

ԼՈՒՅՍԻ ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԻՆԴՈՒԿՑՎԱՄ
ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆԱՏՐԻՈՒՄԻ ԳՈՂՈՐԾԵՆԵՐՈՒՄ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ի. Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Պ. ԻՇԽԱՆՅԱՆ,
Ք. Ա. ՓԱՓԱԶՅԱՆ, Լ. Ս. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է շրջանազծային բեռացմամբ հզոր ճառագայթի դաշտում փորձնական գերկարճ լուսային իմպուլսների բեռացման փոփոխությունը միջավայրի հետ ոչ ստացիոնար փոխազդեցության պայմաններում: Ցույց է տրված, որ ըստ լայնական կոորդինատների միջինացումը հարթեցնում է ոչ ստացիոնար օսցիլյացիաները էներգիայի խտությունից պայմանավորված կախվածության մեջ: Դիտված է փորձնական և տեսական արդյունքների լավ համաձայնություն: Ստացված է, որ ռեզոնանսից հեռանալիս օրինաչափությունները նմանվում են քվադրատացիոնար գեպերին:

STIMULATED CHANGE OF THE POLARIZATION OF AN
ULTRASHORT PULSE OF LIGHT IN SODIUM VAPOURS

V. M. ARUTYUNYAN, I. G. ARUTYUNYAN, S. P. ISHKHANYAN,
T. A. PAPAZYAN, L. S. PETROSYAN

The stimulated change of the polarization of a probe ultrashort pulse of light in the field of circularly polarized pump was studied under the conditions of nonstationary interaction of the pulses of light with the medium. It is shown that the averaging in transverse coordinates results in the smoothing of nonstationary oscillations in the dependence of rotation angle on pump energy density. The experimental and theoretical results are shown to agree well. It is also shown that far from the resonance the obtained regularities are analogous to those for the quasi-stationary case

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 260—264 (1988):

УДК 533.951

О ПРОЯВЛЕНИИ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С
ВЕРХНЕГИБРИДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ВОЛНОЙ

Н. И. КАРБУШЕВ, Э. В. РОСТОМЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 14 декабря 1987 г.)

Исследуется влияние собственных колебаний тонкостенного трубчатого электронного пучка на развитие неустойчивости при взаимодействии пучка с верхнегибридной волной плазменного волновода, имеющей отрицательную дисперсию. Вычислены коэффициенты связи и депрессии. Показана возможность развития неустойчивости типа отрицательной массы. Найдены условия, когда существенно проявляются собственные колебания пучка. Определены пороговые токи развития неустойчивости в волноводе конечной длины.

1. В работе [1] исследовалась неустойчивость, развивающаяся при взаимодействии тонкостенного трубчатого электронного пучка с верхне-

гибридной волной плазменного волновода, имеющей отрицательную дисперсию. В указанной работе собственными колебаниями (высокочастотным пространственным зарядом) пучка пренебрегалось, что может быть справедливым далеко не всегда. На данное обстоятельство, в частности, указывают результаты более поздних работ [2—4], в которых показано, что в случае взаимодействия с нижегибридной волной замагниченного плазменного волновода собственные колебания пучка проявляются заметно для некоторых значений его радиуса. Аналогичная ситуация возможна и при взаимодействии с вышегибридной волной.

В настоящей работе рассматривается развитие неустойчивости на вышегибридной волне в плазменно-пучковой системе, состоящей из холодной электронной плазмы и трубчатого электронного пучка. Плазма с однородной плотностью электронов n_p полностью заполняет круглый металлический волновод радиуса R . Моноэнергетический электронный пучок с полным током I имеет радиус r_b и равновесную скорость u . На систему наложено продольное внешнее магнитное поле с индукцией B_0 , полностью замагничивающее колебательное движение электронов пучка. Для упомянутой неустойчивости найдено в каких условиях необходим учет собственных колебаний пучка, а также определены пороги ее развития в плазменном волноводе конечной длины L с учетом собственных колебаний.

2. Как было показано в работе [1], вышегибридная плазменная волна имеет отрицательную дисперсию во всем диапазоне изменения волнового вектора, если выполнено неравенство

$$\mu_{ls}^2 c^2 > 2R^2 (\omega_p^2 + \omega_n^2), \quad (1)$$

где μ_{ls} — s -корень функции Бесселя порядка l , $I_l(\mu_{ls}) = 0$, $\omega_p = (4\pi e^2 \times \times n_p / m)^{1/2}$ и $\omega_n = eB_0 / mc$ — ленгмюровская и циклотронная электронные частоты, e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света.

Дисперсия волны в этом случае определяется сравнительно простым соотношением

$$\epsilon_{\parallel} k^2 R^2 + \mu_{ls}^2 \epsilon_{\perp} = 0, \quad (2)$$

в котором $\epsilon_{\parallel} = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, $\epsilon_{\perp} = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 - \omega_n^2)$, ω — частота волны $(V \sqrt{\omega_p^2 + \omega_n^2} > \omega > \max(\omega_p, \omega_n))$, $\epsilon_{\parallel} > 0$, $\epsilon_{\perp} < 0$.

При наличии пучка в предположениях (1) и черенковского синхронизма с волной для возмущений, имеющих место в рассматриваемой плазменно-пучковой системе, оказывается справедливым характеристическое уравнение

$$1 + \frac{\pi}{4\epsilon_{\perp}} \frac{\Omega_b^2 k^2 R^2}{(\omega - ku)^2} \frac{I_l(k_{\perp} r_b)}{I_l(k_{\perp} R)} [I_l(k_{\perp} r_b) N_l(k_{\perp} R) - - I_l(k_{\perp} R) N_l(k_{\perp} r_b)] = 0, \quad (3)$$

где

$$\Omega_b = (4eI(m^{-3}uR^2)^{1/2}, \quad k_{\perp} = k \sqrt{1 - \epsilon_{\parallel} / \epsilon_{\perp}},$$

$\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор электронов пучка, I_l и N_l — функции Бесселя.

Полагая ток пучка достаточно малым ($\Omega_b^2 \ll \omega^2 \epsilon_1$) и выделяя особенность типа $[k - k(\omega)]^{-1}$, характеристическое уравнение (3) можно привести к стандартному виду [5]

$$[k - k(\omega)](\omega - ku)^2 - \Omega_b^2 d^2 = \alpha^2 \Omega_b^2 \omega/u, \quad (4)$$

в котором явно выделены собственные колебания пучка. Здесь функция $k(\omega)$ определяется дисперсионным соотношением (2), коэффициент связи α^2 равен

$$\alpha^2 = \frac{\mu_{ls} u}{2\omega \epsilon_1 R} \sqrt{-\frac{\epsilon_1}{\epsilon_1}} \left[\frac{I_1(\mu_{ls} r_b/R)}{I_1(\mu_{ls})} \right]^2 \approx \frac{1}{2\epsilon_1} \left[\frac{I_1(\mu_{ls} r_b/R)}{I_1(\mu_{ls})} \right]^2, \quad (5)$$

для коэффициента депрессии d^2 справедливо выражение

$$\begin{aligned} d^2 = & -\frac{\pi k^2 R^2}{4\epsilon_1} \frac{I_1(k_\perp r_b)}{I_1(k_\perp R)} [I_1(k_\perp r_b) N_1(k_\perp R) - I_1(k_\perp R) N_1(k_\perp r_b)] - \\ & - \frac{\mu_{ls}}{2\epsilon_1 R [k - k(\omega)]} \sqrt{-\frac{\epsilon_1}{\epsilon_1}} \left[\frac{I_1(\mu_{ls} r_b/R)}{I_1(\mu_{ls})} \right]^2 \approx \frac{I_1(\mu_{ls} r_b/R)}{\epsilon_1 [I_1(\mu_{ls})]^2} \times \\ & \times \left\{ \frac{5}{4} I_1\left(\mu_{ls} \frac{r_b}{R}\right) + \mu_{ls} \frac{r_b}{R} I_1'\left(\mu_{ls} \frac{r_b}{R}\right) + \right. \\ & \left. + \frac{\pi}{4} \mu_{ls}^2 I_1'(\mu_{ls}) \left[I_1'(\mu_{ls}) N_1\left(\mu_{ls} \frac{r_b}{R}\right) - I_1\left(\mu_{ls} \frac{r_b}{R}\right) N_1'(\mu_{ls}) \right] \right\}, \quad (6) \end{aligned}$$

штрих означает дифференцирование функций Бесселя по аргументу.

3. Проявление собственных колебаний электронного пучка существенно, когда выполняется условие слабой связи с плазмой [5]:

$$\sigma^2 = (\Omega_b |d|^3 / \omega^2)^2 \gtrsim 1. \quad (7)$$

Используя стандартные методы СВЧ электроники [6], находим условия развития неустойчивости в плазменно-пучковой системе конечной длины L . Будем предполагать, что электронный пучок входит в волновод без предварительной модуляции, а коэффициенты отражений волны по амплитуде от концов волновода $z=0, L$ равны соответственно ρ_1 и ρ_2 . Амплитуда усиливаемой верхнегибридной волны с отрицательной дисперсией возрастает в направлении от конца волновода $z=L$ к концу $z=0$.

Если выполняется сильное неравенство (7), то при положительном коэффициенте депрессии ($d^2 > 0$) для максимального коэффициента усиления волны, определяемого отношением ее амплитуды на конце волновода $z=0$ к амплитуде на конце $z=L$, справедлива формула

$$G_{\max} = \left| \cos \left(\alpha \frac{L}{u} \sqrt{\frac{\omega \Omega_b}{2d}} \right) \right|^{-1}. \quad (8)$$

В случае отрицательного коэффициента депрессии ($d^2 < 0$) будет развиваться неустойчивость типа отрицательной массы. При этом максимальный коэффициент усиления волны будет равен

$$G_{\max} = \left[1 - \frac{\omega \alpha^2}{2\Omega_b |d|^3} \exp \left(|d| \Omega_b \frac{L}{u} \right) \right]^{-1}, \quad (9)$$

когда

$$\ln 2\sigma > |d| \Omega_b L / u \gg 1, \quad (10)$$

и

$$G_{\max} = 1 + \frac{\alpha^2 \omega \Omega_b L^2}{2|d| u^2} \quad (11)$$

в пределе, противоположном сильному неравенству (10).

Пороговые условия развития неустойчивости могут быть найдены при известных коэффициентах усиления с помощью соотношения $|\rho| = |\rho_1 \rho_2| = G_{\max}^{-1}$. Так, в случае положительного коэффициента депрессии имеем

$$\Omega_{b\text{пор}}^2 = \left(\frac{2du^2}{\alpha^2 \omega L^2} \right)^2 (\arccos |\rho|)^4. \quad (12)$$

При развитии неустойчивости отрицательной массы находим

$$\Omega_{b\text{пор}}^2 = \left(\frac{u}{|d| L} \right)^2 \ln^2 \left| 2 \frac{\Omega_{b\text{пор}} |d|^3}{\omega \alpha^2} (1 - |\rho|) \right|, \quad (13)$$

когда $(1 - |\rho|) \gg \omega \alpha^2 / \Omega_b |d|^3$, и

$$\Omega_{b\text{пор}}^2 = \left(\frac{2|d| u^2}{\alpha^2 \omega L^2} \right)^2 (1 - |\rho|)^2 \quad (14)$$

в противоположном пределе ($|\rho| \approx 1$). Формула (12) допускает предельные переходы $|\rho| \rightarrow 0$, $|\rho| \rightarrow 1$, формула (13) — $|\rho| \rightarrow 0$ и формула (14) — $|\rho| \rightarrow 1$. Неустойчивость может развиваться и в отсутствие отражений волны на концах волновода $z=0, L$. Из формул (12) — (14) следует величина порогового тока развития неустойчивости, если заданы длина и другие параметры системы.

4. Коэффициент депрессии (6), определяющий частоту собственных колебаний электронного пучка в плазменном волноводе, практически совпадает по структуре с полученным в работах [2—4] коэффициентом для плазменно-пучковой системы такой же геометрии в случае взаимодействия с нижнегибридной волной на частоте $\omega < \omega_p < \omega_H$ при наличии сильного внешнего магнитного поля. Вместе с тем величина $\varepsilon_{\parallel}$ в (6) имеет положительный знак, тогда как на частоте $\omega < \omega_p$ ее знак отрицателен. Таким образом, поляризационные свойства плазмы при взаимодействии электронного пучка с верхнегибридной и нижнегибридной ветвями колебаний оказываются противоположными.

Из неравенства (7) с учетом (5) и (6) находим, что собственные колебания пучка существенно проявляются в трех случаях: 1) пристеночном пучке ($r_b \rightarrow R$); 2) приосевом пучке ($r_b \rightarrow 0$); 3) пучке с радиусом $r_b \rightarrow R \mu_{tp} / \mu_{ts}$ ($p < s$, $s \geq 2$). При этом в первых двух случаях развивается неустойчивость отрицательной массы, поскольку $d^2 < 0$, а в третьем случае возможны ситуации как $cd^2 < 0$, так и $cd^2 > 0$. Соответственно этому величину c^2 в неравенстве (7) можно приближенно представить в виде

$$\sigma^2 \approx \frac{\mu_{ls}^6 \Omega_b^2}{2\epsilon_1 \omega^2} \left\{ \begin{array}{l} [I_1(\mu_{0s})]^4 \ln^3(R/\mu_{ls} r_b), \quad l=0 \\ \frac{[|l| I'_l(\mu_{ls})]^4}{8|l|^3} \left(\frac{2R}{\mu_{ls} r_b} \right)^{4|l|}, \quad l \neq 0 \end{array} \right\} r_b \rightarrow 0$$

$$(1 - r_b/R)^{-1}, \quad r_b \rightarrow R$$

$$\left[\frac{I'_l(\mu_{ls})}{\mu_{ls} I'_l(\mu_{lp})} \right]^4 \left| 1 - 2 \left[\frac{\mu_{lp} I'_l(\mu_{lp})}{\mu_{ls} I'_l(\mu_{ls})} \right]^2 \right|^3 \times$$

$$\times |1 - \mu_{ls} r_b / \mu_{lp} R|^{-1}, \quad r_b \rightarrow R \mu_{lp} / \mu_{ls}, \quad p < s, \quad s \geq 2.$$

В условиях сильной связи пучка с плазмой, противоположных (7), собственные колебания пучка практически не проявляются, и справедливы результаты работы [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Карбушев Н. И., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 7, 1012 (1981).
2. Карбушев Н. И. Кр. сообщ. по физике, ФИАН СССР, № 10, 8 (1984).
3. Карбушев Н. И. Тезисы докл. 5 Всесоюзного симп. по сильноточной электронике. Томск, 1984, ч. 1, с. 243.
4. Карбушев Н. И. Физика плазмы, 11, 1391 (1985).
5. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. Изд. Сов. радио, М., 1973, с. 400.
6. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. Изд. Сов. радио, М., 1970, с. 584.

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ՍԵՓԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԱՐՏԱՀԱՅՏՈՒՄԸ ՎԵՐԻՆ ՀԻՐՐԻԴ ՊԼԱԶՄԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ՀԵՏ ՓՈԽԱԶԴԵԼՈՒ ՀԵՏԵՎԱՆՔՈՎ

Ն. Ի. ԿԱՌՔՈՒՇԵՎ, Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ

Հետազոտված է էլեկտրոնային փնջի սեփական տատանումների ազդեցությունը անկայունության զարգացման ընթացքի վրա բացասական դիսպերսիա ունեցող վերին հիբրիդ պլազմային ալիքի հետ փոխազդելու հետևանքով: Գտնված են կապի և դեպրեսիայի գործակիցները: Ցույց է տրված բացասական զանգվածի տիպի անկայունության զարգացման հնարավորությունը: Գտնված են փնջի սեփական տատանումների էական արտահայտման պայմանները: Որոշված են վերջավոր երկարություն ունեցող ալիքատարում անկայունության զարգացման սահմանային հոսանքները:

ON THE INFLUENCE OF PROPER OSCILLATIONS OF AN ELECTRON BEAM AT ITS INTERACTION WITH UPPER HYBRID PLASMA WAVE

N. I. KARBUSHEV, E. V. ROSTOMYAN

The influence of proper oscillations of an electron beam on the development of instability due to the interaction with upper hybrid plasma wave with negative dispersion is investigated. The coupling and depression coefficients are calculated, and the possibility of the development of negative mass type instability is shown. The conditions are found, under which the proper oscillations of the beam are essential. The threshold currents for the development of instability in a finite length waveguide are determined.