КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 533.9.01 : 530.18

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

А. Н. Кондратенко, В. М. Куклин, В. И. Ткаченко

Известно, что при распространении в среде пучка заряженных частиц развиваются неустойчивости, в результате которых быстро возрастают амплитуды электромагнитных колебаний. Если в отсутствие пучка уровень поглощения энергии этих колебаний в среде достаточно велик, то рассматриваемые неустойчивости являются диссипативными [1]. Диссипативные неустойчивости в плазменно-пучковых системах изучались в многомодовом режиме, т. е. когда спектр колебаний по волновым числам в системе можно было считать практически непрерывным [2, 3]. Такие неустойчивости существенно отличаются от бездиссипативных и прежде всего тем, что основные потери энергии пучка поглощаются средой, а энергия, запасенная в колебаниях, незначительна Срыв неустойчивости происходит за счет размытия функции распределения электронов пучка в пространстве скоростей.

Однако, если спектр колебаний, возбуждаемых при неустойчивости, представлен только одной монохроматической волной, характер развития диссипативной неустойчивости будет иной Причем, как будет показано ниже, диссипативная пучковая неустойчивость относительно возбуждения монохроматической волны существенно отличается от бездиссипативной [4].

Для определенности рассмотрим диссипативную неустойчивость пучка электронов малой плотности в плазме относительно возбуждения ленгмюровских колебаний. Система уравнений в этом случае имеет следующий вид:

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\tau} = -\frac{\mu}{\varepsilon^{1/3}}\mathcal{E} + I_1 - \mu I_2; \tag{1}$$

$$\mathcal{E}\frac{d\alpha}{d\tau} = \frac{\mu^2}{\varepsilon^{1/3}}\mathcal{E} + I_2 + \mu I_1; \tag{2}$$

$$2\pi\frac{d\zeta}{d\tau} = \nu; \tag{3}$$

$$\frac{d\nu}{d\tau} = -\mathcal{E}\sin[2\pi\zeta + \alpha], \tag{4}$$

где $\mu = \frac{\nu_e}{2\Omega_p}$, ν_e — эффективная частота столкновений электронов плазмы*, остальные обозначения соответствуют принятым в работе [4]. Укороченные уравнения (1)—(4) получены с точностью до членов первого порядка малости относительно параметров $\varepsilon^{1/3} \ll 1$ и $\mu \ll 1$. Отличия (1)—(4) от уравнений, рассмотренных в [4], определяются членами, пропорциональными параметру μ. Система уравнений (1)—(4) интегрировалась на ЭВМ для 101 частицы модифицированным предиктор-корректор методом Хемминга при следующих условиях: $k = \frac{\Omega_p}{v_0}$, $\mathcal{E}_0 = 10^{-2}$, $\varepsilon^{1/3} = 10^{-2}$, $\theta = \mu\varepsilon^{-1/3}$ — изменялось в пределах от нуля до 10.

* Если не конкретизировать характер среды, в которой распространяется пучок, то μ — есть отношение декремента затухания к частоте колебаний среды в отсутствие пучка.

Включение диссипации колебаний ($\mu \neq 0$) приводит к тому, что суммарная энергия частиц пучка и колебаний с развитием неустойчивости убывает со временем. С увеличением μ возрастает время развития неустойчивости и уменьшаются достижимые максимальные значения амплитуды колебаний. На рис. 1 показана зависимость максимальной амплитуды $\mathcal{E}_{max}$ и инкремента γ начальной стадии развития неустойчивости от значений параметра θ. Пунктирная кривая характеризует скорость потерь энергии пучка в относительных единицах для развитой неустойчивости. Наиболее эффективно среда поглощает энергию пучка при значениях параметра $\theta \sim 3 \div 5$. При малых и больших значениях θ потери энергии пучка незначительны.

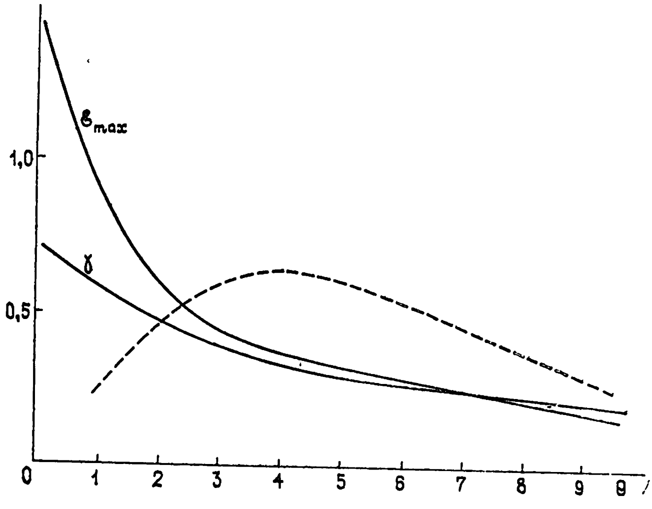

Рис. 1.

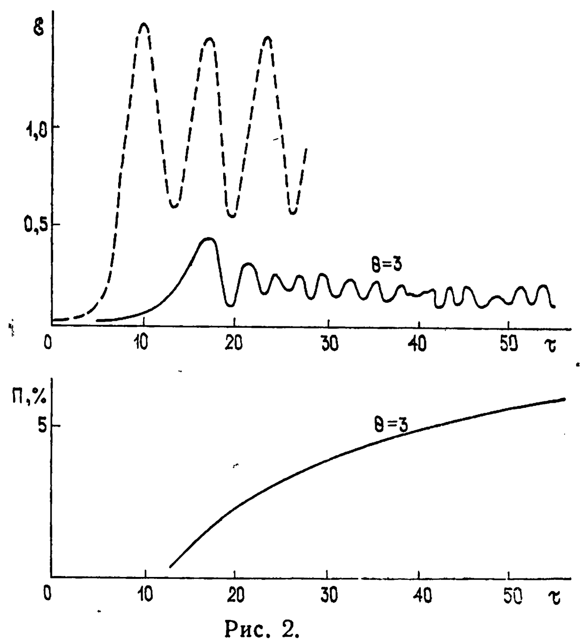

Рис. 2.

В первом случае — вследствие слабого поглощения энергии колебаний плазмой, во втором — вследствие того, что энергия колебаний мала. На рис. 2 показана зависимость амплитуды колебаний (верхняя кривая) и потерь энергии П (%) (нижняя кривая) от времени. Для сравнения приведена зависимость амплитуды колебаний от времени для случая бездиссипативной неустойчивости $\mu = 0$ (пунктирная кривая).

Особенностью рассматриваемой диссипативной неустойчивости является относительно слабое изменение амплитуды колебаний в процессе неустойчивости и, как следствие этого, практически линейный рост со временем потерь энергии пучка Энергия, запасенная в колебаниях, так же, как и в случае многомодовых неустойчивостей, незначительна [2, 3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Б. Кадомцев, А. Б. Михайловский, А. В. Тимофеев, ЖЭТФ, 47, 6 (1964).
2. В. У. Абрамович, В. И. Шевченко, ЖЭТФ, 62, 1386 (1972).
3. А. Н. Кондратенко, В. М. Куклин, В. И. Ткаченко, УФЖ, 11, 1882 (1976).
4. Н. И. Онищенко, А. Р. Линецкий, Н. Г. Мациборко, В. Д Шапиро, В. И. Шевченко, Письма в ЖЭТФ, 12, 407 (1970).

Харьковский государственный университет

Поступила в редакцию 11 октября 1977 г.

УДК 538.56 : 519 25

О ВЛИЯНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ НА СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНЫ В СРЕДЕ С ПЛАВНЫМИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫМИ ФЛУКТУАЦИЯМИ

В. Г. Гавриленко, В. Н. Конков, Н. А. Чурилина

Вопросы распространения волн в турбулентных средах давно привлекают внимание многих исследователей. В последнее время возрос интерес к анализу влияния временных пульсаций среды на характеристики волн (см., например, [1]). В большинстве существующих работ флуктуирующая среда считалась непоглощающей. Между тем, в практических задачах часто нельзя пренебречь затуханием волн. В этих случаях возникает вопрос о влиянии поглощения на флуктуации параметров волны в хаотически неоднородной среде.

В данной работе рассматривается распространение электромагнитной волны в турбулентной поглощающей среде с плавными пространственно-временными неоднородностями.

Используя метод геометрической оптики для нестационарных сред [2], представим напряженность электрического поля волны в виде

$$E(\boldsymbol{r}, t) = \tilde{E}(\boldsymbol{r}, t)\, e^{i\tilde{\varphi}(\boldsymbol{r}, t)}, \tag{1}$$

где $\tilde{\varphi}(\boldsymbol{r}, t) = \varphi(\boldsymbol{r}, t) + i\psi(\boldsymbol{r}, t)$ — комплексная фаза, $\tilde{E}(\boldsymbol{r}, t)$ — комплексная медленно-меняющаяся по сравнению с фазой амплитуда. В нулевом приближении геометрической оптики, т. е. пренебрегая производными от амплитуды, можно обычным образом получить уравнение эйконала, которое в поглощающей среде является комплексным [3]:

$$c^2\tilde{k}^2 = \tilde{\omega}^2\tilde{n}^2(\tilde{\omega}, p), \tag{2}$$

где $\tilde{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}, t) = \boldsymbol{k} - i\boldsymbol{q} = -\nabla\tilde{\varphi}$ и $\tilde{\omega}(\boldsymbol{r}, t) = \omega + i\gamma = \frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial t}$ — локальный комплексный волновой вектор и локальная комплексная частота, $\tilde{n} = n - i\varkappa$ — комплексный показатель преломления рассматриваемой нормальной волны, $p(\boldsymbol{r}, t)$ — переменный параметр, характеризующий свойства среды, c — скорость света в вакууме.

Как и для непоглощающих сред [2, 4], удобно перейти к уравнениям переноса. Будем считать флуктуации в среде малыми

$$p(\boldsymbol{r}, t) = p_0 + p_1(\boldsymbol{r}, t), \quad |p_1| \ll p_0. \tag{3}$$

Тогда можно представить все искомые величины в виде рядов по малому параметру p_1/p_0. В первом приближении уравнение переноса для частоты имеет вид

$$\frac{\partial\tilde{\omega}_1}{\partial x} + \frac{1 - i\beta}{u}\frac{\partial\tilde{\omega}_1}{\partial t} = (a - ib)\frac{\partial p_1}{\partial t}, \tag{4}$$