

01; 10

## ДИНАМИКА НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В УСЛОВИЯХ ПЕРЕКРЫТИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ РЕЗОНАНСОВ

В.А. Балакирев, А.О. Островский,  
Ю.В. Ткач

Движение заряженной частицы в поле двух продольных волн в условиях перекрытия черенковских нелинейных резонансов становится хаотическим [1-3]. В настоящей работе показано, что такой элементарный механизм хаотизации движения отдельной частицы может лежать в основе хаотической динамики значительно более сложных распределенных систем — электронных потоков, движущихся в самосогласованных электромагнитных полях. Принципиально важным является то, что критерий перекрытия нелинейных резонансов позволяет предсказать возникновение хаотической динамики [4].

Рассмотрим две связанные системы, представляющие собой одинаковые плазменные волноводы. Эти замедляющие системы связаны между собой распределенным образом [5]. В одном из волноводов вдоль оси движется моноэнергетический релятивистский электронный пучок (РЭП). Пучок взаимодействует с прямой плазменной волной. Рассматриваемая система находится в сильном постоянном магнитном поле, силовые линии которого параллельны осям волноводов. Движение электронов пучка и плазмы будем считать одномерным. В отсутствие пучка в такой системе будет происходить периодическая перекачка энергии из одного волновода в другой, что эквивалентно возбуждению в системе двух волн с близкими (при слабой связи) фазовыми скоростями. Если в процессе неустойчивости возбуждаются волны с амплитудами, удовлетворяющими критерию перекрытия резонансов, то движение частиц пучка и возбуждаемое им поле станет хаотическим.

Система уравнений, описывающая динамику усиления прямой плазменной волны РЭП, а также перекачку энергии из одного волновода в другой, имеет вид:

$$\frac{dC_1}{d\xi} = \frac{\nu_b}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\theta} d\theta_0 + \alpha C_2, \quad \frac{dC_2}{d\xi} = -\alpha C_1,$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \beta_\varphi \frac{\sqrt{1+q^2}}{q} - 1, \quad (1)$$

$$\frac{dq}{d\xi} = -\frac{\sqrt{1+q^2}}{q} \operatorname{Re}[C_1 e^{-i\theta}],$$

где  $C_{1,2} = e E_{1,2} / mc^2 k_{||}$  - напряженности поля плазменных волн,  $\beta_{\varphi} = \omega / k_{||}$ ,  $\omega \approx \omega_p$  - частота усиливаемой волны,  $k_{||}$  - продольное волновое число,  $\xi = k_{||} z$ ,  $\theta = \omega t - k_{||} z$ ,  $\theta_0 = \theta (\xi = 0)$ ,  $q = p / mc$ ,  $\gamma_b / 2 \pi = 2 I_b / \pi I_A \beta_0 \gamma_0^4 \lambda^2 J_1^2(\lambda)$ ,  $I_b$  - ток пучка,  $I_A = mc^3 / e$ ,  $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ ,  $\beta_0 = V_0 / c$ ,  $V_0$  - начальная скорость частиц пучка,  $\lambda = 2.405$  - первый корень функции Бесселя нулевого порядка,  $\alpha$  - параметр, характеризующий распределенную связь между волноводами.

Первые два уравнения в (1) описывают взаимодействие двух связанных волн. При отсутствии пучка ( $\gamma_b / 2 \pi = 0$ ) происходит периодическая перекачка энергии из одного волновода в другой с периодом  $T = 2 \pi / \alpha$ . Вводя быструю  $\beta_s = \beta_{\varphi} (1 - \alpha)$  и медленную  $\beta_m = \beta_{\varphi} (1 + \alpha)$  волны системы:  $C_1 = C_+ e^{i \alpha \xi} + C_- e^{-i \alpha \xi}$ ,  $C_2 = i (C_+ e^{i \alpha \xi} - C_- e^{-i \alpha \xi})$  запишем первые два уравнения в (1) в следующем виде:

$$\frac{dC_+}{d\xi} = \frac{\gamma_b}{4\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\theta - i\alpha\xi} d\theta_0, \quad \frac{dC_-}{d\xi} = \frac{\gamma_b}{4\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\theta + i\alpha\xi} d\theta_0. \quad (2)$$

Соответственно уравнение для импульсов частиц пучка примет вид:

$$\frac{dq}{d\xi} = - \frac{\sqrt{1+q^2}}{q} \operatorname{Re} [C_+ e^{i\alpha\xi + i\theta} + C_- e^{-i\alpha\xi + i\theta}]. \quad (3)$$

Отсюда видно, что частицы пучка движутся в поле двух волн. При достижении амплитуд волн значений, при которых наступает перекрытие резонансов

$$\sqrt{|C_+|} / \gamma_+^{3/2} + \sqrt{|C_-|} / \gamma_-^{3/2} \gtrsim \alpha, \quad \gamma_{\pm} = (1 - \beta_{\pm}^2)^{-1/2}, \quad \beta_{\pm} = \beta_{\varphi} / (1 \pm \alpha), \quad (4)$$

можно ожидать хаотизации движения частиц. Для нелинейной стадии неустойчивости для амплитуды возбуждаемой пучком волны справедлива оценка:  $\sqrt{|C_+|} / \gamma_+^{3/2} \approx \Gamma$ ,  $\Gamma = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} (\gamma_b / \beta_0 \gamma_0^3)^{1/3}$  - пространственный инкремент неустойчивости. Полагая, что  $|C_+| \sim |C_-|$ , критерий перекрытия можно выразить через параметры системы  $2\Gamma \gtrsim \alpha$ .

Анализ системы уравнений (1) проведен численно при следующих параметрах пучка:  $\gamma_b / 2 \pi = 10^{-4}$ ,  $q_0 = q (\xi = 0) = \beta_0 \gamma_0 = 3$ ,  $0 \leq \theta_0 \leq 2 \pi$ . Фазовая скорость возбуждаемой волны выбрана равной начальной скорости частиц пучка  $\beta_{\varphi} = \beta_0$ .

Результаты численного счета представлены на рис. 1-2. При  $\alpha = 0$  связь между волноводами отсутствует. В этом случае на нелинейной стадии неустойчивости амплитуда поля регулярно осциллирует с координатой  $\xi$ , что обусловлено фазовыми колебаниями электронов пучка, захваченных в потенциальную яму волны [6].

При  $\alpha = 0.75 \Gamma$ , удовлетворяющему условию перекрытия резонансов, происходит качественное изменение динамики неустойчивости пучка. Амплитуда волны  $|C_1(\xi)|$  совершает хаотические колебания

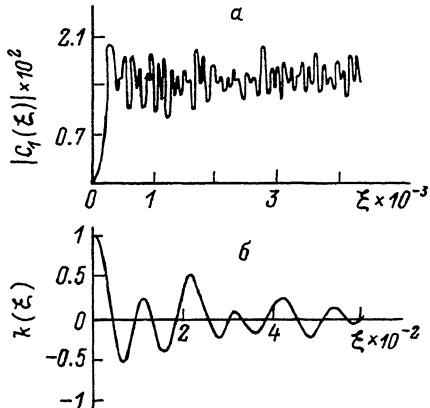


Рис. 1. а) Зависимость амплитуды усиливаемой волны  $|C_1(\xi)|$  от продольной координаты  $\xi$ . б) Автокорреляционная функция  $K(\xi)$  амплитуды усиливаемой волны.

(рис. 1, а). Автокорреляционная функция  $K(\xi)$  (рис. 1, б) в этом случае, осциллируя, убывает до нуля. Экспоненциально быстрое разбегание траекторий частиц пучка, которое имеет место при хаотическом движении, приводит к быстрому разрушению сгустка и сильному перемешиванию частиц (рис. 2).

Численный анализ показал, что неустойчивость имеет хаотическую динамику в достаточно широком интервале значений параметра связи  $0.25 \Gamma \lesssim \alpha \lesssim \Gamma$ , что подтверждает справедливость критерия перекрытия резонансов. При достижении параметром  $\alpha$  значений  $\alpha \gtrsim 2 \Gamma$  происходит срыв возбуждения колебаний вследствие нарушения синхронизма пучка с волнами.

Отметим, что связь между волноводами позволяет повысить эффективность отбора энергии от РЭП в области первого максимума амплитуды волны. Так, при  $\alpha = 0$  значение КПД равно  $\eta = 20\%$ .

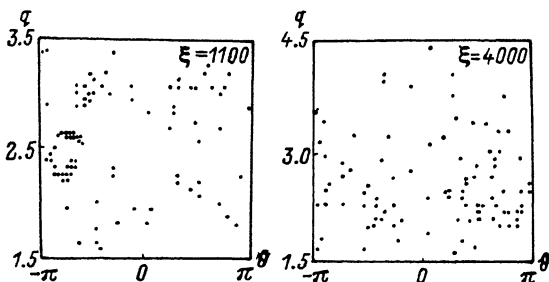


Рис. 2. Фазовая плоскость электронов РЭП при  $\xi = 1100$  и  $\xi = 4000$ .

С ростом параметра  $\approx$  КПД увеличивается и достигает  $\eta = 31\%$  при  $d = 0.75 \lambda$ .

Таким образом, в работе показано, что при выполнении критерия перекрытия черенковских резонансов для отдельных частиц нелинейная динамика неустойчивости пучка становится хаотической.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] З а с л а в с к и й Г.М., Ф и л о н е н к о Н.Н. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. В. 5. С. 1590-1602.
- [2] З а с л а в с к и й Г.М. Стохастичность динамических систем. М.: Наука, 1984. 271 с.
- [3] З а с л а в с к и й Г.М., Ч и р и к о в Б.В. // УФН. 1971. Т. 105. В. 1. С. 3-40.
- [4] Б а л а к и р е в В.А., Б у ц В.А., Т о л с т о л у ж - с к и й А.П., Т у р к и н Ю.А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 4. С. 1279-1289.
- [5] И с а е в В.А., Ф и ш е р В.Л., Ч е т в е р и к о в А.П. В сб.: Лекции по СВЧ и радиофизике (7-я зимняя школа-семинар инженеров, книга 2) Саратовский государственный университет, 1986. С. 3-11.
- [6] M a t s i b o r k o N.G., O n i s h e n k o I.N., S h a p i r o V.D., S h e v c h e n k o V.I. // Plasma Physics. 1972. V. 14. N 6. P. 591-600.

Харьковский  
физико-технический  
институт АН УССР

Поступило в Редакцию  
12 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 21

12 ноября 1989 г.

Об.2

### ПЛЕНКИ АМОРФНОГО КАРБИДА КРЕМНИЯ НА ИНОРОДНЫХ ПОДЛОЖКАХ

Л.И. Б е р е ж и н с к и й, С.И. В л а с к и н а,  
М.П. Л и с и ц а, Г.И. Л я ш е н к о,  
В.Е. Р о д и о н о в

Сложная технология и высокая температура роста кристаллов карбида кремния (2500 °С) являются существенным тормозом широкого практического использования этого материала, весьма перспективного для создания различных приборов отображения информации, приемников излучения, датчиков давления, СВЧ-транзисторов и др. В последние годы заметный прогресс отмечается в технологии получения кристаллических [1] и аморфных [2] слоев  $SiC$  большой площади, выращенных при более низких температурах на инородных подложках.