

пов В.И. - Электронная обработка материалов, 1978, № 5, с. 80-82.

[4] Груздев А.В., Крейнделъ Ю.Е., Ремпе Н.Г., Троян О.Е. - ПТЭ, 1985, № 1, с. 140-142.

Рубежанский филиал  
Ворошиловградского  
машиностроительного института

Поступило в Редакцию  
26 мая 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4

26 февраля 1988 г.

### О ВОЗМОЖНОСТИ ПОСТРОЕНИЯ ПРИБЛИЖЕННОЙ АНАЛИТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПЛАЗМОЙ

Н.И. Карбушев, Н.Л. Цинцадзе,  
Г.Г. Чигладзе

Известно, что в процессе взаимодействия электронных пучков малой плотности с плазмой возбуждаются колебания частиц и поля, в результате чего часть кинетической энергии пучка переходит в энергию колебаний. На линейной стадии неустойчивости амплитуда колебаний возрастает экспоненциально во времени, а на нелинейной стадии происходит захват электронов пучка волной и насыщение роста ее амплитуды, причем в определенный момент времени достигается ее максимум. Тогда как линейная стадия неустойчивости хорошо описывается аналитически, для правильного описания нелинейной стадии требуется использование численных методов счета нелинейных усредненных уравнений [1]. Существующие аналитические методы [2-4] дают только грубо приближенные значения установившейся амплитуды поля плазменной волны, существенно отличающиеся от действительного, и не указывают на характер изменения амплитуды во времени.

В настоящей работе построена приближенная аналитическая нелинейная теория взаимодействия моноэнергетичного электронного пучка с холодной электронной плазмой, позволяющая исследовать эволюцию роста амплитуды поля возбуждаемых колебаний во времени вплоть до достижения ею первого максимального значения. Плазма предполагается линейной, а движение электронов пучка находится с помощью метода последовательных приближений путем разложения по степеням амплитуды поля с точностью до третьей степени.

Рассматривается безграничная однородная система с изотропной плазмой и нерелятивистским пучком без начальной модуляции по скорости или плотности. Равновесная плотность электронного пучка  $n_{80}$  мала по сравнению с равновесной плотностью электронов плазмы  $n_{p0}$ , а равновесная скорость пучка равна  $u$ . Предполагается, что в плазме возбуждается монохроматическая ленгмюровская

волна с частотой  $\omega = \omega_p \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{n_{B0}}{2n_{p0}} \right)^{1/3} \right]$  и волновым вектором  $k = \frac{\omega_p}{u}$ , соответствующими максимальному линейному инкременту

нарастания  $\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2} \omega_p \left( \frac{n_{B0}}{2n_{p0}} \right)^{1/3}$ , где  $\omega_p = \left( \frac{4\pi e^2 n_{p0}}{m} \right)^{1/2}$  — ленгмю-ровская частота плазмы,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона.

Для возмущенных величин в предположении линейности движения электронов плазмы справедлива система уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_p}{\partial t} = \frac{e}{m} E, \quad \frac{\partial n_p}{\partial t} + n_{p0} \frac{\partial v_p}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial z} = 4\pi e (n_p + n_B), \\ \frac{\partial v_B}{\partial t} + (u + v_B) \frac{\partial v_B}{\partial z} = \frac{e}{m} E, \quad \frac{\partial n_B}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n_{B0} + n_B)(u + v_B) = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

в которой  $v_{B,p}$  — возмущения скоростей электронов пучка и плазмы,  $n_{B,p}$  — возмущения их плотностей,  $t$  и  $z$  — время и координата в направлении распространения пучка,  $E$  — электрическое поле. Решение системы (1) ищется в виде

$$X = X_1 + X_2 + X_3 + \dots, \quad (2)$$

где  $X_1$  представляет собой хорошо известное в литературе линейное приближение, а  $X_n \sim X_1^n$ .

Во втором приближении достаточно учитывать только вторые гармоники возмущений скорости и плотности электронов пучка, имеющие частоту  $2\omega$  и волновой вектор  $2k$ . В третьем приближении наибольший интерес представляет зависимость электрического поля возбуждаемых колебаний на частоте  $\omega$  от времени. При этом на временах  $t > \gamma^{-1}$  оказывается справедливой формула

$$E(z) = \frac{E_0}{3} e^{\gamma t} \left( 1 - \alpha \frac{E_0^2}{9} e^{2\gamma t} \right) \cos(\omega t - kz) + \alpha \frac{5\sqrt{3}}{13} \frac{E_0^3}{27} e^{3\gamma t} \sin(\omega t - kz), \quad (3)$$

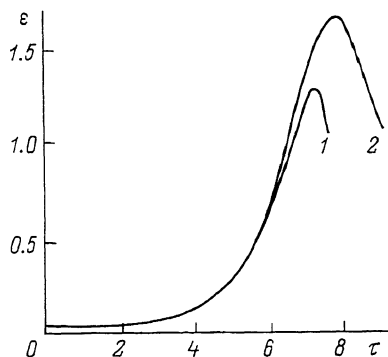
где  $E_0$  — начальная амплитуда поля,

$$\alpha = \frac{13}{576\pi n_{B0} m u^2} \left( \frac{n_{B0}}{2n_{p0}} \right)^{-1/3}. \quad (4)$$

Второе слагаемое в скобках (3) определяет нелинейное насыщение амплитуды волны, а слагаемое, пропорциональное синусу, — нелинейный сдвиг ее фазы. Из формулы (3) следует, что максимальная амплитуда волны, равная

$$E_{max} = \frac{2}{3\sqrt{3}\alpha} = 8\sqrt{\frac{2}{39}} \frac{m}{e} \omega_p u \left( \frac{n_{B0}}{2n_{p0}} \right)^{2/3}, \quad (5)$$

Зависимость амплитуды поля ленгмюровских колебаний в плазменнопучковой неустойчивости от времени, полученная аналитически (1) и с помощью численных методов (2).



достигается в момент времени

$$t_{max} = \frac{1}{\delta} \ln \frac{\sqrt{3}}{E_0 \sqrt{\alpha}} = \frac{2}{\sqrt{3} \omega_p} \left( \frac{n_{80}}{2n_{p0}} \right)^{-1/3} \ln \frac{9E_{max}}{2E_0} \quad (6)$$

Для максимальной же величины отношения плотности энергии плазменных колебаний к начальной кинетической энергии пучка из (5) находим формулу

$$\eta = \frac{E_{max}^2}{4\pi n_{80} m u^2} = \frac{64}{39} \left( \frac{n_{80}}{2n_{p0}} \right)^{1/3} \quad (7)$$

Приведенные на рисунке зависимости безразмерной амплитуды

поля волны  $\epsilon = \frac{eE}{\sqrt{2} m \omega_p u} \left( \frac{n_{80}}{2n_{p0}} \right)^{-2/3}$  от безразмерного времени  $\tau = t \omega_p \left( \frac{n_{80}}{2n_{p0}} \right)^{1/3}$  при начальной амплитуде  $\epsilon_0 = 2^{1/6} \cdot 10^{-2}$

показывают, что формула (3) (кривая 1) дает значение  $\epsilon_{max} = \frac{8}{\sqrt{39}} \approx$

$\approx 1.28$ , заниженное в 1.3 раза по сравнению с получаемым при численном счете нелинейных уравнений [1] (кривая 2). Значение  $t_{max} \approx 7.2$ , следующее из формулы (6), также оказывается заниженным на 0.74 единицы или в 1.1 раза. Занижение величины  $\eta$ , определяемой формулой (7), составляет 1.7 раза. Отметим, что работа [2] дает значение  $\eta$ , заниженное в 2.8 раза, а работа [4] — завышенное в 2.7 раза.

Полученное аналитическое решение (3) предполагает наличие довольно большого отрезка времени, на котором происходит рост амплитуды поля до момента достижения ею первого максимума, то есть  $t_{max} \gg \delta^{-1}$ . Это условие накладывает ограничение сверху на безразмерную амплитуду поля типа  $\epsilon_0 \ll 1$ . Изложенная теория, строго говоря, справедлива в случае  $\epsilon \ll 1$  и не может описать захват электронов пучка возбуждаемой волной [1]. Однако, как

показывает сравнение численных и аналитических результатов, вплоть до значения  $\varepsilon_{max} \sim 1$  формула (3) качественно правильно и количественно удовлетворительно описывает эволюцию амплитуды поля колебаний в процессе развития плазменно-пучковой неустойчивости. Аналогичная аналитическая теория может быть построена и для случая стационарного усиления плазменных волн в пространстве электронным пучком малой плотности.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Онищенко И.Н., Линецкий А.Р., Мациборко Н.Г., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 12, № 8, с. 407-411.
- [2] Ковтун Р.И., Рухадзе А.А. - ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 5, с. 1709-1714.
- [3] Гришин В.К., Шапошникова Е.Н. - ЖТФ, 1982, т. 52, № 6, с. 1106-1113.
- [4] Кузелев М.В., Рухадзе А.А. - Физика плазмы, 1980, т. 6, № 4, с. 792-799.

Тбилисский государственный  
университет

Поступило в Редакцию  
29 апреля 1987 г.  
В окончательной редакции  
9 августа 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4

26 февраля 1988 г.

### ОРТОРОМБИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ В ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ, НАВЕДЕННАЯ КВАЗИОДНООСНЫМ ДАВЛЕНИЕМ

Ф.Г. Барьяхтар, И.П. Величко,  
В.Т. Довгий, А.А. Калкин

В эпитаксиальных феррит-гранатовых пленках, используемых для создания ЗУ на ЦМД, существуют различного типа напряжения, влияние которых на статические и динамические параметры мало изучено. Напряжения различного происхождения и конфигураций возникают при создании различных управляющих структур, рассогласования кристаллических решеток пленки и подложки. Недостаточно полно изучены механизмы возникновения одноосной анизотропии, наклона оси легкого намагничивания (ОЛН) и ромбической анизотропии.

В настоящей работе изучено влияние внешнего квазиодноосного давления, приложенного в плоскости пленки, на компоненты анизотропии, присущие феррит-гранатовым пленкам. Исследования прове-