличению приращению энергии ускоряемых электронов. Из рис. 2 также видно, что амплитуда поля обратной

волны от входного ($z=0$) до выходного ($z=L$) торцов монотонно убывает. В результате эффективное ускорение электронов происходит в небольшой области пространства взаимодействия. Область ускорения заряженных частиц можно увеличить, если закоротить торцы гофрированного волновода.

Рассмотрим ускорение заряженных частиц в закороченном на торцах отрезке гофрированного волновода. Будем считать, что в сечениях $z=0$ и $z=L$ происходит полное отражение волн, т. е. модули коэффициентов отражения равны единице. Для электронов обоих пучков границы системы абсолютно прозрачны. Граничные и начальные условия для прямой и обратной волн в этом случае имеют вид $C_-(\tau, \xi=l) = C_+(\tau, \xi=l)$, $C_+(\tau, \xi=0) = C_-(\tau, \xi=0)$, $C_{\pm}(0, \xi) = C_0$. Полное отражение волн от торцов гофрированного волновода приводит к на-

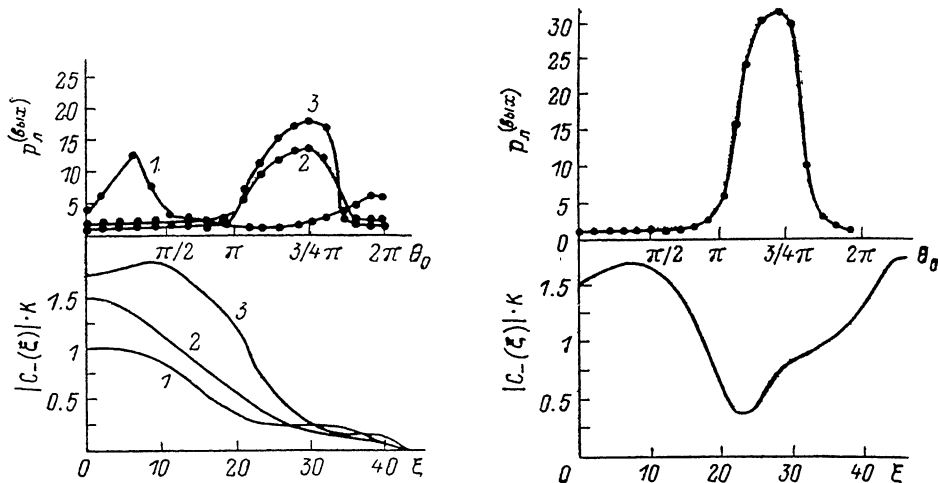


Рис. 2. Зависимости значений импульсов электронов на выходе системы p_n^{max} от фазы влета θ_0 (а) и распределение амплитуды обратной волны $|C_-(\xi, \tau)|$ вдоль пространства взаимодействия (б).

Значения h те же, что и на рис. 1. τ : 1 — 1647, 2 — 705, 3 — 940.

Рис. 3.

копленню высокочастотной энергии поля в системе. В результате эффективный отбор энергии ускоряемыми электронами происходит во всем пространстве взаимодействия. На рис. 3 приведены зависимости импульсов электронов от фазы влета в резонатор (а) и распределение амплитуды поля обратной волны вдоль резонатора (б) при $h=0.8$, $\tau=1097$. Из рисунка следует, что в случае закороченной на торцах ускоряющей структуры максимальное значение импульса на выходе достигает $p_n^{(max)}=32$, что почти в два раза больше по сравнению с согласованной системой.

Приведем оценки тока модулированного пучка и напряженности ускоряющего поля, необходимые для реализации рассмотренного механизма ускорения в закороченном с обоих торцов отрезке гофрированного волновода при $h=0.8$. Безразмерному значению параметра $v_b/2\pi=6 \cdot 10^{-4}$ соответствует ток $I_b=13$ кА. Максимальная напряженность поля в области ускоряемого пучка, как видно из рис. 3, равна $|E_{max}|=1.5 mc^2 k_1^{(1)}/eA_1$. Значение $k_1^{(1)}$ следует из дисперсии электродинамической структуры [7, 9] $k_1^{(1)}=\tau/D$. Так, при $D=1.5$ см максимальная напряженность электрического поля равна $|E_{max}|=2.4$ МВ/см. В результате на длине системы $k_1^{(1)}L=44$ максимальное приращение энергии электронов трубчатого пучка составляет $\Delta W=53$ МэВ.

Авторы благодарны Ю. П. Блюху, И. Н. Онищенко, Я. Б. Файнбергу за интерес к работе и обсуждение ее результатов.

Литература

- [1] Файнберг Я. Б. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 11. С. 1398—1410.
- [2] Weland T. // IEEE Trans. of Nuclear Sci. 1985. Vol. NS-32. N 5. P. 3471—3475.
- [3] Chen P., Dawson J. M., Huff R. W., Katsonleas T. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. N 7. P. 693—696.

- [4] *Bane K. L. F., Chen P., Wilson P. B.* // IEEE Trans. of Nuclear Sci. 1985. Vol. NS-32. N 5. P. 3524—3526.
- [5] *Katsonleas T.* // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 53. N 3. P. 2056—2064.
- [6] *Гришаев И. А., Дедик А. Н., Шендерович А. М.* // Тез. докл. симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1972. С. 102—105.
- [7] *Островский А. О.* // Вопр. атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента. Изд-во ХФТИ АН УССР, 1980. Вып. 2 (6). С. 25—28.
- [8] *Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 7. С. 1037—1052.
- [9] *Курилко В. И., Кучеров В. И., Островский А. О., Ткач Ю. В.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 12. С. 2569—2575.

Харьковский
физико-технический институт
АН УССР

Поступило в Редакцию
25 июня 1987 г.
В окончательной редакции
14 июня 1988 г.

07; 11

Журнал технической физики, т. 59, в. 6, 1989

ОБРАЗОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ МАЛОГО РАЗМЕРА

П. А. Демкович, А. Н. Сударкин

В настоящее время интенсивно изучается образование периодических структур на поверхности металлов и полупроводников под воздействием мощного лазерного излучения, возникающих вследствие интерференции падающего пучка с нелинейно возбуждаемой поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ) [1]. При этом в случае лазерных пучков большого диаметра (несколько миллиметров) наиболее типично возникновение поверхностных периодических структур (ППС) с вектором обратной решетки q , параллельным проекции волнового вектора падающего излучения на поверхность k_x [1—3]. Однако при размерах пучка, сравнимых с длиной пробега ПЭВ, возможно наблюдение качественно новых эффектов. В частности, при малых размерах лазерного пучка в работе [1] теоретически предсказана возможность существования нового типа поверхностных структур.

В настоящей работе экспериментально исследовано образование ППС на тонких серебряных пленках (400—500 Å) лазерным пучком малого размера. Оптическое разрушение пленок производилось p -поляризованным излучением одномодового неодимового лазера напосекундной длительности. Освещенная зона поверхности пленки представляла собой узкую длинную полосу, формируемую путем фокусировки излучения цилиндрической линзой с фокусом 10 см. Поперечный размер полосы d зависел от угла падения θ , угла Ω между направлением полосы и проекцией волнового вектора пучка на поверхность k_x , а также от расстояния D между поверхностью пленки и фокальной перетяжкой линзы. Если поверхность помещалась точно в фокальную перетяжку, то $d = (d_0 / \cos \theta) \times (\sin^2 \Omega + \cos^2 \theta \cos^2 \Omega)^{1/2}$, где $d_0 = 45$ мкм — минимальный поперечный размер каустики линзы по дифракционным минимумам.

Образование ППС с $q \uparrow k_x$ лазерным пучком большого диаметра на серебряных пленках изучалось ранее в [2, 3]. При этом выполнялось соотношение $k_x + q = K$, где $k_x = |k_x| = (2\pi/\lambda) \sin \theta$, $q = |q| = 2\pi/\Lambda_0$, $\lambda = 1.06$ мкм, Λ_0 — период ППС, $K = (2\pi/\lambda) [\epsilon' / (\epsilon' + 1)]^{1/2}$ — длина волнового вектора ПЭВ, $\epsilon' = \text{Re } \epsilon \approx -50$ — действительная часть диэлектрической проницаемости серебра. Было показано, что образование ППС сопровождается заметным понижением пороговой плотности энергии разрушения пленки $W_{\text{пор}}$, что обусловлено дополнительным поглощением энергии поверхностной волны, возбуждаемой при рассеянии на обратных ППС. Оптимальный угол записи поверхностных структур составлял $\theta = 68^\circ$. ППС не наблюдались вне области $50 < \theta < 75^\circ$, что соответствует $4.3 < \Lambda_0 < 24.1$ мкм.

Эволюция локального тепловыделения на поверхности пленки за счет интерференции ПЭВ с пучком накачки имеет накопительный характер по времени и пространству. Поэтому при малых размерах пучка в направлении k_x решетки тепловыделения с $q \uparrow k_x$ (т. е. обусловленные ПЭВ, распространяющейся вдоль k_x) не успевают за время импульса достичь заметной