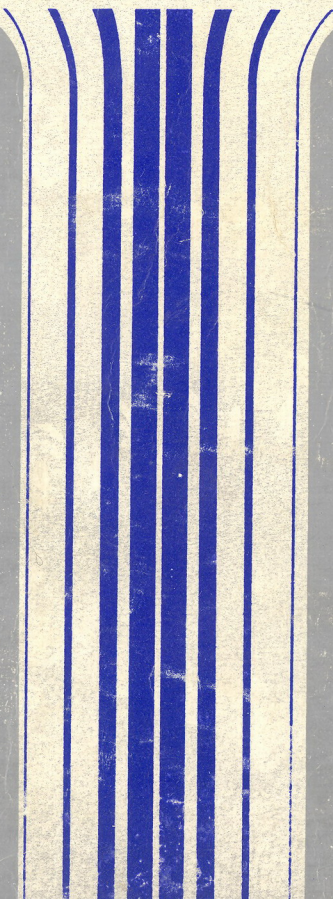


**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
СИЛЬНЫХ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН  
С БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ  
ПЛАЗМОЙ**



АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
СИЛЬНЫХ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН  
С БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ  
ПЛАЗМОЙ**

Сборник научных  
трудов

Горький-1980

Издано по решению Редакционно-издательского  
совета Института прикладной физики АН СССР

УДК 533.951

Сборник содержит обзорные статьи, посвященные одной из актуальных проблем физики плазмы – теоретическому и экспериментальному исследованию сильной ленгмюровской турбулентности, возбуждаемой в плотной бесстолкновительной плазме под действием интенсивного излучения.

Рассматриваются вопросы теории модуляционной неустойчивости ленгмюровских колебаний, динамики сильной ленгмюровской турбулентности и самовоздействия излучения в однородной плазме, деформации профиля плотности и резонансного поглощения сильных электромагнитных волн в неоднородной плазме. Результаты теоретического исследования дополнены обзором модельных микроволновых экспериментов по воздействию электромагнитных волн на изотропную плазму.

Материалы сборника могут представить интерес для широкого круга специалистов, занимающихся взаимодействием электромагнитного излучения с веществом, а также нелинейными эффектами в лабораторной и космической плазме.

#### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А.Г.ЛИТВАК – д.ф.-м.н.(отв.редактор), В.А.МИРОНОВ – к.ф.-м.н.(зам.отв.редактора), Е.В.СУВОРОВ – к.ф.-м.н., Г.М.ФРАЙМАН – к.ф.-м.н., Н.А.ГОРОДЕЦКАЯ (отв.секретарь).

© Институт прикладной физики АН СССР, 1980г.

## ОТ РЕДАКТОРА

Проблема взаимодействия сильных электромагнитных волн с плазмой принадлежит к числу наиболее активно разрабатываемых проблем физики плазмы. Интерес к ней диктуется, в первую очередь, разнообразными приложениями, связанными с высокочастотным и лазерным нагревом плазмы, в частности, с исследованиями импульсных термоядерных реакций, инициируемых лазерным излучением. Не менее важным является и принципиальное значение этой проблемы, так как взаимодействие интенсивного излучения с плазмой сопровождается возникновением ряда фундаментальных нелинейных явлений, таких как параметрические неустойчивости плазмы, деформация профиля плотности плазмы под действием ponderomotive силы, образование самосогласованных распределений плазмы и поля — кавитонов, возбуждение сильной плазменной турбулентности, генерация потоков быстрых частиц и квазистационарных магнитных полей и т.д. Изучение этих явлений необходимо и для многих других разделов физики плазмы.

Настоящий сборник посвящен одному из ключевых вопросов проблемы взаимодействия интенсивных электромагнитных волн с плазмой — исследованию процессов резонансного возбуждения ленгмюровских колебаний плазмы электромагнитным излучением, приводящих к возникновению сильной ленгмюровской турбулентности и бесстолкновительному поглощению мощного излучения.

Основное содержание сборника составляют приглашенные обзорные статьи по теории резонансного взаимодействия излучения с плазмой. Эти статьи можно условно разбить на две группы. В первую входят два обзора, посвященных теории



модуляционной неустойчивости ленгмюровских колебаний и сильной ленгмюровской турбулентности в однородной плазме. Результаты этих работ справедливы и для описания процессов в плавно неоднородной плазме в поле  $\mathcal{E}$  - поляризованной электромагнитной волны.

Вторая группа включает три работы, в которых рассматривается влияние нелинейных эффектов на возбуждение ленгмюровских колебаний полем  $\rho$  - поляризованной электромагнитной волны, наклонно падающей на неоднородный плазменный слой. В первой из статей рассмотрены стационарные нелинейные модели взаимодействия, во второй - динамика взаимодействия во внешнем квазистатическом высокочастотном поле, в третьей - исследуется динамика резонансного взаимодействия электромагнитной волны с протяженным слоем плазмы.

Специфические особенности рассматриваемой проблемы связаны с тем, что в большинстве практически интересных случаев невозможно использование хорошо развитого аппарата теории слабой турбулентности плазмы, так как нелинейность приводит к существенному искажению дисперсионных характеристик плазменных колебаний. Кроме того, при взаимодействии плазмы с когерентным излучением нелинейные процессы зачастую имеют динамический характер, так что приходится иметь дело с исследованием динамических нелинейных уравнений в частных производных. Все представленные теоретические работы базируются на едином физическом подходе, связанном с отказом от исследования системы уравнений бесстолкновительной плазмы и переходом к рассмотрению сравнительно простых физических моделей, описываемых усредненными по периоду высокочастотных колебаний уравнениями поля и квазигидродинамики плазмы. Сложность проблемы, по-видимому, является причиной того, что наряду с общностью подхода в ряде статей сборника при рассмотрении некоторых физических моделей делаются в известной мере противоположные допущения, иногда субъективной оказывается и оценка степени строгости и доказанности принципиально важных утверждений. Учитывая, что для истинного сближения точек зрения и, в частности, для определения условий применимости конкретных результатов необходимо исследование более сложных моделей, редколлегия решила не

добиваться полного "примирения" сторон и даже приветствовала дискуссионную направленность некоторых статей. Мы надеемся, что это позволит читателю составить более полное представление не только о достигнутых успехах в исследовании проблемы, но и о существующих трудностях и противоречиях .

Хотя к настоящему времени опубликовано достаточно большое число обзоров и даже монографий, посвященных описанию экспериментов по взаимодействию электромагнитных волн с плазмой, мы сочли также целесообразным дополнить теоретические статьи специальным обзором, в котором сделана попытка сформулировать результаты модельных СВЧ экспериментов, наиболее важные для построения общей физической картины взаимодействия.

А.Г.Литвак

# СИЛЬНАЯ ЛЕНГМЮРОВСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И ЕЕ МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ

А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема турбулентности, т.е. описание стохастического взаимодействия большого числа "движений" различных масштабов, является центральной для многих разделов физики-газодинамики, теории жидкости, плазмы. Характер турбулентности существенным образом зависит от дисперсии образующих ее волн, т.е. от зависимости фазовой скорости от длины волн. В отсутствие дисперсии, например, для звуковых волн, основной тип нелинейных движений - это простые волны или волны Римана, в которых нелинейность проявляется в укрупнении и опрокидывании фронта волны. Еще один пример недиспергирующей среды - несжимаемая жидкость.

Турбулентность в такой среде может быть представлена как наложение вихрей различных масштабов. Нелинейные процессы приводят к непрерывному дроблению масштабов вихрей, происходящему до подключения вязкости.

В средах с дисперсией (плазма, волны на воде) по мере роста крутизны волнового фронта важную роль начинают играть дисперсионные эффекты. Дисперсия останавливает укрупнение, так как высшие гармоники, образующиеся за счет нелинейности, движутся со скоростью.

отличной от скорости движения основной волны. Турбулентность в таких средах можно рассматривать как результат суперпозиции и взаимодействия установившихся волновых движений, вообще говоря, нелинейных.

Теория нелинейных волн в диспергирующих средах изложена в обзорной статье Р.З.Сагдеева [1].

Еще одна важная особенность волн в плазме связана с тем обстоятельством, что в динамике таких волн существенную роль играет взаимодействие с резонансными частицами — излучение, поглощение, рассеяние на частицах. Такое взаимодействие в равновесной плазме является причиной бесстолкновительного затухания волн (затухания Ландау). Подробнее об этом вопросе см. [2].

Если  $\epsilon$  амплитуда волн в плазме достаточно мала, то произвольные волновые движения можно представить в виде суперпозиции волновых мод линейной теории. Амплитуда этих волн медленно меняется со временем в результате взаимодействия между ними — рассеяния волн на волнах и на частицах. Такой подход принято называть слабой турбулентностью. В настоящее время теорию слабой турбулентности можно считать завершенной. Обзор современного состояния теории дан А.А.Галеевым и Р.З.Сагдеевым [3].

Теория слабой турбулентности, однако, не является замкнутой. Это обстоятельство проще всего пояснить на примере турбулентности ленгмюровских волн — высокочастотных колебаний плотности заряда в плазме, которым посвящен настоящий обзор. В теории слабой ленгмюровской турбулентности имеется известный парадокс образования конденсата плазменных колебаний. Суть парадокса состоит в следующем [3]. В отличие от гидродинамической турбулентности, в которой нелинейное взаимодействие приводит к непрерывному дроблению масштабов, в слабой турбулентности ленгмюровских волн основные нелинейные процессы приводят к потоку энергии в область длинных масштабов, т.е. больших фазовых скоростей. В этой области в бесстолкновительной плазме отсутствуют механизмы поглощения волновой энергии. Непрерывный приток энергии в длинноволновую плазмен-

ную турбулентность (например, за счет неустойчивости пучка в плазме, либо за счет параметрической неустойчивости мощной электромагнитной волны) и отсутствие эффективных механизмов стока обуславливают накопление длинноволновых плазмонов — квантов плазменных колебаний и образование их конденсата в области малых волновых чисел  $k \approx 0$ .

Рассматривался ряд схем решения этого парадокса в рамках слабой турбулентности, например, за счет нелинейной трансформации длинноволновых плазмонов в электромагнитное излучение, однако все эти схемы не обла- дают должной степенью универсальности.

### Модуляционная неустойчивость

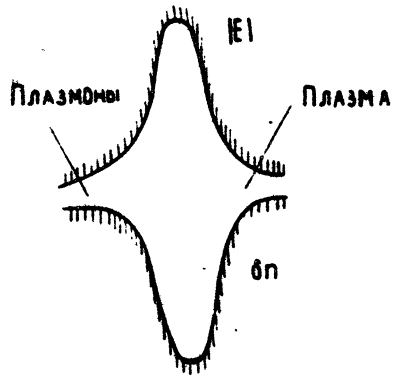
Реальный путь решения парадокса был предложен Галеевым, Ораевским и Сагдеевым [4]. Он основан на использовании модуляционной неустойчивости интенсивных плазменных колебаний и обусловленного такой неустойчивостью механизма диссипации плазмонов.

Еще в 1964 г. Веденов и Рудаков [5] показали, что достаточно интенсивный газ плазмонов неустойчив относительно вариаций плотности газа. Физический механизм возникновения неустойчивости весьма прост и поясняется рис. 1. В местах скопления плазмонов плазма выталкивается под действием силы высокочастотного давления. Образующиеся при этом вариации плотности плазмы — квазинейтральны и изменяются со временем, определяемым инерцией ионов, т.е. достаточно медленно.

Уравнения движения плазмонов на фоне таких вариаций плотности могут быть записаны в гамильтоновой форме

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\partial \omega_{\vec{k}}}{\partial \vec{k}}, \quad \frac{d\vec{k}}{dt} = - \frac{\partial \omega_{\vec{k}}}{\partial \vec{r}}. \quad (1.1.)$$

В этих уравнениях  $\omega_{\vec{k}} = \omega_p(\vec{r}) \left(1 + \frac{3}{2} k^2 r_{De}^2\right)$  — частота плазмонов,  $\omega_p(\vec{r}) = [4\pi e^2 n(\vec{r})/m]^{1/2}$  — локальная ленгмювская частота,  $r_{De} = \sqrt{T/4\pi e^2 n_0}$  — дебаевский радиус. Из (1.1.) следует, что в местах провала плотности плазмы — кавернах — образуются потенциальные ямы для плазмонов. В результате в кавернах происходит дальней-



Р и с. 1

шее нарастание плотности плазмонов, углубление ям плотности и, таким образом, развивается неустойчивость автомодуляции распределения плазмонов. Следуя Р.З.Сагдееву [6], качественный анализ неустойчивости можно провести, не прибегая к громоздким решениям дисперсионных уравнений. Действительно, рассмотрим равновесный газ плазмонов. По аналогии с максвелловским распределением частиц по скоростям

$$f(\vec{v}) = n_0 (m/2\pi T)^{3/2} \exp(-m v^2/2T)$$

можно записать следующий закон распределения плазмонов по волновым числам

$$N(\vec{k}) = N_0 (1/2\pi \langle k^2 \rangle)^{3/2} \exp(-k^2/2 \langle k^2 \rangle), \quad (1.2)$$

где  $N_0$  — равновесная плотность плазмонов,  $\sqrt{\langle k^2 \rangle}$  — дисперсия волновых чисел. Пусть теперь в плазме, в которой возбуждены ленгмюровские колебания, возникло возмущение плотности  $\delta n(t, \vec{r})$ . Если такое возмущение является достаточно медленным, то плазмоны на его фоне приобретают квазистатическое распределение

$$N(\vec{k}) = N_0 (1/2\pi \langle k^2 \rangle)^{3/2} \exp\left(-\frac{k^2}{2 \langle k^2 \rangle} - \frac{1}{6} \frac{1}{\langle k^2 \rangle v_{De}^2} \frac{\delta n}{n_0}\right), \quad (1.3)$$



которое является очевидным аналогом больцмановского распределения частиц в силовом поле  $\psi(\vec{r})$

$$f(\vec{v}) = n_0 (m/2\pi T)^{3/2} \exp\left[-\frac{mv^2}{2T} - \frac{\psi(\vec{r})}{T}\right].$$

Эта аналогия становится очевидной, если учесть, что при на лчим вариации плотности  $\delta n(\vec{r})$  энергия отдельного плазмона

$$\omega_{\vec{k}} = \omega_{\beta 0} \left(1 + \frac{3}{2} k^2 v_{De}^2 + \frac{\delta n}{2n_0}\right). \quad (1.4)$$

$\omega_{\beta 0}$  - ленгмюровская частота, соответствующая невозмущенной плотности плазмы, т.е. постоянный уровень, от которого отсчитывается энергия плазмона. Два последующих слагаемых в этой формуле имеют смысл кинетической и потенциальной энергии плазмона.

Из формулы (1.3) следует, что в местах провала плотности плазмы  $\delta n < 0$  нарастает плотность плазмонной энергии, а следовательно, и высокочастотное давление

$$\begin{aligned} \mathcal{P}^{HF} &= \mathcal{P}_0^{HF} \exp\left(-\frac{1}{6} \frac{1}{\langle k^2 \rangle v_{De}^2} \frac{\delta n}{n_0}\right) = \mathcal{P}_0^{HF} \left(1 - \frac{1}{6} \cdot \right. \\ &\quad \left. \cdot \frac{\delta n}{n_0} \frac{1}{\langle k^2 \rangle v_{De}^2}\right), \end{aligned}$$

где  $\mathcal{P}_0^{HF}$  - равновесное значение высокочастотного давления. Как уже отмечалось выше, это и является причиной неустойчивости.

Суммарное давление в плазме складывается из газокинетического и высокочастотного, поэтому

$$\delta \mathcal{P} = \delta n \left( T - \frac{\mathcal{P}_0^{HF}}{n_0} \frac{1}{\langle k^2 \rangle v_{De}^2} \right). \quad (1.5)$$

В том случае, когда при увеличении концентрации плазмы суммарное давление нарастает  $(\delta \mathcal{P} / \delta n) > 0$ , возмущения

плотности имеют характер звуковых волн, распространяющихся со скоростью  $\frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{1}{m_i} \frac{\delta \mathcal{P}}{\delta n}}$ . Если же  $(\delta \mathcal{P} / \delta n) < 0$ ,

Звуковые волны переходят в аperiodическую неустойчивость, приводящую к растущей со временем модуляции плотности плазмы и пространственного распределения плазмонов. Условие возникновения неустойчивости, таким образом, имеет вид

$$\frac{q_e^{HF}}{n_e T} > b < k^2 > \tau_{De}. \quad (1.6)$$

При значительном превышении порога неустойчивости инкремент роста амплитуды равен

$$\gamma \approx k \sqrt{\left| \frac{\delta q}{\delta n} \right| \frac{1}{m_i}} \approx \omega_p \sqrt{\frac{m_e}{2m_i} \frac{q_e^{HF}}{3n_e T}}, \quad (1.7)$$

Наконец, для применимости использованного в проведенном рассмотрении квазистатического распределения плазмонов (1.3) необходимо, чтобы скорость роста возмущений  $\gamma/k$  оставалась существенно меньше скорости плазмонов  $\frac{1}{2} k \tau_{De}^2 \omega_p$ . Комбинируя формулы (1.6) и (1.7), нетрудно показать, что это условие выполняется для достаточно интенсивного газа плазмонов

$$\frac{q_e^{HF}}{n_e T} \gg \frac{m_e}{m_i}. \quad (1.8)$$

### Основные уравнения и законы сохранения

Простая и в достаточной степени универсальная система уравнений, описывающих модуляционную неустойчивость, была получена В.Е.Захаровым [7] путем усреднения гидродинамических уравнений плазмы по быстрому временному масштабу периода плазменных колебаний  $1/\omega_p$ . В настоящей статье рассмотрим колебания плотности заряда в изотропной плазме. В этом случае, вводя в рассмотрение комплексную амплитуду  $\vec{E}_p(t, \vec{r})$  электрического поля ленгмюровских колебаний  $\vec{E}_p$ :

$$\vec{E}_p = \frac{1}{2} \vec{E}(t, \vec{r}) e^{-i\omega_p t} + \text{к.л.}, \quad (1.9)$$

можем записать для  $\vec{E}(t, \vec{r})$  следующее уравнение:

$$\operatorname{div} \left( -\frac{1}{i} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{3}{2} \omega_{pe} \tau_{pe}^2 \nabla \operatorname{div} \vec{E} - \omega_{pe} \frac{\delta n}{2 n_0} \vec{E} \right) = 0. \quad (1.10)$$

В этом уравнении второе и третье слагаемые учитывают смещение частоты плазмонов за счет пространственной дисперсии ленгмюровских колебаний и медленных вариаций плотности (см. (1.4)).

Квазинейтральные вариации плотности плазмы  $\delta n(t, \vec{r})$  описываются уравнением ионнозвуковых колебаний с вынуждающей силой, обусловленной давлением плазмонов

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{I_e + I_i}{m_i} \Delta \right) \delta n = \frac{1}{16\pi m_i} \Delta |\vec{E}|^2, \quad (1.11)$$

$\Phi^{HF} = \frac{|\vec{E}|^2}{16\pi}$  - давление газа плазмонов. Более подробный вывод системы уравнений (1.10), (1.11), являющейся основной при исследовании сильной ленгмюровской турбулентности, можно найти в [7].

В отсутствие поля накачки (задача о динамике начального распределения плазмонов) уравнения (1.10), (1.11) имеют интегралы, соответствующие законам сохранения полного числа ленгмюровских квантов, импульса и энергии взаимодействующих колебаний, отсчитанной от уровня  $\omega_{pe} I_0$

$$I_0 = \frac{1}{8\pi \omega_{pe}} \int |\vec{E}|^2 d\vec{r}, \quad (1.12)$$

$$I_1 = \frac{i}{2} \left[ (\vec{E} \operatorname{div} \vec{E}^* - \vec{E}^* \operatorname{div} \vec{E}) d\vec{r} + 8\pi m_i \omega_{pe} \int \delta n \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} d\vec{r} \right], \quad (1.13)$$

$$I_2 = 3\tau_{pe}^2 \left[ \int |\operatorname{div} \vec{E}|^2 d\vec{r} + \int \frac{\delta n}{n_0} |\vec{E}|^2 d\vec{r} + 4\pi n_0 m_i \int \left[ \left( \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)^2 + \frac{I_e + I_i}{m_i} (\operatorname{div} \vec{E})^2 \right] d\vec{r} \right], \quad (1.14)$$

где  $\vec{\xi}$  - вектор смещения частиц в низкочастотных колебаниях  $\text{div } \vec{\xi} = -\delta n/n_0$ .

Постоянно действующую длинноволновую накачку, инициирующую плазменную турбулентность, естественно ввести с помощью условия

$$\langle \vec{E} \rangle = \vec{E}_0 \exp(-i\Omega t). \quad (1.15)$$

В этом условии скобки соответствуют усреднению по объему плазмы,  $\vec{E}_0$  - постоянная во времени амплитуда накачки,  $\Omega = \omega - \omega_{p0}$  - "расстройка" между частотой волны накачки и плазменной. Приведенное условие означает, что в стационарных условиях диссипация энергии длинноволновой накачки в турбулентность компенсируется источником, например, непрерывно падающей на плазму электромагнитной волной. Возможность введения накачки с помощью условия (1.15) основана на естественном разделении пространственных масштабов в задаче о плазменной турбулентности, инициируемой электромагнитной волной - макроскопического масштаба порядка электромагнитной длины волны  $c/\omega$  и микроскопического масштаба плазменной турбулентности  $v_T/\omega_p$ . Более подробно этот вопрос обсуждается в разд.4 настоящего обзора (см.с.30.)

При наложении условия (1.15) сохраняются только интегралы  $I_1, I_2$ , а вместо  $I_0$  имеем уравнение, определяющее изменение числа ленгмюровских квантов под действием накачки

$$\frac{d}{dt} \int |\vec{E}|^2 d\vec{r} = i \frac{\omega_m}{2n_0} \vec{E}_0 e^{i\Omega t} \int \delta n \vec{E} d\vec{r} + \text{к.с.} \quad (1.16)$$

В квазистационарной турбулентности приток энергии в турбулентность компенсируется затуханием ленгмюровских и звуковых колебаний на частицах. Такое затухание описывается добавлением в левые части уравнений (1.10), (1.11) слагаемых  $-\frac{1}{i} \hat{r} E, \hat{r} \frac{d\delta n}{dt}$ . Декременты затухания - сложные функционалы функций распределения резонансных с колебаниями частиц, их конкретный вид зависит от механизма затухания.

Система уравнений (1.10), (1.11) описывает, в част-

ности, параметрическое взаимодействие высокочастотных и низкочастотных колебаний, приводящее к хорошо известному распаду ленгмюровской волны на ленгмюровскую и звук (см. [3]). При таком распаде часть энергии исходных ленгмюровских колебаний уносится квантами ионного звука, и распад, как обычно в слабой турбулентности, приводит к перекачке ленгмюровской энергии в длинноволновую часть спектра.

Для достаточно большой интенсивности плазменных волн существенным оказывается другой эффект, также описываемый уравнениями (1.10), (1.11), а именно рефракция плазмонов на неоднородностях плотности, созданных низкочастотными движениями плазмы. При глубокой модуляции плотности

$$\frac{\delta n}{n_0} \gg 3 k^2 v_{De}^2 \quad (1.17)$$

плазмоны оказываются запертыми в областях пониженной плотности (кавернах) и дальнейшее вытеснение плазмы из каверн сопровождается коротковолновой перекачкой запертых плазмонов. Оценивая глубину модуляции плотности в образующихся кавернах из баланса давлений  $\delta n \sim (1/T) \delta P$ , получим из (1.17) условие возникновения модуляционной неустойчивости (1.6).

При исследовании модуляционной неустойчивости весьма полезной оказалась аналогия с явлением самофокусировки вольтовых пакетов [8, 9]. Самофокусировка возникает при распространении мощного луча лазера в оптически прозрачной среде и связана с нелинейным изменением показателя преломления. В тех случаях, когда показатель преломления  $N$  увеличивается с ростом амплитуды, скорость движения волнового фронта в его центральной части оказывается меньше, чем на краях. Волна становится сходящейся, и энергия волны фокусируется к центру. В качестве примера среды, в которой возможна самофокусировка, можно привести изотропную плазму с показателем преломления  $N(\omega) = \sqrt{1 - (\omega_p^2 / \omega^2)}$ .

Нелинейное изменение такого показателя преломления обусловлено вытеснением частиц плазмы силой высокочастотного давления, и легко видеть, что показатель

преломления растет с ростом амплитуды волны.

Аналогия с модуляционной неустойчивостью очевидна с той лишь разницей, что в модуляционной неустойчивости вследствие отсутствия выделенной системы отсчета зарождение каверн происходит во всем объеме плазмы, в то время как при самофокусировке "затягивание" волн происходит только в центральной части волнового фронта.

### Коллапс ленгмюровских волн

Основной нелинейный эффект в модуляционной неустойчивости — захват плазмонов в каверны — не может быть описан в рамках слабой турбулентности, т.е. в приближении слабой связи мод. Отсюда происхождение самого термина — сильная плазменная турбулентность. Последовательную теорию сильной турбулентности удалось сформулировать в работах [10, 11] на основе идеи В.Е.Захарова [7] о коллапсе ленгмюровских волн.

Захаров построил решение, описывающее динамику каверны с запертыми в ней плазмонами. В этом решении локализация электрического поля в каверне и вытеснение из нее плазмы сопровождается уменьшением характерного размера каверны вместе с длиной волны запертых плазмонов

$$l \sim \frac{1}{k} \sim \frac{1}{\sqrt{|\delta n|}} \quad (1.18)$$

и, как следствие, еще большей локализацией ленгмюровской энергии. Тогда рост амплитуды поля в каверне и углубление ямы плотности носит характер скачка, и в математическом решении за конечное время достигается особенность  $|\delta n| \rightarrow \infty$ ,  $l \rightarrow 0$ . Фактически это означает, что схлопывание — коллапс каверны — продолжается до тех пор, пока не достигаются столь малые размеры каверны и длин волн запертых в ней плазмонов, при которых становится существенной диссипация ленгмюровской энергии. Можно привести принадлежащие Р.З.Сагдееву простые соображения, которые иллюстрируют возможность коллапса при различной геометрии каверн. Эти соображения основываются на соотношении (1.17) между



длиной волны запертых плазмонов и глубиной модуляций плотности и инварианте  $I_0$ , примененном к изолированной каверне (постоянство числа запертых в ней плазмонов).

Из последнего условия следует, что при схлопывании высокочастотное давление в центре каверны возрастает обратно пропорционально её объему  $|E|^2 \sim 1/r^3$  ( $\xi = 1, 2, 3$  — размерность каверны). В то же время для схлопывания необходимо преодолеть давление вытесняемой из каверны плазмы (так же, как в формуле (1.5), высокочастотное давление плазмонов является фактором, приводящим к модуляционной неустойчивости и к углублению ям плотности, в то же время как газокINETическое давление играет стабилизирующую роль). ГазокINETическое давление  $\delta n T$  при схлопывании меняется как  $1/r^2$ . Поэтому в одномерном случае при некотором  $r$  обязательно установится баланс давлений, и схлопывание прекратится. В этом случае модуляционная неустойчивость приводит к образованию солитонов — статических ям плотности с ленгмюровским наполнением [12]. При  $\xi = 2$  возможность коллапса зависит от начальных условий — если вначале высокочастотное давление превышало газокINETическое, то в дальнейшем процесс коллапса не остановить. И, наконец, в трехмерном случае коллапс представляется неизбежным — каверны с плазмонами схлопываются со все возрастающей скоростью вплоть до достижения малых размеров, при которых становится существенной диссипация ленгмюровской энергии.

### Сильная ленгмюровская турбулентность

В интенсивном газе плазмонов за счет модуляционной неустойчивости рождается большое число случайным образом ориентированных каверн, находящихся на различной стадии схлопывания. Теория сильной ленгмюровской турбулентности, описывающая соответствующее состояние плазмы, включает в себя три основных элемента: рождение плазменных колебаний из накачки в длинноволно-

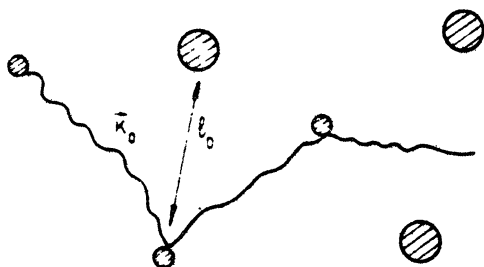
вой области источника, простирающейся вплоть до масштабов, лежащих на пороге модуляционной неустойчивости (16)  $k_0 \approx \frac{1}{v_{g0}} \sqrt{W/nT} (W = |E|^2/8\pi - \text{энергия плазменных колебаний})$ , перекачку возникших плазмонов к еще более коротким масштабам и их последующее поглощение.

Диссипация энергии накачки в длинноволновой области источника в значительной степени аналогична стохастическому нагреву [13] и связана с тем, что длинноволновые плазмоны, рождающиеся из волны накачки, сбивают свою фазу при рассеянии на флуктуациях плотности в кавернах (рис. 2), эффективная частота рассеяния

$$v_{eff} \sim v_{g0}/l_0 \sim \omega_p W/nT$$

( $l_0 \sim 1/k_0$ ,  $v_{g0} \sim k_0 v_{Te}^2 \omega_p$  - групповая скорость плазмонов) определяет скорость диссипации.

Р и с . 2



Коротковолновая перекачка плазменных колебаний осуществляется за счет коллапса каверн с запертыми в них плазмонами. В изотермической плазме  $T_e \approx T_i$  с сильным затуханием звука - это основной механизм, обеспечивающий приток ленгмюровской энергии в область поглощения. В неизотермической плазме  $T_e \gg T_i$  происходит накопление коротковолнового звука, излученного из схлопнувшихся каверн, конверсия на этом звуке становится дополнительным каналом коротковолновой перекачки ленгмюровской энергии. Более подробный анализ роли этого процесса в сильной ленгмюровской турбулентности можно найти в обзорной статье [14]. Наконец, при очень высоком уровне ленгмюровской энергии ( $W \sim nT$ )

вообще отпадает необходимость в механизмах коротковолновой перекачки, поскольку в этом случае плазмоны, рождающиеся за счет модуляционной неустойчивости из накачки, сразу же попадают в область поглощения ("сверх-сильная" плазменная турбулентность) [15].

Возможные механизмы диссипации энергии плазмонов в коротковолновой области — пересечение электронных траекторий за счет собственной нелинейности ленгмюровских волн и резонансное поглощение таких волн быстрыми электронами плазмы — затухание Ландау. Для реальных параметров ленгмюровской турбулентности основным является затухание Ландау плазменных колебаний, приводящее к образованию "хвостов" на электронной функции распределения. Впервые это обстоятельство было отмечено в работе [4].

Баланс между накачкой энергии в длинных масштабах плазменной турбулентности и ее поглощением в коротких масштабах в конечном счете приводит к установлению квазистационарного турбулентного состояния. Исследованию основных характеристик такой квазистационарной плазменной турбулентности и ее макроскопических следствий посвящен настоящий обзор. Укажем два явления, в которых четко проявляются макроскопические следствия ленгмюровского коллапса: распространение мощной электромагнитной волны в неоднородной плазме и релаксация сильноточных электронных пучков.

Интерес к первой из этих проблем в значительной степени связан с исследованиями по лазерному обжатию и нагреву плазменной капли [16], экспериментами по распространению мощных электромагнитных импульсов в лабораторной [17] и ионосферной [18] плазме. Линейная теория трансформации электромагнитной волны в ленгмюровские колебания в окрестности плазменного резонанса  $\omega = \omega_p$  (см. в [19]) применима только при достаточно малых амплитудах волны, при больших амплитудах распределение поля в окрестности резонанса и поглощаемая мощность могут быть найдены только при учете механизма диссипации, обусловленного коллапсом [20].

Актуальность проблемы релаксации сильноточных электронных пучков в плазме объясняется возможностью эф-

эффективного использования таких пучков для инициирования импульсной термоядерной реакции в плазменной капле и нагрева в магнитных ловушках. Теория релаксации электронного пучка, основывающаяся на уравнениях слабой турбулентности (см., напр., [21]) неприменима при больших токах в пучке. При таких токах коротковолновая перекачка возбуждаемых пучком колебаний, обусловленная модуляционной неустойчивостью, существенно затягивает процесс релаксации [22].

## 2. ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Настоящий раздел посвящен линейной теории модуляционной неустойчивости и исследованию динамики отдельной каверны, образующейся на ее нелинейной стадии. Детальное изложение этих вопросов можно найти во многих обзорных статьях (линейную теорию см. в монографии [23], обзорах [24], [25], динамику отдельной каверны см. в статьях [26 - 28]). Здесь ограничимся тем, что приведем краткую сводку основных результатов, в той формулировке, которая понадобится в дальнейшем при построении теории турбулентности.

Модуляционная неустойчивость однородной в пространстве накачки с электрическим полем

$$E_z(t, x) = \frac{1}{2} E_0 e^{-i\omega_0 t} + \text{к.с.}$$

имеет место для волновых чисел  $k$ , удовлетворяющих следующему условию:

$$k^2 v_0^2 < E_0^2 / 24 \pi n_0 T, \quad (2.1)$$

что согласуется с порогом возникновения модуляционной неустойчивости. В дальнейшем будем рассматривать только случай достаточно больших амплитуд накачки  $\frac{E_0^2}{8\pi n_0 T} \gg n/M$ .

В этом случае инкремент модуляционной неустойчивости растет с ростом волнового числа и достигает максимума при

$$k^2 \gamma_{De}^2 = \frac{E_0^2}{12\pi n_0 T} \left( \frac{m}{3M} \frac{\partial \pi n T}{E_0^2} \right)^{1/3}. \quad (2.2)$$

Максимальное значение инкремента неустойчивости равно

$$\gamma = \gamma_0 \left( \frac{M}{27m} \frac{E_0^2}{\partial \pi n_0 T} \right)^{1/12}, \quad (2.3)$$

где

$$\gamma_0 = \omega_p \sqrt{\frac{m}{M} \frac{E_0^2}{\partial \pi n_0 T}}. \quad (2.4)$$

При больших волновых числах график зависимости инкремента неустойчивости от волнового числа выходит на "плато"

$$\gamma = \gamma_0 \frac{1}{\sqrt{3}}, \quad (2.5)$$

которое простирается вплоть до границы модуляционной неустойчивости (2.1). Основная доля фазового объема неустойчивых колебаний приходится на область "плато", именно эти колебания играют определяющую роль в динамике плазменной турбулентности.

Модуляционная неустойчивость приводит к образованию схлопывающихся каверн. При выполнении условия  $(E_0^2 / \partial \pi n_0 T) \gg (m/M)$  образующиеся каверны сразу же попадают в режим сверхзвукового схлопывания.

Динамика сверхзвукового схлопывания каверны описывается следующим автомодельным решением:

$$\bar{E} \sim e^{i\lambda^2 t} \int \frac{dt}{(t_0 - t)^{4/5}} \frac{\bar{E}[\bar{t}/(t_0 - t)^{2/5}]}{t_0 - t}, \quad (2.6)$$

$$\delta n \sim (t_0 - t)^{-4/5} \eta \left[ \bar{t}/(t_0 - t)^{2/5} \right]$$

(для общности это решение записано в случае S-мерной каверны).

Основные характеристики приведенного решения легко установить уже по виду исходных уравнений (1.10), (1.11). Как уже отмечалось выше, при схлопывании каверны с плазмонами, ее характерный размер  $l$  изменяется как  $1/\sqrt{|\delta n|}$ . Тогда из уравнения (1.11) имеем,

что амплитуда электрического поля в каверне при сверхзвуковом схлопывании нарастает по закону  $E \sim 1/(t_0 - t)$ .

Закон изменения  $\delta n(t)$  следует из условия постоянства числа плазмонов в каверне  $|E|^2 r^3 = \text{const}$ .

При наличии накачки изменение числа плазмонов в отдельной каверне определяется интегралом (1.16). Подставляя в правую часть этого интеграла автомодельное решение (2.6), получим, что в трехмерном случае ( $S = 3$ ) число плазмонов в каверне  $\sim \int |E|^2 d\vec{r}$  — постоянно с точностью до слагаемых  $\sim (t_0 - t)^{2/3}$ . Таким образом, по мере выхода каверны в автомодельный режим накачка как бы отключается от каверны, и в интересующем нас трехмерном случае решение (2.6) описывает также автомодельное схлопывание каверны при наличии накачки.

Асимптотика электрического поля на больших  $\rho$ , получаемая из уравнения (1.10),

$$\mathcal{E} \sim \rho^{-1/2} \quad (2.7)$$

действительно соответствует изолированной каверне.

Асимптотика плотности при  $\rho \rightarrow \infty$  также без труда получается из уравнения (1.11):

$$\eta \sim f(\theta)/\rho^2, \quad \text{т.е.} \quad \delta n \sim f(\theta)/r^2, \quad f > 0.$$

Такая положительная вариация плотности образуется за счет вытесненной из каверны плазмы ("хвост" каверны).

Решение (2.6) описывает динамику коллапса во времени, пространственная структура каверны при этом остается неопределенной за исключением некоторых общих пространственных асимптотик, приведенных выше. Для нахождения пространственной структуры необходимо решить систему уравнений для  $\eta(\vec{r})$ ,  $\mathcal{E}(\vec{r})$  следующую из (1.10), (1.11). Эта задача усложняется тем, что в сверхзвуковом случае отсутствуют физически разумные решения этой системы уравнений, обладающие достаточно высокой степенью симметрии, например сферически-симметричные (см. [29]).

Можно показать, что наиболее простая геометрия схлопывающейся каверны либо двумерная ( $\mathcal{E}, \eta = f(x, y)$ ), либо трехмерная, аксиально-симметричная ( $\mathcal{E}, \eta = f(r_1, z)$ ).



Однако уже в такой геометрии аналитическое решение задачи об автомодельном схлопывании наталкивается на значительные математические трудности и до сих пор не получено.

В этой связи важное значение приобрели численные решения, описывающие динамику сверхзвукового коллапса полученные в работе Л.М.Дегтярева и В.Е.Захарова [26]. В этих решениях показано, что начальные распределения электрического поля и плотности, для которых  $I_2 < 0$ , приводят к формированию схлопывающейся каверны.

Рассмотрим дипольные каверны, для которых так называемый высокочастотный заряд  $\rho = (1/4\pi) \operatorname{div} \vec{E}$  имеет форму диполя. Для таких каверн в сверхзвуковом режиме ( $E^2/8\pi nT \gg m/M$ ) исследована динамика перехода автомодельному решению и установлено, что на конечной стадии схлопывания автомодельное решение (2.21) выполняется с большой степенью точности, так что в настоящее время существование сверхзвукового коллапса является бесспорным.

### 3. ПЛАЗМЕННАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

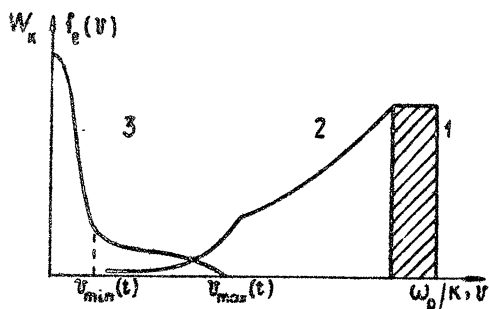
Рассмотренная выше каверна с запертыми в ней плазмонами является как бы элементарной ячейкой плазменной турбулентности, осуществляющей коротковолновую и рекачку ленгмюровских волн. В плазме с развитой турбулентностью модуляционная неустойчивость приводит к рождению большого числа таких каверн, каверны случайным образом ориентированы в пространстве и находятся на различной стадии схлопывания.

При анализе развитой турбулентности удобно от координатных представлений, определяющих пространственное распределение электрического поля, перейти к спектральным представлениям, определяющим распределение энергии ленгмюровской и низкочастотной турбулентности по масштабам

$$W_k = \frac{k^2}{8\pi} \left| \int \vec{E}(t, \vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} d\vec{r} \right|^2, \quad W_{sk} = \frac{n_0 I}{2} k^2 \left| \int \frac{\delta n}{n_0} e^{i\vec{k}\vec{r}} d\vec{r} \right|^2. \quad (3.1)$$

В плазме без магнитного поля турбулентность изотропна,  $W_k, W_{sk} = f(k)$ , изотропия обеспечивается случайной ориентацией каверн. Следуя общим представлениям, изложенным в обзорной статье [14], в спектре ленгмюровской турбулентности выделим три области (см. рис. 3): 1 - длинноволновая область, в которой производится накачка энергии в турбулентность (область источника). Каверны с плазмонами первоначально возникают в длинноволновых масштабах области источника. 2 - инерционный интервал, разделяющий область источника и коротковолновую область поглощения. Транспортировка ленгмюровской энергии через масштабы инерционного интервала осуществляется за счет коллапса каверн. 3 - коротковолновая область, в которой становится существенной диссипация энергии плазменных волн. Ниже спектры турбулентности определяются во всех трех интервалах.

Так же, как и в колмогоровской турбулентности, описание области источника сказывается наиболее сложным. Изложим модельные представления о плазменной турбулентности в области источника, развитые первоначально в работе [10]. Основным для излагаемой модели является предполо-



Р и с. 3

ложение о том, что длинноволновые плазменные колебания, рождающиеся из волны накачки, стохастически размещивают свою фазу при рассеянии на флуктуациях плотности, созданных случайным образом расположенными кавернами. Для электрического поля и вариаций плотности в длинноволновой области источника можно использовать следующие Фурье-разложения:

$$\begin{aligned} \bar{E}(t, \tau) &= \bar{E}_0 + \sum_{\vec{k}} \bar{E}_{\vec{k}}(t) \exp[i(\vec{k}\tau - \delta_{\vec{k}}t) - i\Phi_{\vec{k}}(t)], \\ (\delta n/n_0) &= \sum_{\vec{k}} \eta_{\vec{k}}(t) e^{i\vec{k}\tau} + \text{к.с.} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Всюду, за исключением последнего раздела, рассматриваем случай, когда частота накачки совпадает с плазменной  $\Omega = 0$ ,  $\delta_{\vec{k}} = (3/2)k^2 \tau_{De}^2 \omega_p$  — дисперсионная добавка к частоте плазмона,  $\Phi_{\vec{k}}(t)$  — случайная фаза, которая в соответствии со сделанным выше замечанием удовлетворяет корреляционным условиям:

$$\overline{\exp(i\Phi_{\vec{k}})} = 0, \quad \exp[i\Phi_{\vec{k}}(t) - i\Phi_{\vec{k}}(t')] = \delta_{\vec{k}\vec{k}'} \exp(-\nu_{\text{кор}}|t-t'|)$$

(черта соответствует усреднению по ансамблю случайных значений фазы). Характерное время фазового размешивания в формуле (3.3) определяется частотой рассеяния длинноволновых плазмонов на флуктуациях плотности, созданных кавернами. Таким образом,  $\nu_{\text{кор}} \sim v_g/l_0$ ,

$v_g \sim k_0^2 \tau_{De}^2 \omega_p$  — групповая скорость плазмона,  $k_0$  — характерное значение волнового числа в области источника,  $l_0$  — расстояние между рассеивающими кавернами. Очевидно, что  $l_0 \sim 1/k_0$  (см. рис. 2), и окончательно имеем для  $\nu_{\text{кор}}$  приближенную формулу

$$\nu_{\text{кор}} \approx \omega_p k_0^2 \tau_{De}^2. \quad (3.4)$$

Подробное изложение соответствующей модели длинноволновой плазменной турбулентности можно найти в [14]. Здесь же остановимся на основных ее результатах. Размешивание фаз длинноволновых плазмонов приводит с характерной частотой  $\nu_{\text{кор}}$  к непрерывному притоку энергии из накачки в турбулентность, который определяется из уравнения

$$\frac{d}{dt} \sum_{\vec{k}} |E_{\vec{k}}|^2 = \frac{\omega_p^2 E_0^2}{2} \sum_{\vec{k}} \frac{\nu_{\text{кор}}}{\delta_{\vec{k}}^2 + \nu_{\text{кор}}^2} |\eta_{\vec{k}}|^2 \approx$$

$$\approx \frac{\omega_p^2 E_0^2}{2\nu_{\text{кор}}} \sum_{\mathbf{k} \in \Gamma_{\text{кор}}} \frac{1}{\nu_{\text{кор}} k_0} |\eta_{\mathbf{k}}|^2. \quad (3.5)$$

$\eta_{\mathbf{k}}$  - амплитуда Фурье-гармоник: относительных вариаций плотности  $\delta n/n_0$ . Для этих амплитуд в предположении о случайных фазах плазмонов получаем следующее уравнение:

$$\frac{d^2 \eta_{\mathbf{k}}}{dt^2} - \omega_p^2 \eta_{\mathbf{k}} = \frac{k^2 \omega_p}{16\pi n_0 M} \eta_{\mathbf{k}} \left[ \frac{E_0^2 \cos^2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0)}{\delta_{\mathbf{k}} + i\nu_{\text{кор}}} + \sum_{\mathbf{k}'} |\mathbf{E}_{\mathbf{k}'}|^2 \frac{\cos^2(\mathbf{k}', \mathbf{k} - \mathbf{k}')}{\delta_{\mathbf{k} - \mathbf{k}'} - \delta_{\mathbf{k}'} + i\nu_{\text{кор}}} + \text{к.с.} \right]. \quad (3.6)$$

При пренебрежении последним слагаемым в правой части уравнения (3.6) можно получить дисперсионное уравнение модуляционной неустойчивости длинноволновой ( $q \rightarrow 0$ ) накачки, модифицированное с учетом стохастического изменения фаз плазмонов. Последнее слагаемое в (3.6) учитывает то очевидное обстоятельство, что вся длинноволновая часть спектра плазменных колебаний может выполнять роль накачки, амплитуда которой модулируется в результате неустойчивости. Ниже будет показано, что основной вклад в энергию плазменной турбулентности связан с длинноволновой областью источника, причем энергия турбулентности  $W$  существенно превышает энергию волны накачки  $E_0^2 / 8\pi$ . Тогда в уравнении (3.6) можно пренебречь слагаемым, пропорциональным амплитуде накачки  $E_0$ . Определяемые из этого уравнения характерные значения длины волны неустойчивых колебаний и инкремента нарастания амплитуды возмущений соответствуют формулам линейной теории (2.11), (2.12) с очевидной заменой  $(E_0^2 / 8\pi) \rightarrow W$

$$k_0 \sim \frac{1}{\tau_{De}} \sqrt{\frac{W}{n_0 T}}, \quad \gamma_0 \sim \omega_p \sqrt{\frac{m_e}{m_i} \frac{W}{n_0 T}}. \quad (3.7)$$

В квазистационарном состоянии турбулентности уравнение (3.6) может быть также использовано для нахождения спектра ленгмюровских волн в области источника. Предположим выполненным условие  $\nu_{k_0}/\delta \ll 1$ , что существенно упрощает математические выкладки, качественно не изменяя физической картины.

Кроме того, ограничимся для простоты рассмотрением одномерного случая, поскольку уже в одномерном случае имеет место модуляционная неустойчивость, определяющая динамику длинноволновой плазменной турбулентности. Тогда из уравнения (3.6) в стационарном случае  $(d\eta_k/dt) = 0$

имеем интегральное уравнение для определения спектра ленгмюровских колебаний, решение которого имеет вид

$$|E_k|^2 = 9b n_0 T_{e0} \gamma_{D_0}^2 \frac{1}{\sqrt{1-(k/2k_*)^2}} \int_{-1}^1 y dy \sqrt{1-y^2} \left( \frac{1}{y - \frac{k}{2k_*}} - \frac{1}{y - \frac{1}{2}} \right), \quad (3.8)$$

$k \leq k_*$ ,  $k_*$  — верхняя граница спектра ленгмюровских колебаний. Фактически формула (3.8) для спектра перестает быть применимой уже при  $k \sim k_0 < k_*$ , когда становится существенной коротковолновая перекачка ленгмюровских волн, обусловленная коллапсом, т.е. эффект, выходящий за рамки уравнения (3.6). Значения  $k > k_0$  соответствуют инерционному интервалу, коротковолновая перекачка ленгмюровской энергии через масштабы инерционного интервала осуществляется в результате склонывания каверн с запертыми в них плазмонами.

Спектр плазменной турбулентности в этой промежуточной области находится с помощью гипотезы Колмогорова о постоянстве потока энергии

$$\frac{N(k)dk}{dt(k)} = \text{const.} \quad (3.9)$$

Здесь  $N(k)dk$  — число каверн с характерными обратными масштабами  $(k, k + dk)$ , а зависимость времени передачи энергии от больших масштабов турбулентности к меньшим  $t(k)$  определяется временем склонывания каверн в указанном интервале масштабов.

Для определения времени схлопывания можно воспользоваться автомодельным решением (2.6), которое, как показано в разд. 2, остается асимптотически точным и в том случае, когда коллапс трехмерной каверны происходит на фоне постоянно действующей длинноволновой накачки. Из этого решения имеем

$$\frac{dt}{t_0} = -d \left\{ \left[ k_0 \tau_{D_0} \sqrt{\frac{n_0 T}{W}} \left( \frac{n_0}{k} \right)^{3/2} \right]^{-3/2} \right\} \quad (s=3). \quad (3.10)$$

Поскольку в квазистационарной турбулентности все каверны в области источника образуются примерно с одним и тем же содержанием энергии, которая сохраняется в процессе схлопывания, то спектральная плотность энергии ленгмюровских колебаний пропорциональна числу каверн в данном интервале масштаба турбулентности, что и позволяет определить ленгмюровский спектр в пределах инерционной области

$$W_k dk \sim N(k) dk \sim \frac{dk}{k^{3/2}}. \quad (3.11)$$

При больших волновых числах плазмонов становится существенной диссипация ленгмюровской энергии. Как показано в работе [4], основным механизмом диссипации — резонансное поглощение на электронах плазмы (затухание Ландау). Характерное значение волнового числа, при котором становится существенным резонансное поглощение плазмонов электронами, находится из условия энергетического баланса в коротких масштабах — поток энергии по спектру, переносимый схлопывающимися кавернами, при малых длинах волн компенсируется затуханием Ландау

$$\gamma_0 W = \Gamma_{k_0} W'. \quad (3.12)$$

В этом уравнении  $W' = W_0 (k_0/k)^{3/2}$  — энергия коротковолновых ( $k \gg k_0$ ) плазменных колебаний, определяемая с помощью спектрального распределения (3.11),  $\Gamma_{k_0}$  — декремент затухания Ландау. Из (3.12) имеем

$$\Gamma_{k_0} \approx \omega_p (m/M)^{1/2} (n_0 T/W)^{1/4} (k_0 \tau_{D_0})^{3/2}. \quad (3.13)$$



Для максвелловской функции распределения декремент затухания

$$\Gamma_{k_x} \approx \omega_p \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{e^{-3/2}}{k_x^2 \gamma_{De}^2} \exp(-1/2 k_x^2 \gamma_{De}^2), \quad (3.13')$$

граница области поглощения соответствует  $k_x^2 \gamma_{De}^2 \sim \frac{1}{10} \div \frac{1}{12}$ . Поглощение плазменных колебаний приводит к ускорению резонансных электронов и образованию "хвоста" на функции распределения, в результате чего граница области поглощения смещается к еще меньшим  $k$ .

Остановимся еще на вопросе об интегральных характеристиках квазистационарной ленгмюровской турбулентности. Амплитуда длинноволновых флуктуаций плотности может быть оценена из условия захвата плазмонов в потенциальные ямы

$$\frac{\sqrt{\langle \delta n^2 \rangle}}{n_0} \sim k_x^2 \gamma_{De}^2 \sim W/n_0 T. \quad (3.14)$$

Уравнение (3.6) для энергии плазменных колебаний, с помощью соотношений (3.8) и (3.12), записывается в следующей окончательной форме:

$$\frac{dW}{dt} = \nu_{\text{eff}} \frac{E_0^2}{8\pi}, \quad (3.15)$$

где введена эффективная частота столкновений

$$\nu_{\text{eff}} = \alpha \omega_p \frac{W}{n_0 T}. \quad (3.16)$$

Численный коэффициент  $\alpha$  не может быть определен из изложенных здесь качественных соображений. Моделирование ленгмюровской турбулентности на ЭВМ [30] дает значение  $\alpha \approx 0,3$ .

Значение эффективной частоты столкновений позволяет определить энергию плазменных колебаний как функцию амплитуды волны накачки. При этом исходим из условия энергетического баланса: вся энергия, поглощаемая из волны накачки, локализуется в кавернах и переносится коллапсирующими кавернами к малым длинам волн,

при которых становится существенной диссипация. Характерное время возникновения каверн в длинноволновой области определяется инкрементом неустойчивости (3.8), поток энергии, переносимой коллапсирующими кавернами, равен  $\gamma_0 W$ , и условие баланса имеет вид

$$\nu_{\text{eff}} \frac{E_0^2}{8\pi} = \gamma_0 W. \quad (3.17)$$

Отсюда имеем искомое соотношение

$$\frac{W}{n_0 T} \approx \frac{M \omega^2}{\pi} \left( \frac{E_0^2}{8\pi n_0 T} \right)^2. \quad (3.18)$$

Рост энергии колебаний с накачкой происходит вплоть до значений  $(W/n_0 T) \sim \kappa_*^2 \lambda_D^2$  (рис. 4). При больших значениях  $W$  формула (3.18) неприменима. В этом случае плазменные колебания, рождающиеся из накачки в результате модуляционной неустойчивости, сразу же попадают в область поглощения (сверхсильная плазменная турбулентность [30]).

В спектральном распределении сверхсильной плазменной турбулентности отсутствует характерный участок степенного спектра, соответствующего инерционному интервалу: а спектральный закон (3.11), полученный для области источника, простирается вплоть до верхней границы волновых чисел  $K_{\text{max}}$ . Из уравнения энергетического баланса

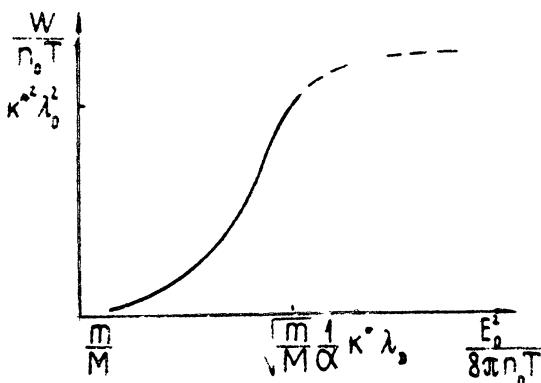


Рис. 4

$$\nu_{\text{eff}} \frac{E_0^2}{8\pi} \approx 2 \sum_{\vec{k}} \gamma_{\vec{k}} W_{\vec{k}} \quad (3.19)$$

следует, что условие применимости спектрального рас-  
 предления (3.11)  $\Gamma_k \ll \delta_k, \nu_{\text{eff}}$  выполняется при всех  
 $W \gg E_0^2 / 8\pi$ . Уравнение (3.19) может быть ис-  
 пользовано для нахождения зависимости  $W(E_0)$  при боль-  
 ших накачках. Будем считать, что при больших накач-  
 ках область локализации плазменных колебаний настолько  
 узка, что резонансные частицы успевают покинуть ее  
 раньше, чем произойдет существенная деформация их функ-  
 ции распределения. Соответствующее условие имеет вид

$$\frac{\Delta \tau \omega_p}{v} < \frac{n_0 m v^2}{W},$$

$v \sim (3 \div 4) v_T$  - характерная скорость резонансных частиц.

При выполнении этого условия функция распределения ре-  
 зонансных частиц остается максвелловской, а декремент  
 затухания  $\Gamma_k$  определяется уравнением (3.13'). Подстав-  
 ляя в (3.19)  $W_k$  из (3.11) и проводя интегрирование  
 по  $k$ , получим зависимость  $W(E_0)^2$  в "сверхсильной"  
 турбулентности

$$\sqrt{\frac{W}{n_0 T}} \exp(-n_0 T / W) = \alpha \frac{E_0^2}{8\pi n_0 T}, \quad (3.20)$$

соответствующую насыщению роста энергии плазменных  
 колебаний с накачкой при  $(W_{\text{max}} / n_0 T) \sim 0.3$ .

#### 4. МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ КОЛЛАПСА ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН

Непосредственное наблюдение столь тонкой структуры,  
 какой является изолированная ленгмюровская каверна, за-  
 труднено, так как требует хорошего разрешения экспе-  
 риментальных приборов на расстояниях порядка нескольких  
 дебаевских длин. Экспериментальное исследование характе-  
 ристик коллапса в настоящее время основывается, главным  
 образом, на том, что коллапс создает механизм дисси-  
 пации ленгмюровских колебаний, существенный для многих  
 макроскопических явлений в плазме. Остановимся на двух)

из них: релаксация электронных пучков и трансформация электромагнитной волны в плазменные колебания в окрестности плазменного резонанса  $(\omega \approx \omega_p(z))$ . В первом случае обусловленная коллапсом коротковолновая перекачка плазмонов и их последующее поглощение на частицах плазмы в определенных условиях может существенно снизить уровень резонансных с пучком плазменных шумов и, следовательно, затян timer процесс коллективной релаксации пучка в плазме. Во втором случае для достаточно мощной электромагнитной волны созданный коллапсом механизм диссипации плазмонов доминирует над выносом энергии ленгмюровскими волнами из области  $(\omega \approx \omega_p(z))$  и тем самым определяет структуру поля в окрестности плазменного резонанса.

### Релаксация нерелятивистских пучков

Одним из первых применений теории слабой турбулентности явилось исследование коллективного механизма релаксации электронных пучков, инжектируемых в "холодную" плазму. Первоначально была построена квазилинейная теория релаксации [31, 32]. В этой теории диффузия частиц пучка в поле возбуждаемых ими колебаний приводит к установлению "плато" на функции распределения пучка по скоростям на характерных расстояниях

$$l_{pl} \approx \frac{v_0}{\omega_p} \frac{T}{m_e v_0} \frac{n_0}{n_1} \Lambda \quad (4.1)$$

( $v_0$  - скорость пучка,  $n_1, n_0$  - соответственно, плотности пучка и плазмы,  $n_1 \ll n_0$ ,  $\Lambda$  - логарифм отношения конечных шумов к тепловым,  $\Lambda$  - величина порядка кулоновского логарифма).

В конечном состоянии примерно половина первоначальной мощности пучка переносится плазменными колебаниями, из-за малости групповой скорости колебаний  $v_g/v_0 \sim T_e/m_e v_0^2$  плотность их энергии существенно превышает плотность энергии в пучке

$$\left(\frac{E_0^2}{16\pi}\right)_{QL} \approx \frac{n_1 m v_0^2}{15} \frac{m v_0^2}{T_e}. \quad (4.2)$$

С этим фактически связана важная роль нелинейных эффектов в рассматриваемой задаче. В первую очередь эти эффекты были рассмотрены в рамках слабой турбулентности [39]. В этом случае основная нелинейность связана с индуцированным рассеянием возбуждаемых пучком колебаний на ионах плазмы, приводящим к перекачке этих колебаний из резонансной с пучком области спектра в область больших фазовых скоростей. При отдельном акте рассеяния волновое число плазмона изменяется на величину  $\Delta k \sim \frac{KV_{Te}}{d(\omega/dk)} \sim (1/\tau_{De}) \sqrt{mT_i/mT_e}$ , обычно значительно меньшую ширины спектра возбуждаемых пучком колебаний ( $k \tau_{De} \gg \sqrt{mT_i/mT_e}$ ), так что перекачка на ионах носит дифференциальный характер. Этот процесс существен при

$$\epsilon \approx 10 \frac{M}{m} \left(\frac{T_e}{m v_0^2}\right)^3 \ll 1. \quad (4.3)$$

Если  $\epsilon \ll 1$ , спектральная перекачка колебаний на ионах приводит к стабилизации пучковой неустойчивости при следующем уровне резонансных с пучком плазменных шумов:

$$\left(\frac{E_0^2}{16\pi}\right)_{WT} \approx \left(\frac{E_0^2}{16\pi}\right)_{QL} \epsilon \Lambda. \quad (4.4)$$

При этом длина релаксации пучка возрастает в  $(\epsilon \Lambda)^{-1}$  раз по сравнению с квазилинейной (4.1).

Рассмотрение процесса релаксации, основанное на уравнениях слабой турбулентности, неприменимо, если для возбуждаемых пучком ленгмюровских колебаний выполняется условие возникновения модуляционной неустойчивости

$$\frac{E_0^2}{8\pi n_0 T} > 3K_0^2 \tau_{De}^2, \quad K_0 \approx \omega_p / v_0. \quad (4.5)$$

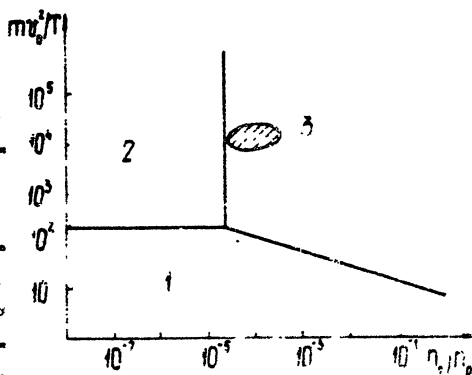
С помощью (4.2) и (4.4) можно записать следующие условия применимости квазилинейной теории и тео-

при слабой турбулентности в проблеме релаксации электронного пучка:

$$\frac{n_1}{n_0} \leq 10 (T_e / m v_0^2)^3, \quad \frac{n_1}{n_0} \leq \Lambda^{-1} (m/M). \quad (4.6)$$

Границы областей применимости различных теорий на плотности параметров  $\frac{m v_0^2}{T_e}$ ,  $\frac{n_1}{n_0}$  показаны на рис. 5: 1 - область применимости квазилинейной теории, 2 - область слабой турбулентности с учетом индуцированного рассеяния на ионах, 3 - область сильной турбулентности, где существенна модуляционная неустойчивость возбуждаемых пучком колебаний.

На важную роль нелинейных эффектов, связанных с модуляционной неустойчивостью, в процессе релаксации электронного пучка впервые обратил внимание Судан [34], однако построение количественной теории процесса стало возможным только после того, как была найдена скорость диссипации плазменных шумов, обусловленная модуляционной неустойчивостью (соотношение (3.16)).



Р и с. 5

Ниже излагаются результаты соответствующей теории (см. [22]).

На начальной стадии релаксации пучка энергия возбуждаемых им колебаний возрастает до уровня, определяемого из условия

$$\gamma_B = \gamma_{мод} (E_0^2). \quad (4.7)$$

При выполнении условия  $\gamma_B > \gamma_{мод} (E_{QL}^2)$  модуляционная неустойчивость на начальной стадии релаксации пучка не успевает развиваться, и релаксация начального импульса пучка описывается квазилинейной теорией. В даль-

нейшем за время  $t \sim 1/\gamma_{\text{mod}}$  развивается модуляционная неустойчивость и включается рассмотренный в настоящем обзоре механизм диссипации, связанной с сильной турбулентностью. В стационарном состоянии скорость накачки энергии пучком совпадает со скоростью диссипации

$$\gamma_0 \epsilon_0^2 \approx \nu_{\text{eff}} \epsilon_0^2. \quad (4.8)$$

Возможна, однако, ситуация, когда выше границы, определяемой условиями (4.6), лежит интервал плотностей пучка, в котором инкремент пучковой неустойчивости  $\gamma_0 \sim \omega_p \frac{n_1}{n_0}$  оказывается существенно ниже порогового значения скорости диссипации  $\nu_{\text{eff}}^{\text{ppp}} \sim \alpha^3 \omega_p \frac{M}{m} \left( T_e / m_e v_0^2 \right)^2$ , соответствующего энергии колебаний на пороге модуляционной неустойчивости. Учитывается, что резонансные с пучком колебания выполняют роль накачки для плазменной турбулентности и полная энергия турбулентных колебаний определяется формулой (3.18). В этих условиях диссипация, созданная модуляционной неустойчивостью, замораживает энергию резонансных с пучком колебаний на уровне (4.5). При этом длина релаксации электронного пучка не зависит от  $n_1/n_0$  (рис.6) и равна

$$l_1 \approx \frac{v_0}{2\pi\omega_p} \left( m v_0^2 / T_e \right)^2. \quad (4.9)$$

В этом интервале плотностей пучка индуцированное рассеяние на ионах не играет роли, существенны только два процесса: раскачка колебаний пучком и диссипация за счет модуляционной неустойчивости. Верхняя граница "плато" на длине релаксации определяется условием

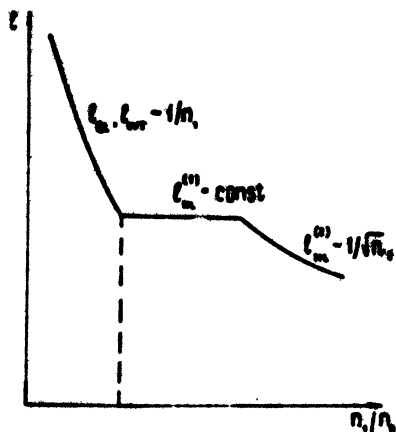
$$\gamma_0 \approx \nu_{\text{eff}}^{\text{ppp}} \quad \frac{n_1}{n_0} \approx \frac{M}{m} \alpha^3 \left( T / m v_0^2 \right)^2 \quad (4.10)$$

и обозначена пунктиром на рис.6. При больших плотностях пучка возможно "свободное" развитие модуляционной неустойчивости. Уровень возникающей при этом плазменной турбулентности определяется из условия энергетического баланса  $\gamma_0 \approx \nu_{\text{eff}}(W)$ . Длина релаксации элект-

трояного пучка в режиме "развитой" модуляционной неустойчивости достаточно медленно ( $\sim n_1^{-4/3}$ ) убывает с ростом его плотности и существенно превышает длину релаксации, полученную в рамках теории турбулентности;

$$l_2 = \frac{v_0}{2\pi\omega_0} \frac{n_1 v_0^2}{T_e} \left( \frac{n_0}{n_1} \frac{M\alpha^2}{\nu} \right)^{1/2} \quad (4.11)$$

Одно из возможных применений изложенной здесь теории — проблема релаксации быстрых потоков электронов в различных задачах плазменной астрофизики. На рис. 5 (заштрихованная область) отмечены параметры одного из таких явлений — потоки высокоэнергичных (10–20 КэВ) электронов, проникающих в ионосферу в авроральных областях. В этом случае быстрые электроны проходят в плазме значительные расстояния  $10^8$  см без заметной потери энергии, что по-видимому связано с замедлением темпа коллективной релаксации, обусловленным развитием модуляционной неустойчивости.



Р и с. 6

Действительно, длина релаксации таких потоков  $l_2 \sim 10^{10}$  см примерно на 6 порядков превышает длину релаксации, определенную по формулам квазилинейной теории.

Приведенный пример отнюдь не исчерпывает круг астрофизических задач, в которых при рассмотрении релаксации электронных пучков оказывается существенной модуляционная неустойчивость. Другой важный пример — это возбуждение плазменных колебаний в плазме солнечного ветра потоками быстрых электронов, генерируемых при солнечных вспышках. Как показали измерения, проведенные в



[33], на расстоянии 0,5 астрономических единиц пара-  
метры пучка  $n_0 \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ ,  $v_0 \sim 0,5c$ ,  $\Delta v_0/v_0 \sim 1/3$ , парамет-  
ры плазмы солнечного ветра  $n_e \sim 40 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx 10 \text{ эВ}$ ,  
энергия плазменных колебаний  $W/n_e T \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ ,  
что примерно соответствует порогу модуляционной неус-  
тойчивости (4.5). В результате конверсии плазменных  
волн на звуковых колебаниях плотности, всегда сопровож-  
дающих сильную ленгмюровскую турбулентность, проис-  
ходит излучение электромагнитных волн, что и является  
причиной так называемых вспышек 3-го рода.

### Релаксация релятивистских пучков

Релаксация релятивистских пучков также детально ис-  
следовалась как в квазилинейном приближении [36-37],  
так и с учетом нелинейных эффектов в рамках слабой  
турбулентности [38, 39]. В настоящем обзоре ограни-  
чимся наиболее важным для приложений случаем пучков  
с большим угловым разбросом по скоростям  $\Delta \theta = v_{\perp}/c > mc^2/\mathcal{E}$   
( $\mathcal{E}$  - энергия пучка).

Напомним основные результаты квазилинейной теории  
релаксации таких пучков.

Вследствие анизотропии релятивистских масс быстро  
возникающий поперечный тепловой разброс стабилизирует  
раскачку "косых" колебаний, и спектр неустойчивости в  
случае релятивистского пучка близок к одномерному  $K_{\perp}/K_{\parallel}$   
 $\lesssim \Delta \theta$ . Длина релаксации пучка изменяется в  $(\mathcal{E}/mc^2)(\Delta \theta)^2$   
по сравнению с нерелятивистским случаем (4.1).

Роль параметра  $\epsilon$ , определяющего важность нелиней-  
ных эффектов, связанных с индуцированным рассеянием  
колебаний на ионах, выполняет теперь величина

$$\epsilon_{REL} \approx 10 (M/m) (T_e/mc^2)^3 (mc^2/\mathcal{E})^2 (\Delta \theta)^{-2}. \quad (4.12)$$

При  $\epsilon_{REL} \ll 1$  индуцированное рассеяние на ионах изотро-  
пизует спектр и стабилизирует пучковую неустойчивость  
при уровне резонансных с пучком шумов в  $\epsilon \Delta$  раз  
меньшем квазилинейного, соответственно этому длина

релаксации релятивистского пучка возрастает по сравнению с квазилинейной в  $\epsilon^{-1} \Lambda^{-1}$  раз.

Для типичных параметров релятивистских пучков, используемых для нагрева плазмы, величина  $\epsilon_{REL} \sim 10^{-2} + 10^{-3}$ , так что коллективную релаксацию таких пучков следует рассматривать по теории слабой турбулентности с учетом индуцированного рассеяния на ионах. Предел применимости такой теории, как и для нерелятивистских пучков, связан с возникновением механизма диссипации возбуждаемых пучком шумов, обусловленного развитием "модуляционной" неустойчивости. Он легко может быть найден по известному из слабой турбулентности уровню энергии резонансных с пучком шумов и имеет следующий вид [39]:

$$\frac{n_1}{n_0} \geq \Lambda^{-1} (m/M) (\Delta\theta)^2 \frac{\mathcal{E}}{mc^2}. \quad (4.13)$$

В [39] было высказано предположение о том, что выше порога (1.6) модуляционная неустойчивость создает столь эффективную диссипацию возбуждаемых пучком плазменных шумов, что энергия этих шумов с ростом плотности пучка остается замороженной на уровне, соответствующем условию возникновения модуляционной неустойчивости ( $\epsilon_0^2 / 16\pi \approx n_0 T_e (T_e / mc^2)$ ). Длина релаксации пучка как функция его плотности выходит тогда на "плато" (ср. с нерелятивистским случаем (4.9)):

$$l_1 \approx \frac{c}{\omega_p} \left( \mathcal{E} / T_e \right)^2 (\Delta\theta)^2. \quad (4.14)$$

Значение скорости диссипации, созданной коллапсом (величины  $v_{eff}$ , определяемой формулой (3.16)), позволяет найти верхнюю границу "плато" на длине релаксации

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{M}{m} \alpha^3 \frac{\mathcal{E}}{mc^2} \left( T_e / mc^2 \right)^2 (\Delta\theta)^2. \quad (4.15)$$

При больших плотностях пучка длина релаксации, как и в нерелятивистском случае медленно ( $\sim n_1^{-1/2}$ ) убывает с ростом плотности

$$l_2 \approx \frac{c}{\omega_p} \left( \frac{n_0}{n_1} \frac{M}{m} \alpha^3 \right)^{1/2} (6/mc^2)^{5/2} \frac{mc^2}{T_e} (\Delta\theta)^3. \quad (4.16)$$

В экспериментах по инициированию импульсной термоядерной реакции в плазменной мишени релятивистским пучком, предложенному Завойским [40] и Винтенбергом [41], условия (4.13) и (4.15) соответствуют плотностям тока в пучке  $\sim 10^9$  А/см<sup>2</sup> и  $10^{11}$  А/см<sup>2</sup>, так что для реальных пучков применима теория слабой турбулентности. В то же время при использовании релятивистских пучков для нагрева плазмы в магнитных ловушках эти цифры уменьшаются, по крайней мере, до  $10^5$  А/см<sup>2</sup> и  $10^7$  А/см<sup>2</sup>, поэтому затягивание коллективной релаксации, обусловленное модуляционной неустойчивостью, становится существенным.

#### Поглощение электромагнитной волны в окрестности плазменного резонанса

В заключение остановимся на вопросе о распространении и поглощении мощной электромагнитной волны в неоднородной плазме. Этот вопрос в последние годы приобрел важное значение в связи с исследованием импульсных термоядерных реакций, инициируемых лазерным лучом в плазменной дейтериево-тритиевой мишени (подробный обзор современного состояния этой проблемы можно найти, например, в [16]). Поглощение электромагнитной волны и нагрев плазмы, в основном, локализованы в окрестности так называемой критической точки, в которой частота падающего на плазму электромагнитного излучения совпадает с плазменной частотой  $n_c = m\omega_0^2/4\pi e^2$ . В этой области механизм диссипации электромагнитного излучения в плазме связан с плазменной турбулентностью, инициируемой электромагнитной волной. Наличие в рассматриваемой задаче двух сильно различающихся пространственных масштабов — микроскопического масштаба плазменной турбулентности порядка дебаевской длины  $l_1 \sim r_{De}$  и макроскопического порядка электромагнитной длины волны  $l_2 \sim 2\pi c/\omega_0$  позволяет разбить задачу на две части: первая

часть задачи — это исследование мелкомасштабной плазменной турбулентности при заданной амплитуде электромагнитного поля  $E_0$ , играющего роль накачки. Результаты такого исследования изложены в разделе 3. Вторая часть задачи — определение макроскопического распределения амплитуды электромагнитного поля с учетом того изменения диэлектрической постоянной, которое создается турбулентностью.

Для решения второй задачи усредним в уравнении Максвелла по пространственным интервалам  $l$ , удовлетворяющим неравенствам  $l_1 \ll l \ll l_2$ :

$$\text{rot} \langle \vec{E} \rangle = -\frac{1}{c} \frac{\partial \langle \vec{H} \rangle}{\partial t}, \quad \text{rot} \langle \vec{H} \rangle = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \langle \epsilon \vec{H} \rangle. \quad (4.17)$$

Рассматривая окрестность плазменного резонанса, можно выделить быструю зависимость от времени электрических и магнитных полей в виде

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \vec{E}(t, \vec{r}) e^{-i\omega_0 t} + \text{к.с.}, \quad \vec{H} = \frac{1}{2} \vec{H}(t, \vec{r}) e^{-i\omega_0 t} + \text{к.с.}$$

Расстройка частоты  $\omega_0$  от плазменной  $\omega_p$  — малый параметр  $\delta = \frac{\omega_0 - \omega_p}{\omega_p} \ll 1$ . С точностью до членов линейных по  $\delta$  оператор диэлектрической постоянной плазмы  $\hat{\epsilon}$  записывается следующим образом:

$$\hat{\epsilon} = -\frac{2}{i\omega_p} \frac{\partial}{\partial t} + 2 \frac{\omega_0 - \omega_p(\vec{r})}{\omega_0} - 3\tau_{De}^2 \nabla \text{div} - \frac{\delta n(t, \vec{r})}{n_0}. \quad (4.18)$$

Здесь  $\delta n(t, \vec{r})$ , как обычно, — медленные квазинейтральные вариации плотности, создаваемые плазменной турбулентностью. Опуская во втором из уравнений Максвелла (4.17) квадратичные по  $\delta$  слагаемые, можем записать эти уравнения в виде

$$\text{rot} \vec{H}_0 = -i \frac{\omega_0}{c} \epsilon_{\text{eff}} \vec{E}_0, \quad \text{rot} \vec{E}_0 = i \frac{\omega_0}{c} \vec{H}_0, \quad (4.19)$$

где использовались обозначения  $\vec{E}_0(\vec{r})$ ,  $\vec{H}_0(\vec{r})$  — усредненные амплитуды электромагнитного поля и введена эффективная диэлектрическая постоянная  $\epsilon_{\text{eff}}$ , которая определяется из уравнения

$$\epsilon_{\text{eff}} \vec{E}_0 = 2 \frac{\omega_0 - \omega_p}{\omega_0} \vec{E}_0 - \langle \frac{\delta n}{n_0} \vec{E} \rangle = (\epsilon_L + \epsilon_{NL}) \vec{E}_0. \quad (4.20)$$

Последнее слагаемое в правой части приведенной формулы — вклад плазменной турбулентности в поляризуемость среды.

Мнимая часть введенной таким образом диэлектрической постоянной может быть выражена через уже известную нам эффективную частоту столкновений с помощью обычного соотношения

$$\text{Im } \epsilon_{\text{eff}} = \nu_{\text{eff}} / \omega_p.$$

Величина  $\nu_{\text{eff}}$  определяет скорость диссипации энергии в турбулентности  $(dW/dt) = \text{Im } \epsilon_{\text{eff}} \omega_p E_0^2 / 8\pi$  и из соотношения (4.20) действительно следует старое уравнение (1.16) для изменения со временем энергии плазменных колебаний в турбулентности.

Что же касается вещественной части нелинейной диэлектрической постоянной, то, как показывают численные расчеты [42], она существенно меньше мнимой. Поэтому основной вклад турбулентности в вещественную диэлектрическую постоянную связан с деформацией макроскопической плотности плазмы под действием силы высокочастотного давления, создаваемой турбулентными колебаниями и пропорциональной  $\nabla W$ , т.е. с изменением первого слагаемого в правой части уравнения (4.20).

Отметим, что концепция эффективной диэлектрической постоянной успешно использовалась многими авторами [20], [43] при исследовании распространения электромагнитной волны в турбулентной среде.

Уравнения (4.19), (4.20) являются исходными при нахождении амплитуд электромагнитного поля, меняющихся на характерных расстояниях масштаба  $l_2$ . При их получении предположено, что непрерывное падение электромагнитного поля на критическую точку и диссипация энергии, обусловленная плазменной турбулентностью, приводят к стационарному распределению макроскопических амплитуд электромагнитного поля  $\vec{E}_0(\vec{r})$ ,  $\vec{H}_0(\vec{r})$  в окрестности критической точки. Стационарное распределение  $\vec{E}_0(\vec{r})$ ,  $\vec{H}_0(\vec{r})$

имеет место и в линейной теории трансформации.

Систему уравнений (4.19), (4.20) следует дополнить уравнениями для плазменной турбулентности. Поскольку на расстояниях масштаба, поле колебаний можно считать чисто продольным, то система уравнений для плазменной турбулентности совпадает с уравнениями (1.10), (1.11) с дополнительным условием

$$\langle \bar{E}(t, \tau) \rangle = \bar{E}_0(\tau).$$

Именно эти уравнения явились исходными при построении теории сильной ленгмювской турбулентности в настоящем обзоре. Знание интегральных характеристик этой турбулентности позволяет восстановить  $\epsilon_{eff}$  как функцию  $E_0$ .

Путем решения нелинейной системы уравнений (4.19) с известной  $\epsilon_{eff}$  можно найти распределение усредненных амплитуд электромагнитного поля вблизи критической точки.

Как уже отмечалось выше, система уравнений (4.19), (4.20) должна решаться совместно с гидродинамическими уравнениями для разлетающейся плазменной мишени. Детальный анализ этих уравнений выходит за рамки настоящего обзора.

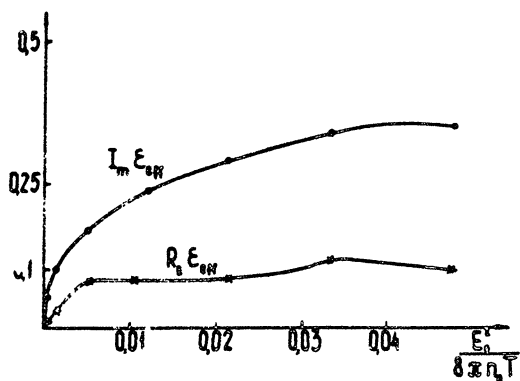
Все же для иллюстрации остановимся на решении в простейшем случае нормального падения электромагнитной волны на мишень. В этом случае электромагнитная волна распространяется по радиусу  $E_0(\tau)$ ,  $H_0(\tau)$ , макроскопическая плотность плазмы также зависит от этой координаты  $n_0(\tau)$ .

В линейной теории электромагнитная волна при нормальном падении полностью отражается от критической точки, какая-либо диссипация в пренебрежении парными столкновениями отсутствует. В нелинейной теории диссипация связана с возбуждением плазменной турбулентности.

Распределение электрического поля электромагнитной волны определяется из уравнения

$$\frac{d^2 E_0}{d\tau^2} + \frac{2}{\tau} \frac{dE_0}{d\tau} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{eff} E_0 = 0. \quad (4.21)$$

Эффективная диэлектрическая постоянная вычисляется по формуле (4.20), нелинейный вклад в диэлектрическую постоянную определяется по результатам численного моделирования плазменной турбулентности в работе [42]. Соответствующие графики вещественной и мнимой части нелинейной диэлектрической постоянной приведены на рис. 7. Как уже отмечалось выше, основным в нелинейной диэлектрической постоянной является мнимое слагаемое, вещественным вкладом в нелинейную часть диэлектрической постоянной в уравнении (4.21) можно пренебречь. Особенность одномерной турбулентности - высокий уровень  $W$  и  $\nu_{eff}$  при малых накачках  $E_0$ , связанный с отсутствием в одномерном случае явления коллапса. Поэтому при решении уравнения (4.21) наряду с определением  $\epsilon_{eff}$  по результатам численного моделирования использовалась изложенная в разделе 3 приближенная аналитическая модель, в которой принималось  $\nu_{eff} = \gamma(W/n_0 T) \omega_p$ , а  $W$  определялось по формуле (3.18) при малых накачках и формуле (3.20) при больших накачках. Полученные таким путем значения  $\nu_{eff}$  и  $W$  при относительно больших накачках  $10^{-1} > E_0^2 / 8\pi n_0 T > 10^{-2}$  близки к результатам численного моделирования, однако при малых накачках они значительно меньше чем в численном моделировании.



Р и с. 7

Все эти результаты относятся к случаю  $\Omega = 0$ , когда частота электромагнитного излучения в точности совпадает

ет с плазменной. Фактически они остаются справедливыми при расстройках  $\Omega < \nu_{eff}$ . При больших "расстройках" возбуждение плазменных колебаний электромагнитной накачкой может быть описано в рамках слабой турбулентности (см. [11]). Плазменные колебания возбуждаются за счет распада  $l \rightarrow l + s$ , последующая эстафетная перекачка плазменных волн в длинноволновую область происходит за счет распадов  $l \rightarrow l' + s$  и приводит к включению в длинноволновой области модуляционной неустойчивости. Эффективная частота столкновений в этих условиях существенно уменьшается до значения соответствующего распадного инкремента:

$\gamma_d = \left[ (1/64\pi) (E_0^2 / n_0 T_e) \sqrt{m_e / M} k \tau_{De} \right]^{1/2} \omega_p$  в неизотермической плазме  $T_e \gg T_i$  со слабым затуханием звуковых колебаний и  $\gamma_i = (1/64\pi) \omega_p (E_0^2 / n T)$  при  $T_e = T_i$ , когда существенно индуцированное рассеяние плазменных колебаний на ионах.

Наконец, максимальные "расстройки"  $\Omega / \omega_p \approx \frac{3}{2} k^2 \tau_{De}^2$ , при которых происходит возбуждение плазменной турбулентности, определяются по порогу соответствующих нелинейных процессов, приводящих к рождению плазменных волн электромагнитной накачкой:

$$\Gamma(k \tau_{De}) = \gamma_i \quad \text{при} \quad T_e = T_i, \quad (4.22)$$

$$\Gamma(k \tau_{De}) = \gamma_d / \gamma_s \quad \text{при} \quad T_e \gg T_i,$$

$\gamma_s = \omega_p k \tau_{De} \frac{m}{M}$  - декремент затухания зв. ка,  $\Gamma(k \tau_{De})$  - декремент затухания ленгмюровских колебаний, определяемый по формуле (3.13').

Гидродинамическая система уравнений для плазменной системы состоит из уравнения непрерывности

$$n_0 v \tau^2 - T \quad (4.23)$$

и уравнения движения, которое с учетом (4.23) может быть записано в виде

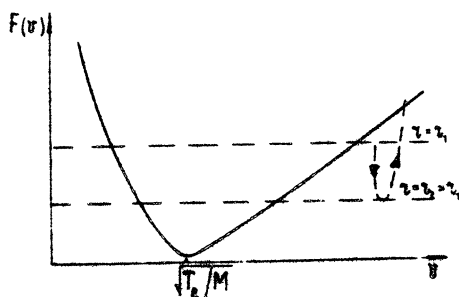
$$\left( m v - \frac{T}{v} \right) \frac{dv}{d\tau} = - \frac{1}{2 n_e} \frac{dW}{d\tau} - \frac{e^2}{2 m \omega^2} \frac{d}{d\tau} E_0^2 + \frac{2T}{\tau}. \quad (4.24)$$



Первые два слагаемых в правой части уравнения (4.24) соответствуют учету высокочастотного давления, создаваемого соответственно плазменной турбулентностью и падающей на мишень электромагнитной волной, последнее слагаемое связано со сферической геометрией мишени. Остановимся на результатах решения. Уравнение (4.24) легко интегрируется

$$\frac{Mv^2}{2} - \frac{T}{2} \ln \frac{v^2}{v_0^2} = \frac{Mv_0^2}{2} - \frac{1}{2n_e} W + 2T \ln \frac{r}{r_0} - \frac{e^2}{2m\omega^2} E_0^2. \quad (4.25)$$

Левая часть этого уравнения показана на графике (рис. 8), минимум соответствует движению плазмы со звуковой скоростью  $v = \sqrt{T/M}$ . В пренебрежении высокочастотным давлением уравнение (4.25) имеет два решения. В первом из



Р и с. 8.

них движение плазмы остается все время дозвуковым и плазменный поток тормозится на периферии, во втором — движение все время сверхзвуковое с ускорением на периферии. Физический смысл имеет решение, в котором движение на периферии плазменной мишени происходит со сверхзвуковой скоростью, соответствующее волне разрежения.

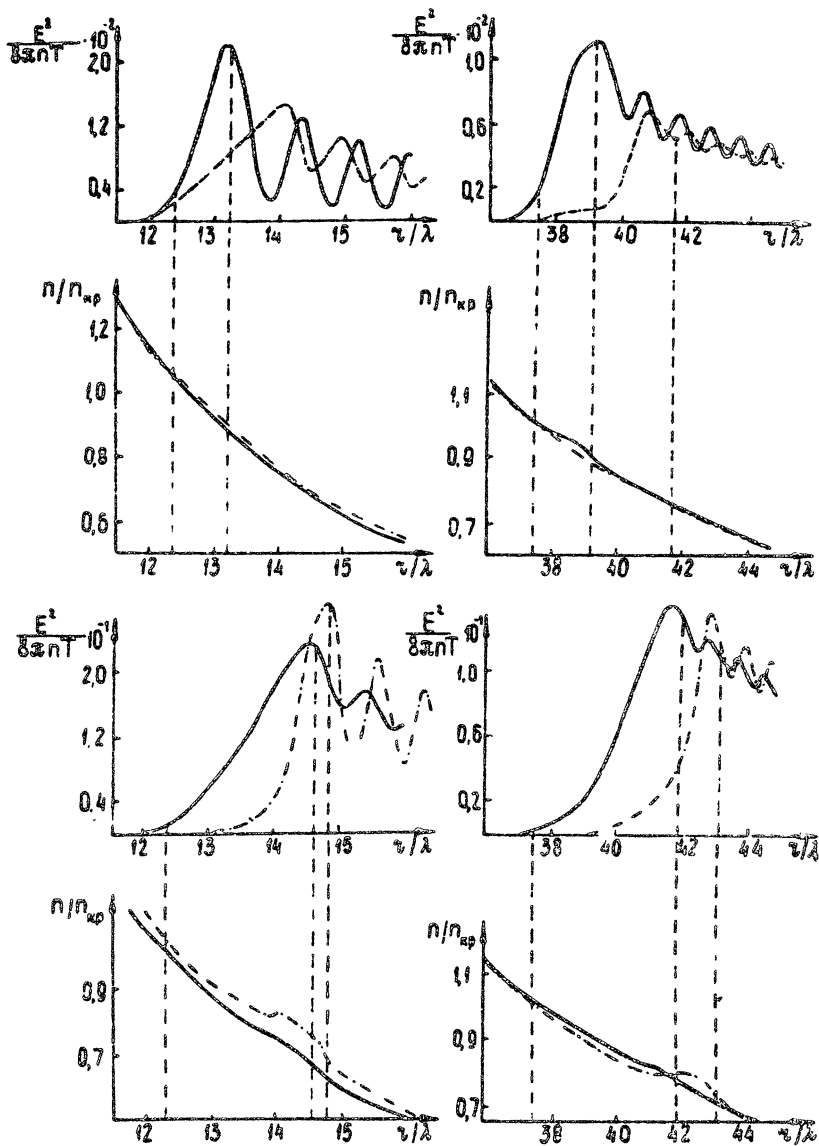
При учете высокочастотного давления становится возможным переход от дозвукового к сверхзвуковому движению плазмы. Поскольку последнее слагаемое в правой части (4.23) обычно мало, такой переход происходит в критической точке, где суммарное высокочастотное давление максимально. Переход возможен при выполнении условия

$$W_{\max} + \frac{E_0^2 \max}{8\pi} > n_e T \left( \ln \frac{T}{m v_0^2} + 4 \ln \frac{r}{r_0} - 1 \right) + n_e M v_0^2. \quad (4.26)$$

При меньших значениях высокочастотного давления движение плазмы остается все время сверхзвуковым, однако учет высокочастотного давления приводит к торможению плазмы в окрестности критической точки и, как следствие этого, к более однородному распределению плотности. Тем самым создаются наиболее благоприятные условия для развития плазменной турбулентности.

На серии рис. 9 показаны самосогласованные распределения поля и плотности плазменной мишени, полученные путем решения уравнений (4.19), (4.20), (4.23), (4.25). Штрих-пунктир соответствует случаю, когда  $\epsilon_{eff}$  определялось по результатам численного моделирования, сплошная линия — случаю, когда использовалась приближенная аналитическая модель, описанная в разд. 3. Амплитуды падающей волны выбирались в интервале  $10^{-3} < H_0^2 / 8\pi I_0 < 4 \cdot 10^{-2}$ , что для неодимового лазера и температуры плазмы  $T = 1$  кэВ соответствует мощностям лазерного луча  $5 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2 < \Phi < 2 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ . Рассматривалась изотермическая плазма  $T_e / T_i$  и два случая более крутого ( $r_0 = 10 \lambda_0$ ) и более пологого ( $r_0 = 30 \lambda_0$ ) распределения плотности;  $r_0$  — критический радиус мишени,  $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$  — длина волны электромагнитного излучения.

Турбулентная диссипация включалась в интервале "расстроек"  $0 < \Omega < \Omega_{пред}$ , где  $\Omega_{пред}$  — минимальная из двух величин:  $\nu_{eff}$  и  $(3/2) K_{пред}^2 r_0^2$ , где  $K_{пред}$  пред определялось по пороговым условиям (4.22). Вне этого интервала  $\nu_{eff}$  и  $W$  полагались равными нулю. Область, где включается плазменная турбулентность, на рис. 9 выведена пунктиром. Из рисунка видно, что самосогласованное распределение плотности в окрестности критической точки при рассматриваемых мощностях в падающей электромагнитной волне является достаточно пологим, и турбулентность существует в широкой области, размер которой больше  $10^3$  дебаевских радиусов, так что турбулентность действительно можно считать квазиоднородной. Турбулентность создает эффективный механизм диссипации электромагнитной волны  $\epsilon$  — поляризации в



Р и с. 9

близости критической точки.

В настоящей статье не рассматривались некоторые важные особенности плазменной турбулентности, такие как турбулентность в неизотермической плазме, когда становятся существенными эффекты накопления коротковолнового звука и конверсии на нем плазменных колебаний, динамика турбулентности при больших "расстройках" частоты накачки от плазменной, образование "хвостов" быстрых электронов и их влияние на гидродинамику разлетающейся плазменной мишени. Изложение всех этих вопросов можно найти в статье по ленгмюровской турбулентности в "Основах физики плазмы" [14].

### Л и т е р а т у р а

1. Сагдеев Р.З. - В сб.: Вопросы теории плазмы, 4, М., Атомиздат, 1964, с.20.
2. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М., Атомиздат, 1979.
3. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. - В сб.: Вопросы теории плазмы, 7, М., Атомиздат, 1973, с.3.
4. Галеев А.А., Ораевский В.Н., Сагдеев Р.З. - Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, с.194.
5. Веденов А.А., Рудаков Л.И. - ДАН СССР, 1964, 159, с.767.
6. Sagdeev R.Z. - Rev.Mod.Phys., 1979, 51, N1, p.3.
7. Захаров В.Е. - ЖЭТФ, 1972, 62, с.1745.
8. Аскарьян Г.А. - ЖЭТФ, 1962, 42, с.1567.
9. Луговой В.Н., Прохоров А.М. - УФН, 1973, 111, с.203.
10. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Сигов Ю.С., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - Физика плазмы, 1975, 1, с.10.
11. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - ЖЭТФ, 1977, 73, с.1352.
12. Рудаков Л.И. - ДАН СССР, 1972, 207, с.821.
13. Басс Ф.Т., Файнберг Я.Б., Шапиро В.Д. - ЖЭТФ, 1975, 49, с.329.
14. Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - В сб.: Основы физики плазмы. М., Атомиздат, 1980.

15. Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - Физика плазмы, 1980, 6, с.346.
16. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой. Итоги науки и техники, 17. М., ВИНТИ, 1978.
17. Kim H.C., Stenzel R., Wong A.Y. - Preprint PPG-175, Univ. of California, 1974.
18. Гетманцев Г.Г. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, с.621;  
Гетманцев Г.Г. - Изв. вузов. Радиофизика, 1976, 19, с.1909.
19. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Физматгиз, 1961.
20. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - УФН, 1975, 116, с.546.
21. Веденов А.А., Рютов Д.Д. - В сб.: Вопросы теории плазмы, 6. М., Атомиздат, 1971, с.3.
22. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - ЖЭТФ, 1977, 72, с.507.
23. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М., Наука, 1973.
24. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. - Ядерный синтез, 1973, 13, с.603.
25. Nishikawa K., J.Phys.Soc.Jap., 1968, 24, p.916.
26. Дегтярев Л.М., Захаров В.Е. - Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с.9.
27. Дегтярев Л.М., Захаров В.Е., Рудаков Л.И. - Физика плазмы, 1976, 2, с.438.
28. Дегтярев Л.М., Захаров В.Е. - Препринт № 106. М., ИПМ АН СССР, 1974.
29. Литвак А.Г., Фрайман Г.М., Юнаковский Ю.А. - Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, с.23.
30. Дегтярев Л.М., Сагдеев Р.З., Соловьев Г.И., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - Физика плазмы, 1980, 6, с.753.
31. Веденов А.А. - АЭ, 1962, 13, с.5.
32. Шапиро В.Д. - ЖЭТФ, 1963, 44, с.613.
33. Цытович В.Н., Шапиро В.Д. - Ядерный синтез, 1965, 5, с.228.
34. Sudan R.N. - Труды 6-й Европ. конф. по упр. синтезу и физике плазмы, 2. Дубна, ОИЯИ, 1974, с.126.

35. Gurnett D.A., Anderson R.R. - J. Geophys. Res., 1977, 82, с.632.
36. Файнберг Я.Б., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - ЖЭТФ, 1969, 57, с.1966.
37. Рудаков Л.И. - ЖЭТФ, 1970, 59, с.2091.
38. Брейзман Б.Н., Рютов Д.Д., Чеботарев П.З. - ЖЭТФ, 1972, 62, с.1409.
39. Брейзман Б.Н., Рютов Д.Д. - Ядерный синтез, 1974, 14, с.873.
40. Завойский Е.К. - АЭ, 1967, 18, с.5.
41. Winterberg F. - Phys. Rev., 1968, 174, p.212.
42. Дегтярев Л.М., Сагдеев Р.З., Соловьев Г.И., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - Физика плазмы, 1980, 6.
43. Литвак А.Г., Миронов В.А., Фрайман Г.М. - Письма ЖЭТФ, 1975, 22, с.368.

## МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛЕНГМЮРОВСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

А.Г.Литвак, Г.М.Фрайман

Модуляционная неустойчивость ленгмюровских колебаний [1] является основным нелинейным процессом, определяющим характеристики плазменной турбулентности, возбуждаемой мощным электромагнитным излучением или электронными потоками. Эта неустойчивость приводит к созданию в плазме когерентных нелинейных образований типа ленгмюровских солитонов (кавитонов), в которых ленгмюровские колебания оказываются захваченными в самосогласованные ямки плотности, возникающие под действием силы Миллера. Сильная ленгмюровская турбулентность может быть представлена в виде ансамбля таких слабо взаимодействующих нелинейных образований .

Проведенные в последние годы исследования по теории сильной ленгмюровской турбулентности показали, что , несмотря на наличие ряда универсальных закономерностей, динамическая картина турбулентности существенно зависит от конкретного механизма возбуждения ленгмюровских колебаний. В случае их генерации под действием монохроматической электромагнитной волны в плазме образуются квазиоднородные солитонные структуры, слабо связанные с волновой накачкой. Возникновение структур сопровождается расслоением первоначально однородной плазмы поперек вектора электрического поля электромагнитной волны и приводит к существенному изменению электродинамических характерис-

тик плазмы — мнимой и действительной части эффективной диэлектрической проницаемости. Ширина одномерных сгустков колебаний определяется амплитудой поля накачки, и в достаточно сильном поле оказывается возможным достижение столь малых масштабов, при которых включается затухание Ландау, приводящее к заметному бесстолкновительному поглощению излучения. При умеренных амплитудах накачки характеристики нелинейной диссипации определяются динамикой неодномерных кавитонов, которые могут возникать в результате неустойчивости одномерных структур относительно поперечных возмущений.

Несмотря на несомненные успехи в исследовании сильной ленгмюровской турбулентности однородной плазмы, ряд ключевых вопросов теории остается невыясненным. В первую очередь, это определение пороговых характеристик и оптимальных инкрементов неустойчивости одномерных распределений относительно поперечной модуляции, исследование характера коллапса неодномерных кавитонов, изучение особенностей нестационарного самовоздействия электромагнитной волны, возникающего в результате развития модуляционной неустойчивости. Без решения этих вопросов, на наш взгляд, невозможно построение физической картины резонансного взаимодействия излучения с плазмой.

Данный обзор содержит изложение существующих представлений о сильной ленгмюровской турбулентности, возбуждаемой в однородной плазме монохроматической электромагнитной волной. В нём последовательно рассматриваются следующие вопросы: обоснование модельных уравнений, описывающих модуляционную неустойчивость ленгмюровских колебаний во внешнем поле, одномерная теория нелинейной стадии модуляционной неустойчивости, коллапс неодномерных ленгмюровских кавитонов, макроскопические характеристики сильной турбулентности и самовоздействие электромагнитной волны .



## 1. Основные уравнения

При описании взаимодействия электромагнитной волны с плазмой будем пользоваться хорошо известной системой усредненных по периоду высокочастотного поля уравнений для медленной амплитуды электрического поля  $\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}, t) e^{i\omega t}$  и малых возмущений плотности плазмы  $n = \delta n / N_0 \ll 1$  ( $N_0$  - невозмущенная концентрация) [2-6]

$$-\frac{2i}{\omega} \frac{d\vec{E}}{dt} + (\epsilon_0 - i\hat{\gamma}_e / \omega - n) \vec{E} + \mathcal{I}_{De}^2 \nabla \operatorname{div} \vec{E} = \frac{e^2}{\omega^2} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} + \hat{\gamma}_s \frac{\partial n}{\partial t} - v_s^2 \Delta n = v_s^2 \Delta \frac{|\vec{E}|^2}{E_p^2}, \quad (2)$$

где  $\mathcal{I}_{De} = v_{Te} / \omega_p$  - дебаевский радиус,  $v_s = (T_e / M)^{1/2}$  - скорость ионного звука,  $v_{Te} = (T_e / M)^{1/2}$ ,  $\epsilon_0 = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2$ ,  $\hat{\gamma}_e$  и  $\hat{\gamma}_s$  - в общем случае интегральные операторы, описывающие затухание высокочастотных и низкочастотных движений.

При рассмотрении возбуждения мелкомасштабных ленгмюровских колебаний полем электромагнитной волны с частотой  $\omega$ , близкой к плазменной  $(\omega - \omega_{pe}) / \omega \ll 1$ , можно воспользоваться наличием в задаче двух существенно разных пространственных масштабов: длины электромагнитной волны  $\lambda_t$  и масштаба ленгмюровских колебаний  $\lambda_e$ :  $\lambda_t \gg \lambda_e$ . Оказывается, что несмотря на нелинейное взаимодействие, крупномасштабное поле электромагнитной волны сохраняет вихревой характер, а поле мелкомасштабных ленгмюровских колебаний остается потенциальным - возникающие отклонения малы. Это обстоятельство позволяет значительно упростить решение задачи.

Рассмотрим характер возникающих упрощений на примере стационарной задачи ( $d/dt = 0$ ) о распространении в плазме линейно поляризованной электромагнитной волны. Будем полагать, что плотность плазмы модулирована в  $\mathcal{I}$ -направлении ( $n = n(\mathcal{I})$ ) с характерным периодом модуляции  $\Omega$  волна распространяется в  $Z$ -направлении и имеет следующие компоненты электрического и магнитного полей

$$E_x(\mathcal{I}) e^{-i\mathcal{H}z}, \quad E_z(\mathcal{I}) e^{-i\mathcal{H}z}, \quad H_y(\mathcal{I}) e^{-i\mathcal{H}z},$$

причём компонента  $E_z$  появляется из-за модуляции плотности.

Для получения необходимых оценок удобнее вместо уравнения (1) с  $\partial/\partial t = 0$  рассмотреть систему уравнений для амплитуд электрического и магнитного полей волны

$$-\frac{h}{k_0} H_y - \beta \tau_{De}^2 \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \beta i h \tau_{De}^2 \frac{\partial E_z}{\partial x} + \epsilon E_z = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = -\beta \tau_{De}^2 h k_0 \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} + i h E_z \right) + k_0 \epsilon E_z \quad (4)$$

$$i h E_z - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i k_0 H_y, \quad k_0 = \omega/c, \quad \epsilon = \epsilon_0 - n(x). \quad (5)$$

В случае мелкомасштабной модуляции плотности  $h a \ll 1$  полное поле можно представить в виде суммы среднего  $\langle \vec{E} \rangle$ ,  $\langle \vec{H} \rangle$  и мелкомасштабного, осциллирующего полей  $\vec{E}_{\sim}$ ,  $\vec{H}_{\sim}$ . При этом уравнение (3) будет описывать возбуждение основной компоненты осциллирующего поля  $E_{z\sim}$  под действием среднего поля электромагнитной волны  $\langle \vec{H} \rangle$ , а для мелкомасштабных компонент  $H_{\sim}$  и  $E_{z\sim}$  из уравнений (4) и (5) получим следующие соотношения:

$$\frac{\partial H_{\sim}}{\partial x} = -\beta \tau_{De}^2 h k_0 \left( \frac{\partial E_{z\sim}}{\partial x} + i h E_{z\sim} \right) + i k_0 \epsilon E_{z\sim}, \quad i h E_{z\sim} - \frac{\partial E_{z\sim}}{\partial x} = -i k_0 H_{\sim} \quad (6)$$

С помощью этих уравнений нетрудно получить оценки

$$|H_{\sim}|_{max} \leq h k_0 \left[ \beta \tau_{De}^2 + (|n_{max}| + \beta h^2 \tau_{De}^2) a^2 \right] |E_{z\sim}|_{max}, \quad (7)$$

$$|E_{z\sim}|_{max} \leq h a |E_{z\sim}|_{max},$$

где  $n_{max}$  — максимальное значение относительной модуляции плотности.

Таким образом, мелкомасштабная модуляция плотности, возникающая в результате возбуждения ленгмюровских колебаний, приводит к появлению мелкомасштабных возмущений магнитного поля волны, малых по параметру  $\mu^2 = h k_0 a^2 \ll 1$ .

Для простоты приведены оценки  $H_{\sim}$ ,  $E_{z\sim}$  в случае одномерной стационарной задачи. Учёт зависимости от времени и неоднородности мелкомасштабной модуляции плотности  $n = n(\tau, \vec{r})$  не приводит к заметному изменению этих оце-

ток, так что вывод о малости мелкомасштабных возмущений магнитного поля остается справедливым и в нестационарном случае. В дальнейшем будем пренебрегать этими малыми возмущениями  $H_{\sim}$ .

Это позволяет описывать возбуждение ленгмюровских колебаний полем электромагнитной волны с помощью уравнения

$$-\frac{2i}{\omega} \frac{d\vec{E}}{dt} + [\epsilon_0 - (i\hat{\gamma}/\omega) - n] \vec{E} + 3\gamma_{De}^2 \nabla \operatorname{div} \vec{E} = \vec{D}(z,t). \quad (8)$$

в котором

$$\vec{D}(z,t) = \frac{c}{\omega} \gamma_{0t} \langle \vec{H} \rangle = \frac{c^2}{\omega^2} \frac{d^2 \langle \vec{E} \rangle}{dz^2}$$

— электрическая индукция в поле электромагнитной волны, являющаяся медленной функцией координаты  $z$  и фактически определяемая средней величиной магнитного поля. Полагая при решении системы уравнений (8), (2)  $\vec{D}(z,t)$  зависящим от координаты  $z$ , как от параметра, можно найти соответствующее решение  $\vec{E}(\vec{r}, t, \vec{D})$  и  $n(\vec{r}, t, \vec{D})$  и затем подставить его в исходное уравнение (1) и провести усреднение по мелкомасштабным осцилляциям.

В результате получим уравнение для среднего поля  $\bar{E}$  электромагнитной волны [7]

$$-\frac{2i}{\omega} \frac{d\bar{E}}{dt} + \frac{c^2}{\omega^2} \frac{d^2 \bar{E}}{dz^2} + \epsilon_{эфф} (|\bar{E}|^2) \bar{E} = 0, \quad (9)$$

в котором по определению

$$\epsilon_{эфф} \bar{E} = \langle \epsilon E \rangle = \epsilon_0 \bar{E} - \langle n E_z \rangle. \quad (10)$$

Уравнение (9) описывает обратное влияние возбуждаемых ленгмюровских колебаний на поле электромагнитной волны — в нём введено понятие эффективной (усредненной по мелкомасштабным осцилляциям) диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{эфф}$  [7]. Мнимая часть  $\epsilon_{эфф}$  характеризует нелинейную диссипацию волны, а действительная — определяет нелинейные эффекты самовоздействия электромагнитной волны.

Таким образом, даже в упрощенной постановке имеем сложную нестационарную краевую задачу для системы уравнений (2), (8), (9). Решение этой задачи, в принципе, может быть разбито на два этапа: первый этап состоит в определе-

нии  $\epsilon_{эф}$  как функции  $D(z, t)$ , второй - в непосредственном исследовании самовоздействия электромагнитной волны. К сожалению, реально осуществить такое разбиение удается только при рассмотрении стационарной задачи, когда  $D(z)$  не зависит от времени, так как только в этом случае можно найти аналитическое решение уравнений (2), (8) и определить зависимость  $\epsilon_{эф}(D)$ . В общем случае нестационарного взаимодействия необходимо совместное решение системы уравнений (2), (8), (9), однако, насколько нам известно, в такой постановке не исследовано пока ни одного, даже самого простого случая самовоздействия. Поэтому далее при изучении нестационарных процессов вынужденно ограничимся рассмотрением более простой модельной задачи о динамике ленгмюровской турбулентности, возбуждаемой в однородной плазме, помещенной в плоский конденсатор, на обкладках которого поддерживается заданная плотность высокочастотного заряда (электрическая индукция  $D = \text{const}$ ), т.е. будем анализировать решения системы уравнений (2), (8) с заданной величиной  $D$ . Решение этой задачи даст важную информацию о динамике модуляционной неустойчивости ленгмюровских колебаний и, кроме того, позволит интерпретировать результаты известных квазистатических экспериментов (см. обзор [8]) по возбуждению ленгмюровских колебаний в высокочастотном конденсаторе.

## 2. Одномерная ленгмюровская турбулентность в квазистатическом внешнем поле

Рассмотрим одномерную задачу о возбуждении ленгмюровских колебаний внешним высокочастотным полем с  $D = \text{const}$ , т.е. будем предполагать, что возбуждаются лишь ленгмюровские колебания, распространяющиеся в направлении поля на качки. Для удобства перейдем в уравнениях (2), (8) к безразмерным переменным

$$E_n = E (16\pi N T_e m / 3M)^{-1/2}, \quad \tau_n = (\tau / 3\tau_{De}) (m/M)^{1/2}, \quad n_n = (3M/m)n,$$

$$\epsilon_n = (3M/m)\epsilon_0, \quad D_n = D_0 (3M/m)^{3/2} (16\pi N T_e)^{-1/2}, \quad (11)$$

$$t_n = \omega_{pe} t (3M/m)^{-1}, \hat{\gamma}_{en} = (3M/m) \hat{\gamma}_e / \omega, \hat{\gamma}_{sn} = (3M/m) \hat{\gamma}_s / \omega,$$

причём в дальнейшем индекс „Н” будем опускать.

В результате получим систему уравнений

$$-2i \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + (\epsilon_0 - i \hat{\gamma}_e - n) E = D, \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} + \gamma_s \frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} |E|^2. \quad (13)$$

Рассмотрим некоторые известные следствия уравнений (12), (13).

При отсутствии накачки  $D=0$  и диссипации  $\gamma_e = \gamma_s = 0$  эти уравнения имеют частные решения в виде солитонов,двигающихся со скоростью  $u$  [9, 10]

$$E = \frac{W}{2\sqrt{2}(1-u^2)^{1/2}} \operatorname{ch} \frac{W(x-ut)}{4(1-u^2)} \exp[i(\Omega t + ux)], \quad (14)$$

$$n = -|E|^2 / (1-u^2), \quad \Omega = \frac{1}{2} \left[ \frac{W^2}{8(1-u^2)} - u^2 - \epsilon_0 \right],$$

где  $W = \int |E(x)|^2 dx$  — число ленгмюровских квантов в солитоне. Ленгмюровский солитон — это движущаяся ямка плотности, возникающая из-за вытеснения плазмы под действием силы Миллера и удерживающая созданные ее ленгмюровские колебания. Одномерный ленгмюровский солитон является энергетически выгодным устойчивым состоянием [10, 11], поэтому он играет важную роль в динамике сильной ленгмюровской турбулентности и, в частности, при модуляционной неустойчивости ленгмюровских колебаний.

Характеристики линейной стадии модуляционной неустойчивости однородного электрического поля  $E_0$  легко получить с помощью линеаризации уравнений (12), (13) относительно малых пространственных возмущений  $A_1 \exp(i\Omega t - ikx)$ . Дисперсионное уравнение для инкремента  $\Gamma = \operatorname{Im} \Omega$  имеет наиболее простой вид, в случае, когда можно пренебречь затуханием звука  $\hat{\gamma}_s = 0$  и ленгмюровских колебаний  $\hat{\gamma}_e = 0$

$$\Omega^2 = \frac{1}{4} (k^2 - \epsilon_0) \left[ (k^2 - \epsilon_0) - \frac{2E_0^2 k^2}{k^2 - \Omega^2} \right]. \quad (15)$$

Модуляционной неустойчивостью обычно называется аперо-  
дическая неустойчивость  $\text{Re } \Omega = 0$ , которая реализуется для  
колебаний с волновым числом, удовлетворяющим условию

$$\epsilon_0 < k^2 < 2\epsilon_0^2 + \epsilon_0. \quad (16)$$

Если  $\epsilon_0 > 0$ , т.е. частота поля накачки больше плазмен-  
ной  $\omega_0 > \omega_{pe}$ , условие (16) всегда выполняется. В закри-  
тической плазме  $\omega_{pe} > \omega_0$  аперо-дическая неустойчивость  
может возникать лишь при полях, больших порогового  $|\epsilon_0| >$   
 $|\epsilon_0|/2$ . Уравнение (15) дает также характеристики распад-  
ной и модифицированной распадной неустойчивостей, реализу-  
ющихся для колебаний с  $k^2 \sim \sqrt{\epsilon_0}$ . Не будем анализировать  
эти характеристики (см., например, [12,13]), приведем толь-  
ко соотношения для максимального инкремента  $\Gamma_{\text{max}}$  и соот-  
ветствующего ему волнового числа  $k_*$  наиболее быстро рас-  
тущего возмущения, причём из соображений удобства их даль-  
нейшего использования в оценках вернёмся к размерным пе-  
ременным

$$\frac{E_0^2}{8\pi N T_e} \ll \frac{m}{M}; \quad \text{Im } k_*^2 \gamma_{De}^2 = \epsilon_0 + \frac{E_0^2}{8\pi N T_e}; \quad \Gamma_{\text{max}} = \omega_{pe} \frac{E_0^2}{16\pi N T_e}, \quad (17)$$

$$\frac{m}{M} \ll \frac{E_0^2}{8\pi N T_e} \ll 1, \quad \text{Im } k_*^2 \gamma_{De}^2 = 4 \left( \frac{m}{M} \frac{E_0^2}{8\pi N T_e} \right)^{2/3}, \quad \Gamma_{\text{max}} = 2\omega_{pe} \left( \frac{m}{3M} \frac{E_0^2}{8\pi N T_e} \right)^{1/3}. \quad (18)$$

При выводе (18) для простоты принято, что  $E_0^2/8\pi N T_e \gg |\epsilon_0|$ .  
Учёт диссипации возбуждаемых ленгмюровских колебаний по-  
зволяет определить пороговую амплитуду накачки, при пре-  
вышении которой развивается неустойчивость. При обычной  
сто кновительной диссипации ленгмюровских колебаний  $\gamma_i = \nu$   
в плазме с  $\epsilon_0 > 0$  пороговое условие имеет вид

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{32\pi N T_e} = \nu / \omega_{pe}, \quad (19)$$

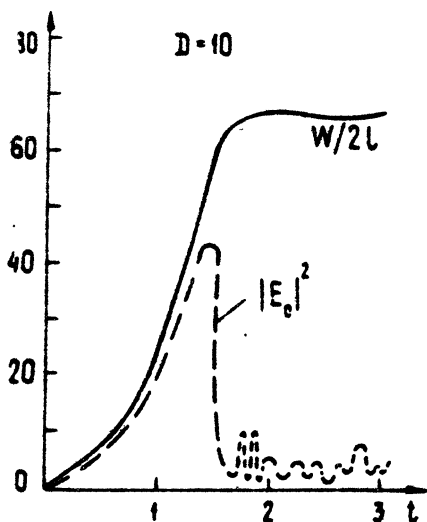
в закритической плазме  $\epsilon_0 < 0$ ,  $|\epsilon_0| > \nu / \omega_{pe}$ , как уже гово-  
рилось выше, порог не зависит от диссипации

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{16\pi N T_e} = |\epsilon_0|. \quad (20)$$

Перейдём к анализу нелинейной стадии модуляционной  
неустойчивости во внешнем высокочастотном поле  $D = \text{const}$

Приведем для примера результаты численного решения уравнений (12), (13) в отсутствие диссипации  $\hat{j}_1 = \hat{j}_2 = 0$  с периодическими краевыми условиями и шумовыми начальными условиями, содержащими неустойчивые пространственные гармоники [14]. Поскольку в сильных полях накачки  $D \gg \epsilon_0^{3/2}$ , слагаемое с  $\epsilon_0$  в уравнении (12) оказывается несущественным, при вычислениях полагали  $\epsilon_0 = 0$ .

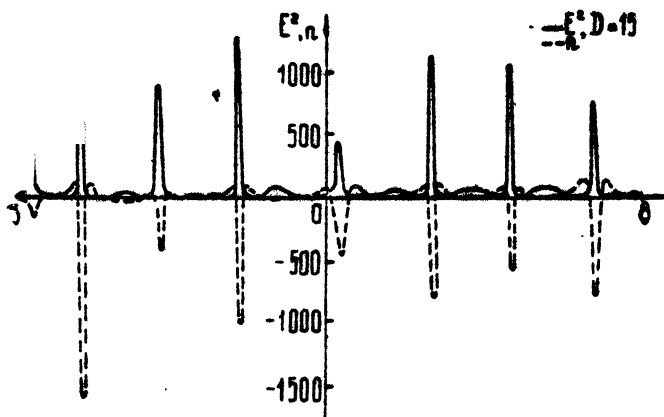
На начальной стадии взаимодействия после включения накачки происходит преимущественный рост среднего (однородного) электрического поля (рис.1) по линейному закону  $E_0 \approx (i/2)Dt$ . На этом этапе, как и следовало ожидать, плотность числа плазмонов в системе длиной  $2l$  определяется средним полем  $(1/2l)W = (1/2l) \int |E_0|^2 dx = Dt^2/4$  (рис.1, сплошная кривая).



Р и с.1. Зависимость среднего поля  $|E_0|^2$  и числа плазмонов  $W/2l$  от времени в отсутствие диссипации:  $\hat{j}_1 = \hat{j}_2 = 0$

Такой рост продолжается до тех пор, пока не включится модуляционная неустойчивость и возмущения концентрации не нарастут настолько, что станет существенным уменьшение среднего поля, обусловленное эффективной диэлектрической проницаемостью. В дальнейшем амплитуда среднего поля резко уменьшается, а плазмоны перекачиваются в возбуждающиеся каверны, так что формируется квазисолитонная структура эл

рического поля. Распределение электрического поля представляет собой последовательность равно отстоящих ленгмювских солитонов с заметно отличающимися амплитудами, причём расстояние между солитонами соответствует оптимальному масштабу модуляционной неустойчивости (рис.2).



Р и с.2. Типичное распределение  $|E|^2(x) \approx n(x)$  на нелинейной стадии модуляционной неустойчивости

Хотя система при наличии накачки  $D \neq 0$  не является консервативной, полная энергия электрического поля выходит за квазистационарный уровень. Амплитуды солитонов при этом пульсируют около некоторого среднего состояния, а среднее поле снижается до величины порогового поля модуляционной неустойчивости для масштабов, меньших расстояния между солитонами.

Для качественной иллюстрации ситуации воспользуемся следующим из уравнения (12) интегральным соотношением, описывающим изменения числа плазмонов в системе в присутствии накачки

$$\frac{dW}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{-L}^L |E(x,t)|^2 dx = iD \int_{-L}^L [E(x) - E^*(x)] dx. \quad (21)$$



Представим полное поле на периоде системы в виде суммы однородного поля и поля покоящегося солитона (14) с медленно изменяющейся амплитудой  $E_m(t)$

$$E(x,t) = E_0 + \tilde{E}_1(x,t), \quad \tilde{E}_1(x,t) = \sqrt{2} E_m \operatorname{ch}^{-1}(E_m x) \exp(-i \int E_m^2 dt). \quad (22)$$

Тогда, если предположить, что среднее поле  $E_0$  не зависит от времени, из (21) для  $E_m$  нетрудно получить уравнение

$$\frac{dE_m}{dt} = \frac{\pi}{4} (2D - E_0 E_m^2) \sin \int E_m^2(t) dt. \quad (23)$$

Из этого оценочного соотношения видно, что  $E_m$  является периодической функцией времени, т.е. наблюдающиеся в численных расчётах осцилляции уровня ленгмюровских колебаний в солитонах связаны с нелинейным сдвигом частоты солитона относительно накачки, приводящим к периодическому изменению знака работы поля накачки над солитоном. Кроме того, из численных расчётов видно, что  $E_0 E_m^2 \gg 2D$  и, следовательно, ленгмюровские солитоны взаимодействуют с накачкой

$D$  не непосредственно, а через среднее поле  $E_0$ . При получении уравнения (23) для простоты предположили  $E_0 = \text{const}$ , в действительности на стадии насыщения среднее поле также осциллирует около некоторого среднего уровня по закону, определяемому соотношением

$$-2i \frac{dE_0}{dt} + \varepsilon_{\text{эфф}}(t) E_0 = D. \quad (24)$$

Эти осцилляции и являются причиной отсутствия передачи энергии от накачки к ленгмюровским колебаниям и установления квазистационарного состояния.

Для оценки параметров возникающей солитонной структуры можно воспользоваться тем обстоятельством, что, как следует из приведенного анализа, динамика системы с  $D = \text{const}$  близка к исследованной в работах [15-17] динамике консервативной системы с  $D = 0$  и соответствующим начальным уровнем среднего поля  $\langle E_{\text{max}} \rangle$ . Приведём полученную в [15] с помощью интегралов исходных уравнений оценку минимального размера ленгмюровского солитона

$$a_{\text{min}} \approx (E_0^2 a_0)^{-1} \quad (25)$$

или в размерных переменных соотношение для обратной величины максимального волнового числа в спектре сильной турбулентности  $K_{\max} \sim \rho_{\min}^{-1}$  ;

$$K_{\max} \tau_{De} \leq (E_0^2 / 8\pi N T_e) (K_* \tau_{De})^4. \quad (26)$$

где  $\rho_0 = 2\pi / K_*$  ,  $K_*$  - оптимальный масштаб модуляционной неустойчивости. В (26) вместо  $E_0$  следует подставить значение  $\langle E \rangle_{\max}$  в неконсервативной задаче, которое, очевидно, наиболее просто определяется в случае  $\epsilon_1 \neq 0$  при  $\epsilon_0 > D^{3/2}$   $\langle E \rangle_{\max} = D / \epsilon_0$  . С помощью выражения (26) можно, в частности, оценить величину накачки  $D$  , при которой необходимо учитывать затухание Ландау.

Таким образом, как следует из численных расчётов и качественного анализа уравнений, картина реализующейся в системе одномерной ленгмюровской турбулентности значительно отличается от традиционной, в которой стационарная турбулентность устанавливается за счёт баланса между подкачкой энергии колебаний от источника и диссипацией - в рассматриваемом случае стационарное состояние возможно и в отсутствие диссипации за счёт нелинейного сдвига частоты ленгмюровских колебаний. Образующаяся при этом солитонная структура представляет собой набор покоящихся солитонов, слабо взаимодействующих между собой, причём усредненные по времени спектры ленгмюровской турбулентности соответствуют именно набору невзаимодействующих солитонов - амплитуды пространственных гармоник экспоненциально зависят от номера  $n$  (рис.3).

Для выяснения влияния бесстолкновительной диссипации на характеристики возбуждаемой турбулентности были проведены детальные численные расчёты с учётом линейного затухания Ландау. В безразмерных переменных (11) граница включения заметного затухания Ландау оказывается зависящей от величины отношения  $M/m$  , причём с ростом  $M/m$  эта граница сдвигается в область больших  $K$  . Поэтому , меняя величину  $M/m$  при неизменной амплитуде накачки , можно регулировать величину бесстолкновительной диссипации в системе. Не останавливаясь на подробном анализе результатов вычислений [18], обсудим основные качественные

Закономерности, следующие из расчётов.

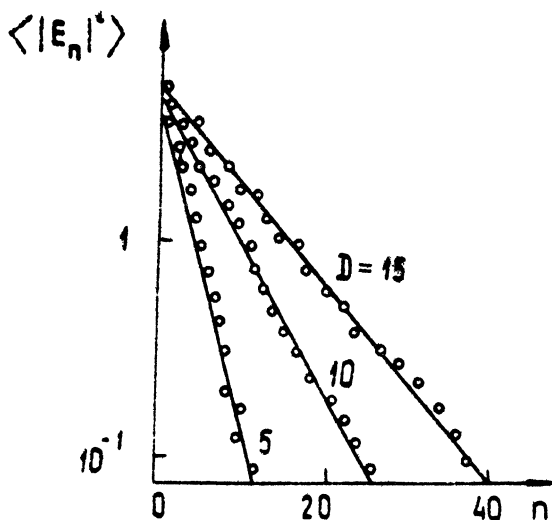
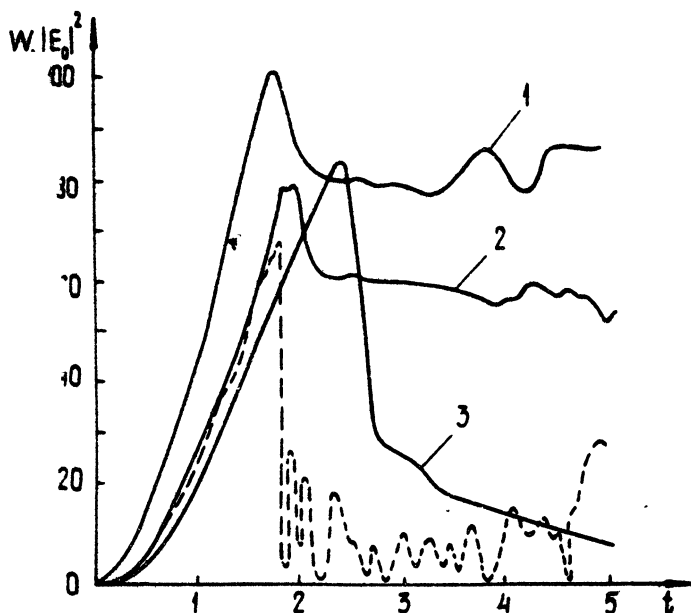


Рис. 3. Спектры пространственных гармоник поля  $|E_n|^2(n)$  при различных амплитудах накачки  $D$

На рис. 4 для иллюстрации приведена зависимость от времени полной энергии ленгмюровских колебаний, рассчитанная для трех близких значений  $D$  и существенно различных затуханий. Видно, что учёт слабой диссипации (кривая 1), включающейся в малых масштабах, не приводит к существенному изменению характеристик турбулентности — в  $k$ -пространстве лишь возникает малый поток энергии в сторону больших волновых чисел.

В случае, если солитоны при сжатии достигают области сильного затухания, картина взаимодействия меняется кардинально. Энергия возбужденных ленгмюровских солитонов быстро диссипирует (кривая 3), оставляя заметные медленно затухающие ямы плотности, наличие которых препятствует эффективной подкачке энергии от внешнего поля. После рассасывания каверн из-за диссипации звука цикл взаимодействия должен повторяться, как это происходит в неоднородной плазме [19], однако средний по времени уровень вы-

сокочастотной энергии в системе оказывается более низким, в случае слабой диссипации.



Р и с. 4. Зависимость полного числа плазмонов от времени при различных затуханиях: 1-  $D=12, M/m=2,5 \cdot 10^4$ ; 2-  $D=10, M/m=10^4$ ; 3-  $D=8, M/m=2,5 \cdot 10^3$ . Тунктивр - зависимость среднего поля  $|E_0|^2(t)$  от времени (случай 2)

Система уравнений (12), (13) при  $D \neq 0$  имеет стационарное решение, описываемое одним уравнением

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + (\epsilon_0 + |E|^2 + i \hat{\gamma} t) E = D. \quad (27)$$

Нетрудно показать, что это решение без нелинейного сдвига частоты дает оценку снизу для уровня энергии возбуждаемых ленгмюровских колебаний.

До сих пор мы рассматривали квазистатическую задачу возбуждения ленгмюровских колебаний в плазме между двумя плоскими пластинами, на которых с помощью внеш-

него источника поддерживается постоянная плотность высокочастотного заряда (тока)  $D = \text{const}$ . В общем случае внешний источник определяет некоторую связь между разностью потенциалов и током, зависящую от соотношения импеданса и внутреннего сопротивления источника. Естественно рассмотреть задачу в другой предельной постановке, предполагая заданной в системе величину среднего по  $\mathbf{I}$  поля:  $\langle E \rangle = \text{const}$ . При этом вместо уравнения (12) получим уравнение

$$-2i \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + (\epsilon_0 - i\hat{\gamma}_e - n)E = \langle (\epsilon_0 - i\hat{\gamma}_e - n)E \rangle, \quad (28)$$

в котором правая часть является функцией времени, возрастающей по мере развития турбулентности.

Картина модуляционной неустойчивости в случае  $\langle E \rangle = \text{const}$  [20, 21], отвечающем, на наш взгляд, задаче о возбуждении ленгмюровских колебаний потоками электронов, кардинально отличается от описанной выше картины при  $D = \text{const}$ . На начальной стадии неустойчивости также возникает периодическая решетка солитонов с периодом, соответствующим максимуму инкремента неустойчивости, однако установления стационарного состояния не происходит, так как по мере развития неустойчивости увеличивается величина  $\epsilon_{\text{эфф}}$  и модуляционно неустойчивыми становятся колебания с масштабами, меньшими расстояния между первичными солитонами. В результате происходит монотонный рост числа солитонов, а стабилизация наступает лишь благодаря затуханию Ландау, когда среднее расстояние между солитонами  $\lambda^*$  удовлетворяет условию  $E_0^2 / 32\pi N T_e = \gamma_e(\lambda^*) / \omega_{pe}$ . Стационарный уровень энергии при этом оказывается существенно зависящим от характеристик диссипации.

Следует отметить, что все численные расчёты одномерной модуляционной неустойчивости указывают на возможность описания сильной ленгмюровской турбулентности в терминах слабого взаимодействия ленгмюровских солитонов между собой, с неизнуживыми свободными ленгмюровскими волнами, во всяком случае для тех ограниченных промежутков времени, которые доступны численному эксперименту. Детальный анализ таких элементарных актов взаимодействия показывает [22], что основным процессом,

препятствующим притяжению (слиянию) солитонов является отталкивание, возникающее из-за их взаимодействия через звуковые волны, эффективно рассеиваемые солитонами. \*) Поскольку звуковые колебания в рамках уравнения (13) возникают как следствие динамики солитонов, их спектр ограничен сверху величиной  $k_m \sim 1/a$  ( $a$  - характерная ширина солитона). Поэтому в режиме сильной турбулентности, когда  $a/v_{ph} \ll \sqrt{m/M}$ , частоты ионнозвуковых волн  $\Omega_s = k v_s$  малы по сравнению со сдвигом частоты плазмонов, захваченных в солитон  $\Delta\omega \sim \omega_{pe}(v_{ph}/a)$ ,  $\Omega_s \ll \Delta\omega$ . Следовательно, ленгмюровские солитоны взаимодействуют со звуком адиабатически, т.е. взаимодействие является квазиупругим, а излучение плазмонов при взаимодействии, если оно и реализуется, является экспоненциально малым. Точно так же экспоненциально слабым является неадиабатическое взаимодействие солитонов со свободными ленгмюровскими волнами. Это оправдывает экстраполяцию результатов численных экспериментов [14-18,20] на большие промежутки времени.

Возвращаясь к анализу стационарной картины, отметим, что в стационарном состоянии одновременно выполняются условия  $D = \text{const}$  и  $\langle E \rangle = \text{const}$ . Следовательно, изложенные выше результаты работ [14,18,20,21] показывают, что исходная система уравнений (2),(8),(9) имеет, по крайней мере, два квазистационарных состояния с существенно различающимися уровнями энергии ленгмюровских колебаний (явление гистерезиса). Какое из этих состояний реализуется в системе, зависит от характера включения поля накачки. При медленном включении поля, по-видимому, должно устанавливаться состояние, обладающее меньшей энергией, т.е. состояние, в которое система приходит в результате выхода из резонанса с накачкой за счёт нелинейного сдвига частоты. Характеристики этого состояния можно определить из решения уравнений (12),(13) при условии  $D = \text{const}$ .

\*) Именно с этим отталкиванием может быть связано наблюдаемое в численных экспериментах [15,16] образование и поддержание почти регулярной решетки стоячих ленгмюровских солитонов.

### 3. Динамика неоднородных кавитонов

Характер нелинейной стадии модуляционной неустойчивости и количественные характеристики сильной ленгмюровской турбулентности существенно зависят от размерности задачи. Рассмотренная выше одномерная картина в изотропной плазме обычно соответствует лишь начальному этапу развития модуляционной неустойчивости, хотя при определенных условиях может реализоваться и на больших промежутках времени (см., например, модельный эксперимент [8]). В общем случае одномерные распределения оказываются неустойчивыми относительно малых возмущений их поперечной структуры [23–24]. Физический механизм этой неустойчивости тождествен механизму параметрической неустойчивости однородного поля, но анализ количественных характеристик осложняется неоднородностью плазмы в солитонах и векторным характером электрического поля. Важно, что неустойчивость одномерного солитона является пороговой, так же как и обычная параметрическая неустойчивость однородного поля. Порог, очевидно, связан с конечностью затухания ленгмюровских и ионнозвуковых колебаний и возрастает с уменьшением размера солитона из-за увеличения затухания Ландау. Хотя количественные пороговые характеристики этой неустойчивости пока не определены, ясно, что достаточно мелкомасштабные одномерные солитоны и каверны могут быть устойчивыми относительно поперечных возмущений. В частности, такие устойчивые квазиодномерные кавитоны наблюдались в модельном эксперименте (поперечный масштаб кавитона в 20 раз превышал его продольный масштаб ( $\lambda_{\perp} = 30\tau_{De}$ ,  $\lambda_{\parallel} = 600\tau_{De}$ ) [8]).

Солитоны больших размеров, тем не менее, должны быть неустойчивыми, причём, как показывает анализ [23–25], существует оптимальный масштаб возмущения, обладающий максимальным инкрементом, и этот масштаб с точностью до численного множителя порядка единицы совпадает с шириной солитона. Неустойчивость приводит к разбиению одномерных солитонов на набор неоднородных сгустков колебаний – кавитонов, имеющих тенденцию к схлопыванию.

Поскольку квазиодномерная солитонная структура, возникающая в плазме на начальной стадии модуляционной неустойчивости, при умеренной накачке не достигает области затуха-

ния и в то же время оказывается слабо связанной с накачкой, последующую неоднородную динамику колебаний можно рассматривать, не учитывая их взаимодействия с накачкой, т.е. полагая  $D=0$ .

Система уравнений, описывающая самовоздействие свободных неоднородных потенциальных ленгмюровских колебаний  $\vec{E} = -\nabla\psi$  в безразмерных переменных (11) имеет вид

$$\Delta(-2i\psi_t' + \Delta\psi) = \text{div}(n\nabla\psi), \quad (29)$$

$$n_{,tt} - \Delta n = \Delta|\nabla\psi|^2. \quad (30)$$

Эти уравнения обладают интегралами движения: сохраняются полное число ленгмюровских квантов

$$W_0 = \int |\vec{E}|^2 d\vec{r} = \text{const}, \quad (31)$$

импульс системы

$$\vec{p} = \int \left[ \frac{i}{2} (\vec{E} \text{div} \vec{E}^* - \vec{E}^* \text{div} \vec{E}) + n\vec{v} \right] d\vec{r} = \text{const} \quad (32)$$

и квазиэнергия ленгмюровских колебаний (гамильтониан)

$$\mathcal{H} = \int (|\text{div} \vec{E}|^2 + n|\nabla\psi|^2 + n^2/2 + v^2/2) d\vec{r} = \text{const}. \quad (33)$$

В (32), (33) входит скорость низкочастотных движений  $\vec{v}$ , определяемая из уравнения

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla(n + |\vec{E}|^2). \quad (34)$$

В математическом и физическом планах явление самовоздействия локализованных распределений ленгмюровских колебаний близко достаточно хорошо исследованному к настоящему времени явлению самофокусировки волновых пучков. Поэтому математический аппарат, а также многие идеи теории самофокусировки были успешно использованы при рассмотрении динамики изолированного ленгмюровского кавитона. Именно опираясь на эти идеи, В.Е.Захаров сформулировал проблему коллапса ленгмюровских колебаний.

Характер динамики локализованных распределений, описываемой уравнениями (29), (30), принципиально зависит от размерности задачи. Так, если в одномерном случае уравнения



(29),(30) имеют устойчивые стационарные решения - солитоны, то, как известно, двумерных и трехмерных устойчивых стационарных решений не существует. Малые возмущения приводят к самосжатию неодномерных стационарных распределений, причём в рамках уравнений (29),(30) отсутствуют факторы <sup>+)</sup> , препятствующие схлопыванию. Это обстоятельство позволяет полагать, что решение, описывающее эволюцию коллапсирующих распределений  $E(\vec{r}, t)$ , должно иметь сингулярность. В физической системе бесконечная плотность энергии не будет реализоваться, так как, начиная с некоторых амплитуд или масштабов области сильного поля, должен включаться один из механизмов бесстолкновительного затухания (обычно затухание Ландау на хвосте максвелловского распределения электронов), приводящий к поглощению колебаний. Поэтому с физической точки зрения представляет интерес вопрос о величине энергии ленгмюровских колебаний, уходящей в особенность - от нее зависят характеристики нелинейной диссипации в системе.

Анализ системы уравнений (29),(30) показывает, что следует различать два предельных случая эволюции локализованных распределений  $E(\vec{r})$ . При малых амплитудах  $|E_{max}|^2 \ll 1$  распределение поля меняется медленно, так что возмущения плотности успевают выноситься со скоростью звука из области поля - нелинейность среды является в этом случае локальной  $n = -|E|^2$ . Процесс самовоздействия колебаний такой малой интенсивности  $W/NT_e \ll m/M$  описывается уравнением

$$\Delta(-2i\psi_t + \Delta\psi) + \text{div} |\nabla\psi|^2 \psi = 0. \quad (35)$$

В этом наиболее простом случае некоторые общие свойства решений можно исследовать с помощью интегралов движения (31)-(33), в которых следует положить  $n = -|E|^2$ ,

<sup>+)</sup>  Такими факторами, не учтенными в уравнениях (29),(30), являются насыщение нелинейной зависимости  $n(|E|)$  и так называемая электронная нелинейность. Однако детальный анализ показывает [25-27], что эти факторы становятся существенными только при размерах кавитона, сравнимых с дебаевским радиусом, когда включается заметное затухание Ландау.

$\vec{r} = 0$ . В частности, можно обобщить на случай потенциального векторного поля известную теорему Таланова [28] из теории самофокусировки света (легко провести такое обобщение с помощью Лагранжева формализма [29,30]). В результате для второго момента распределения электрического поля - эффективной ширины распределения

$$a_{zpp}^2 = \frac{1}{W_0} \int r^2 |\vec{E}(r)|^2 d\vec{r} \quad (36)$$

получим уравнение [30]

$$\frac{d^2 a_{zpp}^2}{dt^2} = c + (2-p) \int |\vec{E}|^4 d\vec{r}, \quad (37)$$

где  $c = 2\mathcal{H}/W_0 - P^2/W_0^2 = \text{const}$ ,  $p$  - пространственная размерность задачи.

Из соотношения (37) следует, что в двумерном и трехмерном случаях  $p \geq 2$  начальные распределения с  $c < 0$  (в частности, с  $p < 0$ ) коллапсируют за конечное время - для таких распределений сугубо положительная величина  $a_{zpp}^2$  становится отрицательной в конечный момент  $\hat{t}$ , что, по-видимому, означает возникновение у решения сингулярности при  $t_0 < \hat{t}$ .

С помощью соотношения (37), однако, нельзя решить вопроса о характере особенности и, в частности, о величине втекающей в неё энергии. При исследовании этого вопроса естественно предположить, как это обычно делается в теории нелинейных уравнений в частных производных, что если уравнение (35) имеет автомодельное решение и особенность возникает в некоторый момент  $t_0$ , то при  $(t_0 - t) \ll t_0$  коллапсирующее решение близко к автомодельному. Рассмотрим возможные автомодельные решения уравнения (35). Это уравнение допускает автомодельную подстановку

$$\vec{E} = \vec{E}(\xi) \exp[-i\mu^2 \ln(t_0 - t)], \quad \xi = \vec{r}/(t_0 - t)^{1/2}. \quad (38)$$

Автомодельное решение должно удовлетворять закону сохранения числа плазмонов (31)

$$W_0 = \int |\vec{E}(\vec{r})|^2 d\vec{r} = (t_0 - t)^{p-2} \int |\vec{E}(\xi)|^2 d^p \xi = \text{const}. \quad (39)$$

В наиболее важном трехмерном случае ( $\rho=3$ ), соотношение (37) может быть выполнено, только если  $\int |\vec{E}(\xi)|^2 d^3\xi = \infty$ . Это означает, что соответствующие уравнения не имеют локализованных решений. Более детальный анализ показывает, что можно сконструировать автомодельные решения с сохраняющимся числом квантов, если в уравнение (29) включить сторонний источник. Этот источник должен компенсировать потери, связанные с излучением плазмонов из каверны, схлопывающейся по закону (38). В отсутствие источника число ленгмюровских квантов в коллапсирующей каверне убывает, так что образующаяся в рамках уравнения (29) сингулярность содержит нулевую энергию. Этот вывод подтверждают численные расчёты, проведенные для простейшего случая симметричной скалярной задачи [31].

Если принять, что на начальном этапе схлопывание происходит по закону (30), то очевидно, что скорость изменения амплитуды поля достаточно быстро сравнивается со скоростью звука. Оценка отброшенного инерционного члена  $\hbar_{tt}$  в уравнении (30) показывает, что он становится существенным при  $W/N\Gamma_e \approx m/M$ . Дальнейшее обужение кавитона должно происходить со скоростью порядка или большей ионозвуковой  $\dot{a} > v_s$ . Попытаемся проанализировать возможные автомодельные решения в этом случае.

Точный класс автомодельных решений, соответствующих звуковому коллапсу, удастся найти в двумерном случае [32]. Уравнения (29), (30) также допускают автомодельную замену переменных, которая при  $\rho=2$  оставляет сохраняющимся полное число ленгмюровских квантов. Для аксиально симметричных распределений с электрическим полем  $E_r(r,t)$  эта замена

$$E_r(r,t) = \frac{1}{at} \delta(\xi, \dot{a}) \exp\left[-\frac{i}{2} \left( \int \frac{dt}{a^2} + \dot{a} a \xi^2 \right)\right],$$

$$\pi(r,t) = \frac{1}{a^2 t} n(\xi, \dot{a}), \quad r = \xi/a(t), \quad a(t) = \dot{a}(t_0 - t), \quad \dot{a} = \text{const}$$

приводит к системе обыкновенных дифференциальных уравнений.

$$\Delta \xi \xi + \frac{1}{\xi^2} \xi \xi - n \xi - \xi = 0.$$

$$\dot{a}^2 \frac{1}{\xi} \frac{d^2}{d\xi^2} \xi^3 n - \Delta n = \Delta \delta^2,$$

$$\Delta = \frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \xi \frac{d}{d\xi}. \quad (40)$$

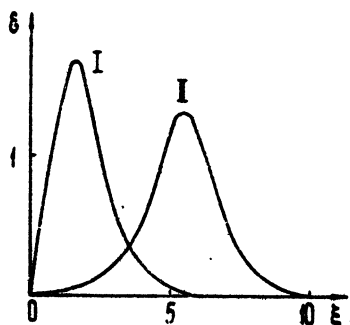
Задача состоит в нахождении локализованных собственных решений уравнений (40), удовлетворяющих соответствующим краевым условиям

$$\begin{aligned} \delta(0) = 0, \quad \delta'(0) = \text{const}, \\ \delta, n \rightarrow 0, \text{ при } \xi \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (41)$$

Численное исследование этой краевой задачи [32] показало, что локализованные решения существуют лишь при достаточно малых скоростях схлопывания

$$\dot{a} < \dot{a}_{кр} = 0,14 \quad (42)$$

или в размерных переменных  $\dot{a}_{кр} = 0,14 v_0$ . Каждому значению параметра  $\dot{a} < 0,14$  соответствует две автомодельные моды (рис.5), по-разному локализованные в пространстве, причём при  $\dot{a} = \dot{a}_{кр}$  они совпадают.



Р и с.5. Автомодельные аксиально симметричные распределения  $\delta^2(\gamma)$  для  $\dot{a} = 0,08$

Существование критической скорости аксиально симметричного коллапса, по-видимому, связано с тем, что при больших скоростях схлопывания профиль возмущения концентрации не успевает самосогласованным образом подстраиваться под распределение поля.

Уже приведенный двумерный пример показывает, что на-

личие автомодельных переменных совсем не означает существования интересующих нас локализованных автомодельных решений. В частности, из него следует отсутствие аксиально симметричного сверхзвукового коллапса ( $\dot{a} > \dot{1}$ ).

В трехмерном случае строгих автомодельных решений уравнений (29), (30), удовлетворяющих законам сохранения не существует. Поэтому важно выяснить характер эволюции колебаний при сверхзвуковом коллапсе, когда поле меняется быстрее, чем происходит вынос колебаний со скоростью звука. В этом случае можно в уравнении (30) пренебречь членом, учитывающим перенос возмущений,

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} = \Delta |\vec{E}|^2 \quad (43)$$

и описывать процесс уравнениями (29), (43).

Наиболее выгодными энергетически представляются сферически симметричные распределения. Однако численные расчёты и анализ автомодельных решений [22,33] показывают, что сверхзвуковой сферически симметричный коллапс также запрещен, как и аксиально симметричный. В симметричном случае при  $r=0$  электрическое поле  $E_r=0$ , поэтому в центре симметрии ( $r=0$ ) имеется потенциальная яма, в которой происходит накопление частиц, выталкиваемых из области максимума поля. Диэлектрическая проницаемость в центре становится отрицательной  $\epsilon(r=0) < 0$ , что препятствует схлопыванию колебаний к центру.

Естественно предположить, что запрет симметричного коллапса связан с этой особенностью топологии электрического поля, и пытаться рассмотреть несимметричные распределения, имеющие в центре максимум  $|\vec{E}|^2$ . Так, в работах [34,35] численно исследовался коллапс каверны с дипольной (дисковой) конфигурацией электрического поля. В этом случае процесс самосжатия идет более эффективно, чем в сферически симметричном случае. К сожалению, из-за ограниченных вычислительных возможностей в неоднородных расчётах приходится сразу задавать сильно надкритические условия, при которых начальное распределение соответствует сильно фокусирующей линзе. Поэтому полученные к настоящему времени численные результаты имеют скорее иллюстративный, нежели доказательный характер. Они убедительно

свидетельствуют о наличии тенденции к схлопыванию начальных несимметричных распределений с  $\mathcal{N} < 0$ , но пока не дают ответа на такие тонкие принципиальные вопросы как существование решений с сингулярностью, содержащей конечную энергию колебаний, зависимость характера процесса от начальной симметрии распределения и др. Для выяснения подобных вопросов необходимы более детальные численные расчёты, а также аналитическое рассмотрение.

Аналитическую информацию снова можно попытаться получить из рассмотрения возможных автомодельных решений. Уравнения сверхзвукового коллапса (29), (43) допускают автомодельную подстановку.

$$\begin{aligned} \psi &= (t_0 - t)^{1/3} \Theta(\xi) \exp[-i \mu^2 / (t_0 - t)^{2/3}], \\ n &= N(\xi) / (t_0 - t)^{2/3}, \quad \bar{\xi} = \bar{r} / (t_0 - t)^{2/3}, \end{aligned} \quad (44)$$

причём на этот раз подстановка оставляет сохраняющимся число ленгмюровских квантов  $\int |\nabla \psi|^2 d^3 r = \int |\nabla \xi \Theta|^2 d^3 \xi$ . Как уже отмечалось, наличие подходящей автомодельной замены еще не означает существования локализованных автомодельных решений. Тем не менее, поскольку не было доказано и обратное утверждение, до последнего времени предполагалось, что в случае дипольных дисковых конфигураций поля, которые фигурировали в численных расчётах, локализованные автомодельные решения могут существовать, хотя соответствующие решения сложной краевой задачи не были найдены. Недавно одним из авторов было показано [36], что существуют жесткие ограничения на класс автомодельных решений сверхзвукового коллапса, связанные с законами сохранения.

В работе [36] путем прямой подстановки автомодельных переменных (16) в интеграл энергии системы уравнений (8), (15) удалось доказать, что одномодовых локализованных автомодельных решений, удовлетворяющих закону сохранения  $\mathcal{N}$ , не существует.

Проиллюстрируем идею этого доказательства на более простой модельной задаче для ска. ярного поля  $u(\bar{r}, t)$  описываемой уравнениями

$$-2i \frac{\partial u}{\partial t} + \Delta u - n E = 0, \quad (45)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla |u|^2, \quad \frac{dn}{dt} + \text{div } \vec{v} = 0. \quad (46)$$

Эта модель обладает всеми свойствами масштабного подобия исходной векторной задачи, но лишена топологической особенности, связанной с требованием равенства нулю поля в центре для симметричных решений, что являлось главным препятствием коллапсу. Интегралы уравнений (45), (46) имеют вид

$$W_0 = \int |u|^2 d\vec{r},$$

$$\mathcal{H} = \int (|\nabla u|^2 + n|u|^2 + \frac{1}{2} v^2) d\vec{r}. \quad (47)$$

В уравнениях (29), (30) также можно сделать автомодельную замену переменных типа (44)

$$u = a^{-3/2} u(\xi) \exp(i \int \mu^2 dt),$$

$$n = a^{-2} N(\xi), \quad \vec{v} = a^{-3/2} \nabla \Phi(\xi), \quad (48)$$

$$\mu^2 = \mu_0^2 / a^2(t), \quad a(t) = (t - t_0)^{2/3}, \quad \xi = \vec{r} / a(t).$$

Подстановка автоматически обеспечивает условие сохранения числа квантов  $W_0 = \text{const}$ . Замена переменных в интеграле энергии приводит к соотношению

$$\mathcal{H}_{\text{авт}} = \mathcal{H}_\xi / a^2 = \text{const}, \quad (49)$$

для выполнения которого необходимо

$$\mathcal{H}_\xi = 0, \quad (50)$$

т.е. локализованные автомодельные распределения должны в автомодельных переменных иметь квазиэнергию, равную нулю.

Рассмотрим для простоты сферически симметричный случай. Тогда  $\Phi(\xi)$  и  $N(\xi)$  можно записать через  $|u|^2$  в квадратурах

$$\Phi(\xi) = \frac{3}{2} \xi^{-3/2} \int_0^\xi \xi^{-1/2} |u|^2 d\xi, \quad \Phi(0) = |u(0)|^2, \quad (51)$$

$$N(\xi) = \frac{3}{2} \xi^{-2} \int_0^{\xi} \xi \Delta \Phi d\xi = \frac{3}{2} \xi^{-3/2} \frac{d}{d\xi} \left\{ \xi [\Phi(\xi) - \Phi(0)] \right\} \quad (52)$$

при  $\xi \rightarrow \infty$ ,  $\Phi(\xi) \rightarrow 0$ , так что для возмущения плотности имеем асимптотику

$$N(\xi) = -(3/2) |u(0)|^2 / \xi^2. \quad (53)$$

Нас интересуют устойчивые автомодельные решения. Довольно естественно предположить, что решение устойчиво, если самосогласованная яма плотности  $N(\xi)$  такова, что в ней не могут существовать более высокие моды. Когда это условие нарушается, т.е. в яме может возбуждаться ещё одна более мелкомасштабная мода, то основная мода называется модуляционно неустойчивой относительно таких запертых в яме возмущений. Сделанное предположение не доказано строго, но подтверждается всеми известными нам примерами аналитического и численного исследований устойчивости нелинейных мод.

Из квантовой механики известно [37], что в яме типа  $N(\xi) = -\beta/\xi^2$  существует бесконечное число дискретных уровней, если  $\beta \geq 1/4$ . Следовательно, условие одномодовости ямы (38) имеет вид

$$(3/2) |u(0)|^2 \leq 1/4 \quad (54)$$

Вычислим теперь гамильтониан  $\mathcal{H}$  для автомодельных одномодовых распределений

$$\mathcal{H}_{\xi} = \int \left[ |\nabla u|^2 - \frac{3}{2} |u(0)|^2 \frac{|u|^2}{\xi^2} \right] d\bar{\xi} + \int \left[ \frac{3}{2} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)^2 + \frac{\Phi^2}{4\xi^2} \right] d\bar{\xi}. \quad (55)$$

Единственное отрицательное слагаемое в  $\mathcal{H}_{\text{авт}}$  связано с тем, что  $u(0) \neq 0$ . Для объемных интегралов справедливо неравенство

$$\int |\nabla u|^2 d\bar{\xi} \geq \frac{1}{4} \int \frac{|u|^2}{\xi^2} d\bar{\xi}. \quad (56)$$

Поэтому получаем, что в классе одномодовых распределений  $\mathcal{H}_{\xi} > 0$ , т.е. одномодовых автомодельных решений, удовлетворяющих законам сохранения исходных уравнений, сверхзвукового коллапса не существует.



Аналогичный вывод может быть сделан и для несимметричных распределений скалярной задачи и для автомодельных решений векторной задачи о ленгмюровском коллапсе.

На наш взгляд реализация коллапса существенно неодномодовых распределений энергетически невыгодна, а сам процесс коллапса таких распределений в силу приведенных выше аргументов должен оказаться неустойчивым.

Таким образом, приходим к выводу, что при схлопывании трехмерных кавитонов число квантов и квазиэнергия не могут сохраняться одновременно. Это требует ревизии соотношений теории сильной ленгмюровской турбулентности, полученных только на основании анализа размерностей задачи в предположении о существовании сверхзвукового коллапса, удовлетворяющего законам сохранения. Хотя проблема коллапса нуждается в дальнейшем аналитическом и численном исследовании, мы на основании изложенных в этом разделе материалов будем для определенности предполагать, что в случае  $W/NT_e > m_e/M$  каверна сжимается со скоростью порядка ионнозвуковой, причём по мере сжатия происходит уменьшение числа захваченных плазмонов, так же как в дозвуковом режиме коллапса. Поскольку затухание Ландау включается при малых, но конечных масштабах колебаний, схлопывание и в этом случае приводит к доставке конечной энергии в область поглощения. Однако темп поглощения оказывается более низким, чем в случае сохраняющегося числа плазмонов в каверне.

#### 4. Макроскопические характеристики сильной ленгмюровской турбулентности

Попытаемся представить качественную картину трехмерной ленгмюровской турбулентности, возбуждаемой в однородной плазме полем сильной электромагнитной волны, и рассмотреть ее некоторые макроскопические следствия.

Эффективная частота соударений  $\nu_{эфф}$ . Модуляционная неустойчивость, возникающая в поле электромагнитной волны, первоначально приводит к образованию в плазме одномерной квазипериодической стоячей солитонной структуры, слабо взаимодействующей с накачкой. При умеренных амплитудах

электромагнитной волны  $\langle E_0^2 \rangle / 8\pi N T_e \sim m/M$  размеры образующихся солитонов заметно превышают дебаевский радиус  $\tau_{De}$ , так что бесстолкновительное поглощение не оказывает существенного влияния на динамику турбулентности. Одномерная решетка неустойчива относительно поперечных возмущений, приводящих к образованию в плазме набора трехмерных коллапсирующих каверн.

Энергию в одной каверне можно оценить по формуле

$$\epsilon_{\text{КАВ}} = W_0 (\pi/k_*)^3, \quad (57)$$

где  $W = \langle E_0^2 \rangle / 8\pi$  — плотность энергии поля накачки,  $k_*$  — оптимальное волновое число модуляционной неустойчивости.

В процессе коллапса энергия колебаний, захваченных в каверну, убывает пропорционально её размеру, так что для величины энергии, поглощенной в одной каверне, имеем

$$\epsilon_{\text{КАВ}} \approx \epsilon_{\text{КАВ}} (k_* \tau_{De}) = \pi^3 (N \tau_{De}^3) T_e. \quad (58)$$

Можно оценить и величину плотности энергии, поглощенной в единицу времени, так как нам известно полное число каверн в единице объема  $N_{\text{КАВ}} = (k_*/\pi)^3$  и характерное время коллапса (со звуковой скоростью)  $\tau_{\text{КАВ}} \sim (k_* U_s)^{-1}$

$$Q = \epsilon_{\text{КАВ}} N_{\text{КАВ}} / \tau_{\text{КАВ}} \approx \omega_{pe} W_0 (k_* \tau_{De})^2 \quad (59)$$

Если ввести понятие эффективной частоты соударений  $\nu_{\text{эфф}}$ , характеризующей темп бесстолкновительного поглощения волны накачки:  $Q = \nu_{\text{эфф}} W_0$ , то из выражения (59) получим окончательную оценку

$$\nu_{\text{эфф}} = \alpha \omega_{pe} \frac{W}{N T_e}, \quad (60)$$

$\alpha$  — численный коэффициент порядка единицы (при таких грубых оценках мы не можем ручаться за величину  $\alpha$  с точностью до порядка, по-видимому,  $\alpha \leq 10$ ). Разумеется, приведенная оценка  $\nu_{\text{эфф}}$  справедлива лишь на начальной стадии взаимодействия, в дальнейшем появление значительного числа ускоренных электронов, связанное с поглощением ленгмюровских колебаний, может привести к существен-

ному изменению характеристик взаимодействия.

Просветление плазмы. Ещё одним макроскопическим проявлением сильной ленгмюровской турбулентности является существенное изменение действительной части диэлектрической проницаемости плазмы. Дело в том, что образование динамических квазиодномерных солитонных распределений плазменных колебаний сопровождается расслоением первоначально непрозрачной плазмы ( $\epsilon_1 < 0$ ), приводящим к созданию знакопеременной структуры диэлектрической проницаемости (в кавернах  $\epsilon > 0$ ). Такая слоистая структура с масштабами, много меньшими длины электромагнитной волны, может не только привести к существенному изменению пространственной структуры поля, но и к проникновению электромагнитной волны в глубь непрозрачной закритической плазмы [7].

Чтобы проиллюстрировать принципиальную возможность такого механизма просветления плазмы, рассмотрим вспомогательную линейную квазистатическую задачу об эффективной диэлектрической проницаемости плоскостратифицированной среды, состоящей из периодического набора слоев двух типов: диэлектрическая проницаемость слоя толщиной  $l$  положительна ( $\epsilon_a > 0$ ), а диэлектрическая проницаемость слоя толщиной  $L$  отрицательна ( $\epsilon_b < 0$ ). Записывая в соответствии с определением  $\epsilon_{зфф}$  (10) элементарное соотношение

$$\epsilon_{зфф}^{-1} = \langle \epsilon^{-1} \rangle = \frac{1}{L+l} \int_0^{L+l} \frac{1}{\epsilon} dx, \quad (61)$$

получим выражение

$$\epsilon_{зфф} = (L+l) \epsilon_a |\epsilon_b| / l |\epsilon_b| - \epsilon_a L, \quad (62)$$

из которого следует, что диэлектрическая проницаемость такой среды (смеси) положительна  $\epsilon_{зфф} > 0$  при

$$\epsilon_a < \frac{l}{L} |\epsilon_b|, \quad (63)$$

причём вблизи порога просветления  $\epsilon_{зфф} \rightarrow \infty$ . Нетрудно показать [6], что диэлектрическая проницаемость (62) определяет постоянную распространения неоднородной монохроматической плоской волны ТМ типа, распространяющейся в та-

кой системе в направлении  $Z$  и имеющей составляющие электрического поля  $E_x(t)e^{-ik_z z}$ ,  $E_z(t)e^{-ik_z z}$ ,  $k_z^2 = k_0^2 \epsilon_{эф}$  и, следовательно, в плотной плазме при наличии не очень сильной модуляции  $\epsilon$  возможно распространение электромагнитной волны.

В нелинейной задаче  $\epsilon_{эф}$  также определяется средним дипольным моментом: единицы объема сильно неоднородной (на длине электромагнитной волны) плазмы и поэтому достаточно грубо зависит от принимаемой модели расслоения плазмы. Для иллюстрации эффекта можно ограничиться рассмотрением простейшей модели, ожидая, что выявленные качественные закономерности будут иметь достаточно общий характер. Разумеется, количественные нелинейные характеристики зависят от того, используем ли мы модель коллапсирующих каверн или модель квазистационарных взаимодействующих солитонов.

Итак, предположим, что в случае линейной поляризации падающей электромагнитной волны возникающие каверны являются квазиодномерными, и для нахождения  $\epsilon_{эф}$  воспользуемся решениями одномерного стационарного уравнения для плазменных колебаний

$$\frac{d^2 E}{d t^2} + (\epsilon_0 + |E|^2 - \langle E \rangle^2) E = D, \quad (64)$$

в котором усреднение проводится наиболее просто. Для определения нужного нам квазисолитонного решения (61)\*, необходимо задаться зависимостью среднего расстояния между солитонами  $L_0$  (периода эллиптической функции) от величины  $D$ . Естественно предполагать, что расстояние между солитонами в стационарном случае совпадает с масштабом наиболее быстро растущего возмущения при модуляционной неустойчивости.

Если в системе нет сильной диссипации, то сохраняется память о предыстории процесса, и даже в однородной плазме с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_0(Z)$  масштаб расслоения может быть одинаковым во всей области неустой-

\* Процедура нахождения приближенных решений уравнения (64), необходимых для определения выражения  $\epsilon_{эф}$ , изложена в работах [67,38].

чивости и определяется максимальным значением поля  $E_m$  в начальный момент времени. Задача в такой постановке решалась в [7], где получено выражение для  $E_{эф}$  вблизи порога просветления и оценочное условие просветления ограниченного плазменного слоя

$$E_m^2 / 16\pi N T_e > (2M/m)^{1/2} |\epsilon_m|^{3/2}. \quad (65)$$

$E_m$  - значение  $E_0$  в максимуме слоя, величина  $E_m$  определяется амплитудой падающей из вакуума волны  $E_0$ , например, в линейном слое с  $\epsilon_1 = 1 - (z/l)$ ,  $E_m = 3B(k_0 l)^{1/2} E_0$ .

В другом предельном случае естественно предположить, что масштаб расслоения локально зависит от амплитуды электромагнитной волны. Полученное в этом предположении выражение для  $E_{эф}$  имеет вид

$$E_{эф} (D \geq D_m) = \sqrt{2} D / \sqrt{(2D^2)^{1/3} - |\epsilon_0|}, \quad (66)$$

$$E_{эф} (D < D_m) = E_0.$$

Здесь  $D_m = |\epsilon_0|^{3/2} / \sqrt{2}$  - пороговое поле модуляционной неустойчивости.

Из (66), в частности, следует возможность нелинейной прозрачности плазмы ( $E_{эф} > 0$ ), которая возникает, если поле превышает пороговую величину  $D_{пр} \geq 1,17 D_m$ , незначительно отличающуюся от величины порога модуляционной неустойчивости.

Знание зависимости  $E_{эф}(D)$  позволяет рассмотреть ряд задач о влиянии модуляционного расслоения на структуру электромагнитного поля в плотной плазме [38]. Не останавливаясь на подробностях, отметим лишь, что полученные результаты позволяют удовлетворительно объяснить наблюдавшийся в ряде экспериментов эффект аномально быстрой прозрачности плазмы, возникающей в поле сильной электромагнитной волны (см., например, [39-41]).

## Л и т е р а т у р а

1. Веденов А.А., Рудаков Л.И. - ДАН СССР, 1964, 159, с.767.
2. Литвак А.Г. Некоторые вопросы теории нелинейных электромагнитных явлений в плазме. - Канд. дис. Рукопись. Горький, НИРФИ, 1967; Три лекции по теории нелинейных волновых явлений в плазме, Л., изд-во ЛГУ, 1972.
3. Горбунов Л.М. - Препринт №174, М. ФИАН, 1969, УФН, 1973, 109, с.631.
4. Захаров В.Е. - ЖЭТФ, 1972, 62, с.1745.
5. Кузнецов Е.А. - ЖЭТФ, 1974, 66, с.2037.
6. Литвак А.Г. - Вопросы теории плазмы, вып. 10. М., Атомиздат, 1980, с.164.
7. Литвак А.Г., Миронов В.А., Фрайман Г.М. - Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.368.
8. Wong A.Y. - Laser Interaction and Related Phenomena, 4B, Plenum Press, 1978, p.783.
9. Гурович В.Ц., Карпман В.И. - ЖЭТФ, 1969, 56, с.1952.
10. Рудаков Л.И. - ДАН, 1972, 207, с.821.
11. Горев В.В., Кингсеп А.С., Рудаков Л.И. - Изв.вузов. Радиофизика, 1976, 19, с.691.
12. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М., Наука, 1973.
13. Galeev A.A., Sagdeev R.Z. Nucl.Fusion, 1973, 13, p.603.
14. Kolchugina I.A., Litvak A.G., Fedoseeva T.N., Fraiman G.M. - J-de Physique, supplement 0, 1979, 40, N7, p.629.
15. Литвак А.Г., Трахтенгерц В.Ю., Федосеева Т.Н., Фрайман Г.М. - Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, с.23.
16. Альтеркоп Б.А., Волокитин А.С., Тараканов В.П. - Письма в ЖТФ, 1975, 1, с.534.
17. Pereira N.R., Denavit J., Sudan R.N. - Phys. Fluids, 1977, 20, p.271.
18. Богомолов Я.Л., Литвак А.Г., Сергеев А.М., Фейгин А.М., Фрайман Г.М., Юнаковский А.Д. - Физика плазмы, 1980, 6.
19. Коврижных Л.М., Сахаров А.С., - Наст. сборник, с.117.
20. Дегтярев Л.М., Соловьев Г.И., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с.543; Дегтярев Л.М., Сагдеев Р.З., Соловьев Г.И., Шапиро В.Д., Шевченко В.И., - Физика плазмы, 1980, 6.

21. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И.,  
Наст. сборник, с.6.
22. Курин В.В., Фрайман Г.М. - Физика плазмы, 1980, 6.
23. Дегтярев Л.М., Захаров В.Е., Рудаков Л.И. - ЖЭТФ,  
1975, 68, с.115.
24. Schmidt G. - Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.724.
25. Wardrop M.J., D. ter Haar - Physica Scripta,  
1979, 20, p.493.
26. Кузнецов Е.А. - Физика плазмы, 1976, 2, с.327;  
Хахимов Ф.Х., Цытович В.Н. - ЖЭТФ, 1976, 70, с.1785.
27. Rudakov L.J., Tsytovich V.N., Physics Reports,  
1978, 40 C, N1.
28. Власов С.Н., Петришев В.А., Таланов В.И. - Изв.вузов,  
Радиофизика, 1971, 14, с.1533.
29. Литвак А.Г., Фрайман Г.М., - Изв. вузов. Радиофизика,  
1972, 15, с.1341.
30. Goldman M.V., Nicholson D.R. - Phys.Rev.  
Lett., 1978, 41, p.406.
31. Goldman M.V., Rypdal K., Natizi B. - Phys.  
Fluids (to be published).
32. Гольцман В.Л., Фрайман Г.М. - Физика плазмы, 1980,  
6, с.751.
33. Литвак А.Г., Фрайман Г.М., Юнаковский А.Д. - Письма  
в ЖЭТФ, 1974, 19, с.23.
34. Дегтярев Л.М., Захаров В.Е., Рудаков Л.И. - Физика  
плазмы, 1976, 2, с.438.
35. Буднева О.Б., Захаров В.Е., Сынах В.С. - Физика плаз-  
мы, 1975, 1, с.606.
36. Фрайман Г.М. - Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, с.557.
37. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.,  
Физматгиз, 1964.
38. Литвак А.Г., Миронов В.А., Фейгин А.М. - ЖЭТФ, 1979,  
77, с.1360.
39. Бродский Ю.Я., Еремин Б.Г., Литвак А.Г., Сахончик Ю.А  
- Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, с.136; Бродский Ю.Я.,  
Гольцман В.Л., Миронов В.А., Нечуев С.И. - ЖЭТФ,  
1978, 78, с.1636.
40. Батанов Г.М., Силин В.А. - Письма в ЖЭТФ, 1971, 14  
с.445; Труды ФИАН, 92, М., Наука, 1977, с.3.
41. Бродский Ю.Я., Гольцман В.Л., Литвак А.Г., Нечуев С.И  
- Наст. сборник, с.186.

# СКАЧОК ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

В.Б.Гильденбург

## 1. Введение

Интересной и важной особенностью нелинейного взаимодействия высокочастотного поля с неоднородной плазмой является возможность формирования самосогласованных скачков поля и плотности в области плазменного резонанса. Образование таких скачков связано с эффектом резонансного возрастания продольной (параллельной градиенту плотности) компоненты электрического поля и сопровождается специфической "ступенеобразной" деформацией профиля плотности, сильно влияющей на характер процессов резонансного взаимодействия.

В рамках элементарной теории, оперирующей с локальными поляризуемостью и нелинейностью, скачок оказывается абсолютно резким и может быть интерпретирован как переход между двумя различными соприкасающимися фазами системы "плазма-поле". Малые отклонения от локальности приводят к размытию скачка (и, вообще говоря, к осцилляциям в разреженной фазе), но сохраняют его как самостоятельное структурное образование, способное играть существенную роль в различных задачах самовоздействия квазистатических и волновых полей. Несомненно, одной из наиболее актуальных задач такого рода, привлекающей внимание в



связи с проблемой передачи энергии плазме в лазерной схеме УТС, является задача о поглощении сильной электромагнитной волны в резонансной области неоднородной плазмы.

При решении этой задачи естественно воспользоваться тем обстоятельством, что длина продольной (плазменной) волны  $\lambda_p$ , определяющая характерный масштаб изменения плотности и продольного поля в резонансной области, мала по сравнению с длиной поперечной (электромагнитной) волны  $\lambda$ : в нерелятивистской плазме отношение  $\lambda_p/\lambda \sim \nu_{De}/\lambda_0 \sim U_{Te}/c \ll 1$ ; здесь  $\nu_{De}$  - дебаевский радиус электронов,  $\lambda_0$  - длина электромагнитной волны в вакууме,  $U_{Te}$  - тепловая скорость электронов,  $c$  - скорость света. Малость параметра  $\lambda_p/\lambda$  позволяет решать задачу в два этапа, рассчитывая сначала мелкомасштабную структуру поля и плотности и эффективность процессов диссипации при заданных параметрах крупномасштабной структуры в резонансной области, а затем связывая эти параметры с амплитудой падающей волны и производя окончательное самосогласование решения. Указанный подход (применявшийся уже при построении линейной теории [1]) сводит задачу к анализу сравнительно простых физических моделей, дает возможность выявить и описать характерные для нее эффекты и закономерности и может существенно облегчить проведение численных расчетов.

В настоящей работе излагаются результаты исследования одномерных стационарных деформаций профиля плотности изотропной плазмы и определяемого ими изменения ее поглощающей способности в задаче о наклонном падении волны  $\beta$ -поляризации на неоднородную плоскоструктурную структуру. Основное внимание уделено резонансному поглощению, связанному с наличием в волне  $\beta$ -поляризации резонансной продольной компоненты электрического поля. В качестве конкретных механизмов, суммарным вкладом которых определяется полная величина этого поглощения (зарегистрированного в ряде лазерных экспериментов на плоских мишенях [8-10]), будем рассматривать: 1) генерацию убегающей продольной волны, уносящей энергию в область с большим затуханием (на малом уровне мощности это так называемая

\*) Часть этих результатов опубликована в работах [2-7], часть публикуется впервые.

линейная трансформация [11,12] ); 2) потери энергии не — посредственно в области сильной нелинейной деформации профиля плотности, характеризующиеся эффективной частотой соударений электронов  $\nu$  .

К настоящему времени выполнен ряд исследований, в которых проблема нелинейного резонансного поглощения (или ее отдельные аспекты) изучалась в более общей и сложной постановке: рассматривалась нестационарная [13–21] и не — одномерная [21] деформация распределения плотности, учитывалось направленное (в том числе и околосвуковое) движение плазмы [18–20], применялись модельные представления теории сильной ленгмюровской турбулентности [22], проводились точные численные расчёты, не опирающиеся на разделение “электромагнитного” и “плазменного” масштабов и описывающие динамику поглощения в условиях, приближенных к реальным или планируемым лазерным экспериментам [15,18,19]. Тем не менее, изучение более простых стационарных моделей по — прежнему остается незавершенной и актуальной задачей. В обоснование ее актуальности, помимо общего соображения о важной роли стационарных состояний в описании любой динамической системы, можно сослаться на прямое экспериментальное подтверждение возможности установления одномерной стационарной структуры со скачком плотности [23]. Отметим также, что, независимо от фактической реализуемости стационарных состояний в тех или иных условиях, знание их характеристик позволяет судить о некотором усредненном поведении системы (находящейся, например, в режиме непрекращающихся пульсаций [16,17,20]).

## 2. Постановка задачи.

### Основные результаты линейной теории.

Пусть неоднородная плазма со стационарным профилем электронной концентрации  $N(z)$  заполняет полупространство  $z > -l$  . Из вакуума ( $z < -l$  ) на плазму падает наклонно плоская электромагнитная волна амплитуды  $E_0$  , частоты  $\omega$  . Ее волновой вектор лежит в плоскости  $(x, z)$  и образует в вакууме с осью  $z$  угол  $\theta$  ; в той же

плоскости лежит вектор электрического поля  $\vec{E} = \vec{E}_0 E_x + \vec{z}_0 E_z$ , магнитное поле имеет только поперечную компоненту  $\vec{H} = \vec{y}_0 H_y$ . Профиль концентрации  $N(z)$  формируется при участии усредненной [24,25] пондеромоторной силы, а в ее отсутствие является линейным и достаточно плавным в масштабе вакуумной длины волны:

$$N_0 = N_c \left(1 + \frac{z}{l}\right), \quad k l \gg 1, \quad k = \frac{\omega}{c} \quad (2.1.)$$

(начало отсчета  $z = 0$  совмещено с точкой плазменного резонанса  $N_0 = N_c = m\omega^2/4\pi e^2$  в невозмущенном состоянии). Соударения электронов в плазме предполагаются достаточно редкими: частота соударений  $\nu \ll \omega$ .

Требуется рассчитать самосогласованные распределения поля и плотности (в первую очередь, в резонансной области  $N \approx N_c$ ) и величину резонансного поглощения, обусловленного наличием в волне продольной составляющей поля  $E_z$ .

Применяя изложенный во Введении метод раздельного описания мелкомасштабной и крупномасштабной структур, будем рассматривать в качестве основного связывающего их параметра амплитуду продольной компоненты  $D$  электрической индукции в резонансной области. Для принимаемой гармонической зависимости полей от времени и поперечной координаты  $x$  ( $E, H \sim \exp[i(\omega t - k \sin \theta x)]$ ) величина  $D$  выражается через амплитуду поперечного (крупномасштабного) поля  $H$

$$D = H \sin \theta \quad (2.2)$$

и при анализе мелкомасштабной структуры выступает как заданная константа (как в задаче о квазистатическом поле внутри заполненного плазмой плоского конденсатора). Ее связь с амплитудой падающей волны должна быть предметом отдельного расчета (или приближенной оценки)\*).

---

\*) В простейшем случае холодной плазмы численный расчет поля и плотности (см. разд. 4), проведенный на основании заранее выработанного способа построения скачка, дает полное решение задачи без использования указанного метода разделения масштабов.

Предварительно формулируем основные результаты линейной теории [1,26-30], не учитывающей деформации заданного профиля плотности (2.2). В резонансной области холодной бесстолкновительной плазмы, как следует непосредственно из материального уравнения  $D = \epsilon E$ ,  $\epsilon = 1 - (N/N_c) = -z/l$ , продольная компонента электрического поля  $E$  имеет особенность<sup>\*)</sup>:  $E = D\ell/z$  (величина  $D \approx \text{const}$  на интервале  $|z| \ll \min[(\lambda_0^2 \ell)^{1/3}, \lambda_0/\sin \theta]$ ). Особенность может быть снята добавлением к диэлектрической проницаемости малой мнимой части, определяемой соударениями ( $\epsilon = -\frac{z}{l} - i\frac{\nu}{\omega}$ ,  $\nu/\omega \ll 1$ ), или при учете слабой пространственной дисперсии ( $\gamma_{De} \ll l$ ), приводящей к возбуждению продольной волны, бегущей от области резонанса в направлении  $-z$  (в сторону возрастания  $\epsilon$ ). При условии  $(\nu/\omega) \gg (\gamma_{De}/l)^{2/3}$  пространственная дисперсия незначительна и  $E = D/\epsilon$ ; в противоположном предельном случае поле (выражающееся через функции Эйри и их интегралы) достигает в окрестности резонансной точки  $z=0$  величины порядка  $D(\ell/\gamma_{De})^{2/3}$ , а при  $-(z/l) \gg (\gamma_{De}/l)^{2/3}$  может быть представлено в виде суперпозиции "холодного" решения  $D/\epsilon$  и бегущей продольной волны амплитуды

$$|E_{\parallel}| = (\pi \ell / \sqrt{3} \gamma_{De})^{1/2} D \epsilon^{-1/4}. \quad (2.3)$$

В обоих случаях в резонансной области имеют место конечные потери энергии (в первом случае - потери на соударения, во втором - перекачка энергии в продольную волну, поглощаемую в области  $0 < \epsilon < 1$ ). Мощность этих потерь  $Q$  (на единицу площади плазменного слоя) не зависит от их механизма и полностью определяется величиной индукции  $D$  и градиентом диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  в резонансной точке [26]

$$Q_0 = \frac{1}{8} \omega \ell D^2. \quad (2.4)$$

<sup>\*)</sup> Поперечная компонента поля также имеет особенность, но гораздо более слабую:  $E_{\perp} \sim \ln z$ .

Эффективность резонансного поглощения волны, падающей на плазму, удобно характеризовать коэффициентом поглощения

$$q_0 = Q_0 / S = \pi k l (D/E_0)^2 \quad (2.5)$$

( $S = (c/8\pi) E_0^2$  - средняя плотность потока энергии в падающей волне); при условии  $(v/\omega) \ll (r_{De}/l)^{2/3}$  величина  $q_0$  представляет собой коэффициент трансформации падающей поперечной волны в продольную. Зависимость  $q_0$  от угла падения  $\theta$  можно определить на основании данных некоторых приближенных аналитических и точных численных расчетов. В работе [1] приближенно рассчитывалась функция  $\frac{D}{E_0}(\theta)$ . Было показано, что при значении угла

$$\theta = \theta_{\max} \approx 0,7 (kl)^{-1/3} \ll 1 \quad (2.6)$$

отношение  $D/E_0$  достигает максимума  $(D/E_0)_{\max} \approx 1,2(2\pi kl)^{-1/2}$ . Если использовать эту величину для расчёта коэффициента поглощения по формуле (2.5), получаем  $q_{0\max} \approx 70\%$ . Другой вариант приближенного расчёта [28] дал  $q_{0\max} \approx 40\%$ . Точное численное решение [27,30] приводит к результату

$$q_{0\max} = 50\% , \quad (2.7)$$

которому соответствует величина отношения

$$(D/E_0)_{\max} = 1/\sqrt{2\pi kl} . \quad (2.8)$$

### 3. Деформация профиля плотности и изменение мощности потерь в поле с заданной индукцией

#### А). Скачок поля и плотности в отсутствие пространственной дисперсии

Возможность существования неподвижного скачка плотности плазмы в перпендикулярном к его поверхности ( $z = \text{const}$ ) переменном электрическом поле  $\vec{E} = \vec{r}_0 [E e^{i\omega t}]$ , так же как и основные характеристики такого скачка, мо-

гут быть установлены на основании анализа выражения для полного давления

$$p = N(T_e + T_i) - \sigma_{zz}, \quad (3.1)$$

слагающегося из давлений электронов и ионов ( $T_e, T_i$  - их температуры) и взятой с обратным знаком компоненты  $\sigma_{zz}$  среднего (по периоду  $2\pi/\omega$ ) тензора натяжений электрического поля. Для плазмы, рассматриваемой как диэлектрик с комплексной проницаемостью

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_r + i\epsilon_i, \quad \epsilon_r = 1 - (N/N_c) \\ \epsilon_i &= -\frac{\nu}{\omega} \frac{N}{N_c}, \quad N_c = m(\omega^2 + \nu^2)/4\pi e^2, \end{aligned} \quad (3.2)$$

в качестве  $\sigma_{zz}$  оказывается возможным принять выражение, получаемое в результате формального усреднения соответствующей компоненты тензора натяжений (с учетом стрихционного члена) для газобразной недиспергирующей среды с чисто действительным  $\epsilon = \epsilon_r$ :

$$\sigma_{zz} = \frac{2\epsilon_r - 1}{16\pi} |E|^2 = \frac{2\epsilon_r - 1}{16\pi} \frac{D^2}{\epsilon_r^2 + \epsilon_i^2} \quad (3.3)$$

Справедливость выражения (3.3) для плазмы без столкновений была обоснована феноменологически в работе [25]. Его правильность для более общего случая плазмы с комплексным  $\epsilon$  доказывается правильностью получаемого из него выражения для плотности усредненной силы  $f_z$ . Выполняя несложные преобразования (с учётом связи  $E = |E|e^{i\varphi} = D/(\epsilon_r + i\epsilon_i)$ ) можно убедиться в том, что  $f_z = d\sigma_{zz}/dz$  совпадает с известным выражением для плотности силы, полученным на основании микроподхода (см., например, [31]):

$$f_z = \frac{\epsilon_r - 1}{16\pi} \frac{d}{dz} |E|^2 + \frac{\epsilon_i}{8\pi} |E|^2 \frac{d\varphi}{dz}. \quad (3.4)$$

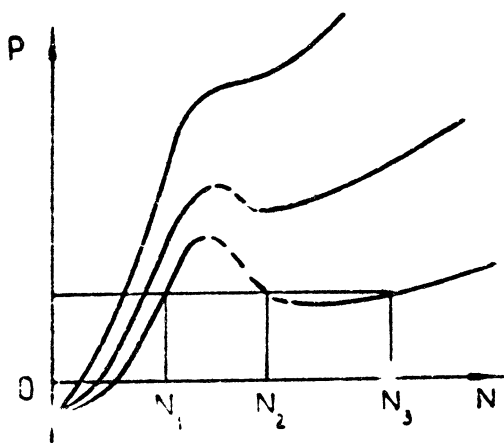
Используя (3.2), (3.3), выразим полное давление через концентрацию:

$$p = N(T_e + T_i) + (D^2/16\pi) \left( 2\frac{N}{N_c} - 1 \right) \left[ \left( 1 - \frac{N}{N_c} \right)^2 + \left( \frac{\nu N}{\omega N_c} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (3.5)$$

Благодаря наличию резонансного максимума  $|\sigma_{z2}|$  в окрестности точки  $N = N_c$ , кривые зависимости  $\rho(N)$  (рис. 1) имеют вид изотерм ван-дер-Ваальса для неидеального газа [32]. При достаточно больших значениях параметра

$$\eta_s = \frac{D^2 (\omega/\nu)^3}{16\pi N_c (T_e + T_i)} > \eta_{кр} = \left(\frac{4}{3}\right)^{3/2} \approx 1,54 \quad (3.6)$$

существует интервал давлений  $\rho_1 < \rho < \rho_2$ , внутри которого каждому фиксированному  $\rho$  соответствуют три возможные значения концентрации  $N_1, N_2, N_3$  ( $N_1 < N_c, N_3 > N_2 > N_c$ ).



Р и с. 1. Изотермы  $\rho(N)$  при заданной амплитуде индукции  $D$  и различных значениях суммарной температуры  $T = T_e + T_i$  ( $T_1 < T_2 < T_3$ )

Промежуточное состояние с  $N = N_2$ , изображенное на рис. 1 пунктиром, неустойчиво (для него квадрат скорости звука  $c_s^2 \sim d\rho/dN < 0$ ). Два другие состояния могут контактировать (при условии непрерывности  $\rho$  и  $D$ ) на некоторой граничной поверхности  $\chi = \text{const}$ . Переход между ними в рамках принятых идеализаций (локальная связь индукции и давления с полем) должен осуществляться скачком. На основании отмеченной аналогии кривых  $\rho(N)$  с изотермами неидеального газа можно рассматривать данные состояния как две фазы системы "плазма-поле": разреженную ( $N = N_1$ ) и плотную ( $N = N_3$ ). По-видимому, однако, эта аналогия не является далеко идущей. В частности, ввиду диссипативного характера ограничения  $\rho$  в точке резонанса (при  $\nu = 0$   $\rho(N_c) = \infty$ ), нет оснований требовать, чтобы на скачке, наряду с непрерывностью  $\rho$ , выполнялось также условие

непрерывности "химического потенциала"

$$\mu = \int \frac{1}{N} dp = \int \frac{1}{N} \frac{dp}{dN} dN, \quad (3.7)$$

отвечающее в недиссипативной системе условию минимума свободной энергии. Требование непрерывности  $\mu$  однозначно определило бы-в соответствии с известным правилом "равных площадей" - место скачка на изотерме  $p(N)$ . Однако, как показывает более детальное рассмотрение, выходящее за пределы использованной простейшей идеализации, (см. ниже) координата скачка на интервале  $(p_1, p_2)$  не подчиняется какому-либо универсальному правилу и зависит от конкрет-ного механизма, определяющего структуру скачка\*).

Обычно используемая в нелинейных задачах локальная связь  $N$  и  $\varepsilon$  с величиной  $|E|^2$  фактически соответствует требованию постоянства в плазме "укороченного" химического потенциала

$$\bar{\mu} = (T_e + T_i) \ln N + \frac{|E|^2}{16\pi N_e} + \psi(z), \quad (3.8)$$

получаемого при отбрасывании в выражении для силы (3.4) члена, содержащего производную фазы  $d\psi/dz$ . Последнее слагаемое  $\psi(z)$ - потенциал сторонней силы - введено в выражение для  $\bar{\mu}$ , чтобы иметь возможность рассматривать плазму, неоднородную и при отсутствии поля. Из условия  $\bar{\mu} = \text{const}$  получаем известную формулу больцмановского распределения

$$N = N_0 \exp[-\alpha |E|^2 - \psi(z)], \quad (3.9)$$

которая при условии  $\alpha |E|^2 \ll 1$  дает в области резонанса ( $|E| \ll 1$ ) простую зависимость  $\varepsilon_1(|E|^2)$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0(z) + \alpha |E|^2. \quad (3.10)$$

---

\*). В этой связи отметим, что здесь вряд ли могут оказаться полезными также и общие принципы неэвклидовой термодинамики (типа принципа "минимума производства энтропии").



Здесь  $\epsilon_0(z)$  - диэлектрическая проницаемость невозмущенной плазмы,  $\alpha \equiv E_c^{-2} = [16\pi N_c (T_e + T_i)]^{-1}$ ;  $E_c$  - характерное поле рассматриваемой ("стрикционной") нелинейности. Подставляя в (3.10) выражение для поля  $E = D(\epsilon_4 - i \frac{\nu}{\omega})^{-1}$ , приходим к следующему уравнению для  $\epsilon_4$

$$\epsilon_4 = \epsilon_0(z) + \frac{\alpha D^2}{\epsilon_4 + \frac{\nu^2}{\omega^2}} \quad (3.11)$$

Использование формул (3.9-3.11) (т.е. фактически условия  $\bar{\mu} = \text{const}$ ) для установления связи между значениями концентрации по разные стороны скачка приводит к результату, вообще говоря, отличающемуся от того, который получается из точного граничного условия непрерывности  $\rho$ . Расхождения особенно велики при значительных перепадах плотности  $N_2 - N_1 \gtrsim N_1$ . В частности, из условия  $\bar{\mu} = \text{const}$  следует, что в разреженной фазе значения  $N = N_1$  могут быть, в принципе, сколь угодно малыми, тогда как из выражения для  $\rho$  (3.5) сразу видно, что минимальное значение  $N_1 > (1/2)N_c$  (при  $N < (1/2)N_c$  "давление" поля  $(-\sigma_{zz})$  становится отрицательным и полное давление не может уравновесить давление плотной фазы, где  $N > N_c$  и  $\sigma_{zz} < 0$ ). Однако в области слабых полей  $\alpha |E|^2 \ll 1$  ( $N_2 - N_1 \ll N_c$ ), рассмотрением которой далее и ограничимся, оба способа ( $\rho = \text{const}$  и  $\bar{\mu} = \text{const}$ ) дают близкие результаты на всем интервале скачка  $\rho_1 < \rho < \rho_2$ .

"Полный" химический потенциал, вычисляемый согласно (3.7), отличается от "укороченного" наличием добавочных слагаемых

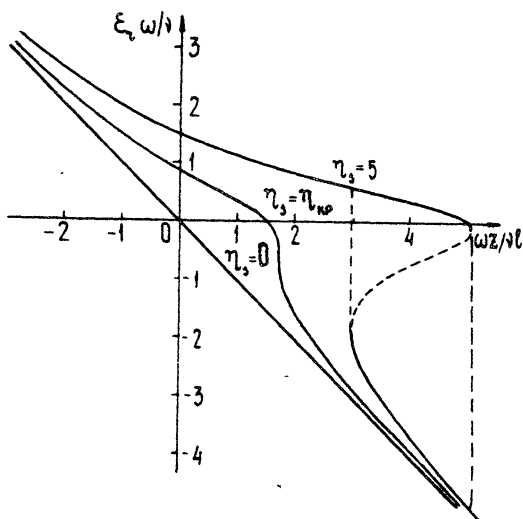
$$\mu = \bar{\mu} - \frac{|E|^2 \nu}{16\pi N_c \omega} f - \frac{D^2}{16\pi N_c} \left( \frac{\nu}{\omega} + \frac{\omega}{\nu} \right) \text{arctg} f, \quad (3.12)$$

$$f = \left( \frac{\nu}{\omega} + \frac{\omega}{\nu} \right) \epsilon_4 - \frac{\nu}{\omega}$$

и в общем случае претерпевает на скачке существенный разрыв. При малых  $\nu/\omega$  и  $\epsilon_4$  использование условия  $\mu = \text{const}$  (вместо  $\bar{\mu} = \text{const}$ ) по каждую сторону скачка (но не при переходе через скачок) лишь несколько уточняет форму бoльцмановского распределения (3.9).

Б). Ступенька на профиле плотности,  
гистерезис, резонансные потери,

Существование трех состояний плазмы с различными  $N$  и  $E$  при фиксированном  $\epsilon_0$  (т.е. фактически при фиксированном  $\bar{\mu}$ ) было установлено в работе [33]. Вытекающая из этого факта возможность образования скачков и связанная с их появлением "ступенеобразная" деформация неоднородной плазмы (также при  $\bar{\mu} = \text{const}$ ) впервые рассматривалась в работе [2] \*). Взятые из этой работы профили  $\epsilon_4(z)$  (представляющие собой "обернутые" профили плотности  $N(z)$ ) приведены на рис. 2. Они рассчитаны как решения кубического уравнения (3.11) для  $\epsilon_4$  при  $\epsilon_0 = -\frac{z}{l}$ .



Р и с. 2. Профили диэлектрической проницаемости  $\epsilon_4(z)$  в отсутствие пространственной дисперсии

\*). Разрывные решения подобного рода в диффузионном потоке плазмы высокочастотного разряда рассматривались ранее в работе [34], однако они опирались на неверное граничное условие, существенно противоречащее непрерывности  $\rho$  или  $\bar{\mu}$ .

В соответствии со сказанным выше их характер существенно зависит от параметра нелинейности  $\eta_s = \alpha D^2 \omega^3 / \nu^3$ . При  $\eta_s > \eta_{кр}$  (см. (3.6)) существует конечный интервал  $z_1 < z < z_2$  (или интервал значений  $\epsilon_{01} > \epsilon_0 > \epsilon_{02}$ ), на котором уравнение (3.11) имеет три действительные ветви решения. Средняя ветвь, изображенная на рис. 2 пунктиром, соответствует неустойчивым состояниям с  $dp/dN < 0$ . Переход с одной из крайних ветвей на другую может осуществляться только скачком, координата которого  $\tilde{z}$  на интервале  $(z_1, z_2)$  (если не выходить за пределы используемой элементарной теории) определяется предысторией процесса изменения параметра  $\eta_s$ . Анализируя кривые гистерезисной зависимости  $\epsilon_\nu(\eta_s)$  в различных фиксированных точках  $z$ , находим, что при медленном увеличении  $\eta_s$  от критического значения  $\eta_{кр}$  (т.е. при медленном нарастании амплитуды индукции  $D$ ) скачок образуется на левом краю интервала неоднозначности  $z_1$  [ $\epsilon_0(z_1) = \epsilon_{01} < 0$ ], ближайшем к точке "линейного" резонанса  $\epsilon_0 = 0$ ; при обратном ходе  $D$  он "ждет" приближения к нему точки  $z_2$ , [ $\epsilon_0(z_2) = \epsilon_{02} < \epsilon_{01}$ ], а затем перемещается вместе с ней в направлении начала координат. Как ясно из рис. 2, при  $\eta_s \gg 1$  профиль  $\epsilon_\nu$  приобретает форму ступеньки. Характерная ширина ее пологого участка ("плато") в переменных  $\epsilon_0, \epsilon_\nu$  порядка высоты перепада на скачке:  $\Delta \epsilon_0 \sim \Delta z / l \sim \Delta \epsilon_\nu$ . Высота плато над уровнем резонанса  $\epsilon_\nu = 0$ , как и координата разрыва  $\tilde{z}$ , гистерезисным образом зависит от  $\eta_s$ . При  $\eta_s \gg 1$  параметры "ступеньки" для двух крайних положений скачка таковы:

$$\begin{aligned}
 1. \quad \tilde{z} = z_1; \quad \epsilon_{01} = -z_1/l = -\frac{3}{\omega} (\eta_s/4)^{1/3} = -\frac{3}{\omega} (\alpha D^2/4)^{1/3}, \\
 \epsilon_\nu(z \rightarrow z_1 - 0) = \frac{\nu}{\omega} (\eta_s/4)^{1/3} = (\alpha D^2/4)^{1/3} = -\frac{1}{3} \epsilon_{01}, \\
 \epsilon_\nu(z \rightarrow z_1 + 0) = -2(\alpha D^2/4)^{1/3} = \frac{2}{3} \epsilon_{01}. \quad (3.13)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 2. \quad \tilde{z} = z_2; \quad \epsilon_{02} = -z_2/l = -\frac{\nu}{\omega} \eta_s, \\
 \epsilon_\nu(z \rightarrow z_2 - 0) = -\frac{\nu}{\omega} (2\eta_s)^{-1}, \quad \epsilon_\nu(z \rightarrow z_2 + 0) = \epsilon_{02}.
 \end{aligned}$$

Рассмотренной деформации профиля плотности, очевидно, сопутствует сильное изменение мощности резонансных потерь [2]

$$Q = \frac{\nu}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |E|^2 dz = \frac{\nu D^2}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz}{\epsilon_1^2 + \frac{\nu^2}{\omega^2}} \quad (3.14)$$

Переходя в этом выражении от интегрирования по  $z$  к интегрированию по  $\epsilon_1$  (производная  $dz/d\epsilon_1$  вычисляется на основании (3.11)), для крайних положений скачка при  $\eta_s \gg 1$  получаем

$$\frac{Q}{Q_0} = \begin{cases} \frac{27}{4\pi} (2\eta_s)^{-1/3} = 1,71 \eta_s^{-1/3}, & \tilde{z} = z_1 \\ \frac{1}{2} \eta_s, & \tilde{z} = z_2 \end{cases} \quad (3.15)$$

Здесь  $Q_0 = (1/8)\omega l D^2$  — мощность потерь для невозмущенного профиля (при  $\eta_s = 0$ ). Как видим, в состоянии  $\tilde{z} = z_1$ , устанавливаемом при медленном включении поля (и представляющем, по-видимому, наибольший прикладной интерес), мощность потерь сильно снижена.

Заметим, что аналогичные результаты [4] получаются для нелинейности другого знака ( $\alpha < 0$ ), реализующейся, например, в сверхзвуковом потоке плазмы (см. разд. 3, с. 102) или в условиях, когда среди различных механизмов воздействия поля на плазму преобладают ионизационные [35]. Скачок в этом случае смещается в область положительных  $\epsilon_0$ ; соответствующие профили  $\epsilon_1(z)$  получаются из приведенных на рис. 2 поворотом на  $180^\circ$  относительно начала координат.

### В). Структура поля и плотности при учёте возбуждения продольной волны

Перейдем к анализу структуры скачка, определяемой различными механизмами нелокальности взаимодействия плазмы с полем.

Учет пространственной дисперсии, обусловленной тепловым движением электронов, приводит в квазигидродинамическом приближении (при  $|\epsilon| \ll 1$ ) к следующей связи индукции с полем

$$D = \epsilon E + \delta^2 \frac{d^2 E}{dz^2}, \quad (3.16)$$

$$\text{где } \varepsilon = 1 - \frac{N}{N_c} - i \frac{\nu}{\omega} = \varepsilon_0 + \alpha |E|^2 - i \frac{\nu}{\omega}, \quad \delta^2 = \frac{3T_e}{m\omega^2} = 3\gamma_{De}^2.$$

Условие  $D = \text{const}$  позволяет рассматривать эту связь как уравнение для электрического поля

$$\delta^2 \frac{d^2 E}{dz^2} + \left( \varepsilon_0 - i \frac{\nu}{\omega} + \alpha |E|^2 \right) E = D. \quad (3.17)$$

Поскольку интересующие нас решения этого уравнения комплексны (даже при  $\nu = 0$ ), оно фактически представляет собой уравнение 4-го порядка. Общее исследование его решения весьма затруднительно; даже в случае  $\varepsilon_0 = \text{const}$ \*) оно требует рассмотрения 4-мерного фазового пространства. Хотя общий характер поведения фазовых траекторий в этом случае, по-видимому, может быть выяснен лишь численными методами, некоторую полезную информацию о решении дает исследование его поведения вблизи состояний равновесия, определяемых уравнением

$$\left( \varepsilon_0 - i \frac{\nu}{\omega} + \alpha |E|^2 \right) E = D \quad (3.18)$$

(эквивалентным рассмотренному выше уравнению (3.11) для  $\varepsilon_0 = \varepsilon_0 + \alpha |E|^2$ ). Диаграммы стационарных состояний на плоскости  $\varepsilon_0, \varepsilon_0$  (определяющие равновесные значения поля  $E_s = D \left( \varepsilon_0 - i \frac{\nu}{\omega} \right)^{-1}$ ) фактически уже были приведены на рис. 2 ( $\varepsilon_0 = -z/l$ ). Линеаризуя уравнение (3.17) в окрестности равновесных значений  $E_s$  и задаваясь для действительной и мнимой частей поля возмущениями вида  $e^{i\mathcal{X}z}$ , получаем следующее выражение для волнового числа  $\mathcal{X}$

$$\delta^2 \mathcal{X}^2 = \varepsilon_0 + 2\alpha |E_s|^2 \pm \sqrt{\alpha^2 |E_s|^4 - \frac{\nu^2}{\omega^2}}, \quad (3.19)$$

которое можно рассматривать как дисперсионное уравнение для продольной (ленгмюровской) волны малой амплитуды в плазме с заданной однородной "накачкой"  $D$ . Существенно новым свойством такой волны, как следует из (3.19), является то, что она не затухает в среде с потерями ( $\nu \neq 0$ ), если амплитуда однородного поля накачки  $E_s$  достаточ-

---

\*) Для этого случая уравнение (3.17) было впервые приведено в [33].

но велика:  $\epsilon_{\chi} - \epsilon_0 = \alpha |E_s|^2 > \frac{\nu}{\omega}$ . Отсутствие затухания обусловлено существованием стационарных периодических неоднородностей концентрации в неоднородном по модулю суммарном поле накачки и бегущей волны. На этих неоднородностях происходит возбуждение продольной волны, компенсирующее ее затухание из-за соударений.

Совместный анализ (3.11), (3.19) показывает, что при  $\eta_s > \eta_{кр}$  верхняя ветвь  $\epsilon_{\chi}$  на некотором весьма широком интервале значений  $\epsilon_0$  ( $\epsilon_{02} < \epsilon_0 < \bar{\epsilon}_{01}$ ), включающем в себя весь интервал неоднозначности ( $\bar{\epsilon}_{01} > \epsilon_{01}$ ), представляет собой совокупность состояний равновесия типа "центр-центр" ( $\mathcal{P}_{1,2}^2 > 0$ ), средняя (неустойчивая во времени) ветвь соответствует состояниям "центр-седло" ( $\mathcal{P}_1^2 > 0, \mathcal{P}_2^2 < 0$ ), а нижняя - на интервале  $\bar{\epsilon}_{02} < \epsilon_0 < \epsilon_{01}$  ( $\bar{\epsilon}_{02} > \epsilon_{02}$ ) - состояниям "седло-седло" ( $\mathcal{P}_{1,2}^2 < 0$ ). В области  $\epsilon_0 > \bar{\epsilon}_{01}$  на верхней ветви и  $\epsilon_0 < \bar{\epsilon}_{02}$  на нижней величины  $\mathcal{P}^2$  комплексны (как в обычной линейной среде с потерями). При  $\eta_s \gg 1$  значения  $\bar{\epsilon}_{01}$  и  $\bar{\epsilon}_{02}$  достаточно велики:

$$\bar{\epsilon}_{01} \sim |\bar{\epsilon}_{02}| \sim |\epsilon_{01}| \eta_s^{1/6}.$$

Численное интегрирование уравнения (3.17) (результаты его здесь не приводятся) показало существование множества различных "переходных" решений, асимптотически приближающихся к седловым точкам на нижней ветви  $\epsilon_{\chi}$  в одной области пространства ( $\chi > \tilde{\chi}$ ) и выходящих на режим квазипериодических осцилляций поля и плотности (с конечной неубывающей амплитудой и конечным потоком энергии) в другой области ( $\chi < \tilde{\chi}$ ). Эти решения образуют, очевидно, некий непрерывный континуум, к которому в данной постановке задачи ( $\epsilon_0 = \text{const}$ ) нельзя применить критерий физического отбора типа условия излучения, т.к. в области, где  $\epsilon_{\chi}$  осциллирует, поле всегда содержит гармоники волн, бегущих в обоих направлениях. Более "физической" оказывается постановка задачи в интересующем нас случае  $\epsilon_0 = -z/l$  [4, 5]. Ограничиваясь рассмотрением плазмы без столкновений ( $\nu = 0$ ), запишем уравнение (3.17) для этого случая в виде

$$\delta^2 \frac{d^2 E}{dz^2} + \left( -\frac{z}{l} + \alpha |E|^2 \right) E = D. \quad (3.20)$$

Поскольку нас интересуют состояния, в которых возмущения плотности сосредоточены в основном в некоторой ограниченной области, в качестве краевых условий для уравнения (3.20) следует принять те же условия излучения (при  $z \rightarrow -\infty$ ) и ограниченности (при  $z \rightarrow +\infty$ ) для ВКБ асимптотики продольной волны  $E_p = E_0(D/\epsilon_0)$ , что и в линейном случае (при  $\alpha = 0$ ) [26].

$$\left(\delta \frac{d}{dz} - i\sqrt{\epsilon_0}\right)E_p = 0\left(\frac{1}{z^2}\right), \quad z \rightarrow -\infty \quad (3.21)$$

$$\left(\delta \frac{d}{dz} + \sqrt{|\epsilon_0|}\right)E_p = 0\left(\frac{1}{z^2}\right), \quad z \rightarrow +\infty. \quad (3.22)$$

В отсутствие пространственной дисперсии ( $\delta = 0$ ) распределения  $E(z)$  и  $\epsilon(z)$ , как было показано выше, при  $\epsilon_0(z) < \epsilon_{01} = -3(\alpha D^2/4)^{1/3}$  являются неоднозначными и разрывными. При  $\delta \neq 0$  решение непрерывно и вместо координаты разрыва может быть охарактеризовано координатой  $\tilde{z}$  качественного изменения структуры. Весьма сложно ответить на вопрос о числе решений поставленной задачи (3.20)–(3.22). Ясно только, что набор решений должен быть дискретным. Это можно показать, основываясь на соображениях о единственности решения линейной задачи ( $\alpha = 0$ ) и аналитичности решения задачи Коши для уравнения (3.20) как функции начальных условий и параметра  $\alpha$ . Наибольший интерес в этом дискретном наборе представляет "основное" решение, которое при  $\alpha \rightarrow 0$  равномерно непрерывно переходит в линейное во всем пространстве.

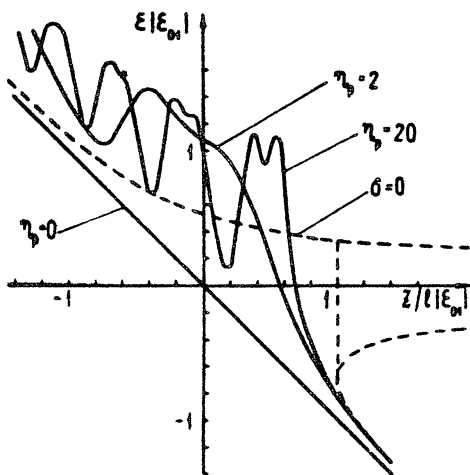
В безразмерных переменных  $\xi = (E/D)(\delta/l)^{1/3}$ ,  $\xi = z(\delta^2 l)^{-1/3}$  уравнение (3.21) принимает вид

$$\frac{d^2 \xi}{d\xi^2} + (-\xi + \eta_p |\xi|^n) \xi = 1, \quad \eta_p = \alpha D^2 l^2 / \delta^2, \quad (3.23)$$

откуда видно, что характер его решения определяется единственным параметром нелинейности  $\eta_p$ , играющим в данной задаче примерно ту же роль, что и параметр  $\eta_s$  при  $\delta = 0$ ,  $\nu \neq 0$ . При  $\eta_p \ll 1$  основное решение всюду близко к линейному. При  $\eta_p \gg 1$  характерный масштаб осцилляций

поля и плотности в области  $z \lesssim \tilde{z}$  (т.е. фактически масштаб размытия скачка) равен  $\Lambda = \delta |\epsilon_{01}|^{-1/2} \approx \delta (\alpha D^2)^{-1/6}$  и оказывается в  $\eta_p^{1/6}$  раз меньше, чем характерный масштаб поля  $\Lambda_0 = (\delta \ell)^{1/3}$  в линейной задаче.

"Основное" решение уравнения (3.23) с граничными условиями, соответствующими (3.21), рассчитывалось на ЭВМ [4,5]. Некоторые результаты расчёта представлены на рис. 3,4.



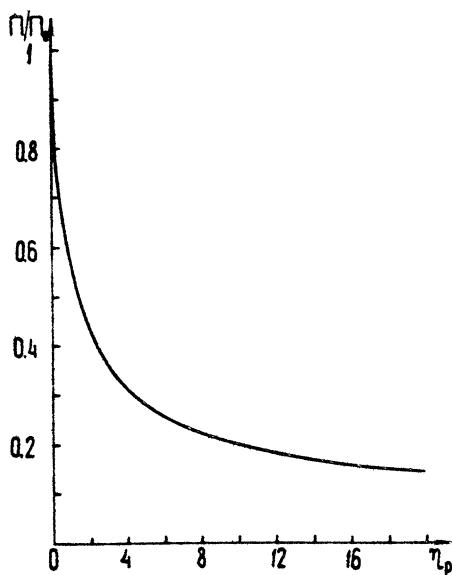
Р и с. 3. Профили  $\epsilon_1(z)$  при учете возбуждения продольной волны

Видно, что с ростом  $\eta_p$  переход  $\epsilon(z)$  через нуль становится все более крутым, а его координата  $\tilde{z}$  приближается к границе  $z_1$  области неоднозначности решения при  $\delta = 0$ . На рис.4 изображена найденная на основании выполненных численных расчётов зависимость плотности потока энергии в убегающей продольной волне  $\Pi$  от параметра  $\eta_p$  ( $\Pi_0 = \Pi_0 = (1/8)\omega \ell D^2$  - плотность потока в линейном режиме, при  $\eta_p = 0$ ). Эта зависимость при  $\eta_p > 2$  хорошо аппроксимируется функцией

$$\frac{\Pi}{\Pi_0} = \frac{0,63}{\sqrt{\eta_p}}, \quad (3.24)$$



откуда  $\Pi = 0,079 \omega \delta D E_c$ , т.е. эффективность трансформации энергии в продольную волну с ростом  $\eta_p$  снижается и перестает зависеть от  $l$ . Заметим, что закон убывания  $\Pi \sim \Pi_0 / \sqrt{\eta_p}$  можно получить непосредственно на основе простых модельных соображений, рассматривая генерацию продольной волны на скачке "холодного" ( $\delta = 0$ ) распределения  $\epsilon(z)$  в точке  $z = z_1$  [5].



Р и с.4. Зависимость мощности продольной волны от параметра нелинейности  $\eta_p$

Весьма важными для рассмотренных стационарных решений являются вопросы их установления и устойчивости. Результаты некоторых численных расчётов [17,20] указывают на то, что в сильном поле стационарная структура не устанавливается, а возникает режим квазипериодической генерации убегающих "кавитонов". В то же время имеются данные эксперимента, свидетельствующие в пользу реализуемости стационарной модели. На с.193 настоящего сборника приведен р.сунок 4 (взятый из работы [23]), на котором показана временная эволюция профиля плотности, снятая экспериментально при достаточно больших длительностях воздействия внешнего поля на резонансную область неоднородной плазмы. Видно, что с течением времени происходит образование ква-

зистационарной "ступеньки" со слабо изрезанным плато и крутым переходом через точку резонанса. Для выяснения условий реализуемости стационарной и пульсирующей моды требуются, очевидно, дальнейшие исследования.

### Г). Другие механизмы, определяющие структуру скачка

Нелокальная нелинейность. Определим положение и структуру скачка в плазме с нелокальной нелинейностью, обусловленной процессами типа диффузии или теплопроводности. Не конкретизируя механизма нелинейности, запишем уравнение для поля в виде

$$\left[ \epsilon_0(z) - i \frac{\nu}{\omega} + \alpha \zeta \right] E = D. \quad (3.25)$$

Здесь  $\alpha = \partial \epsilon / \partial \zeta$  при  $\zeta = 0$ ;  $\zeta$  - возмущение параметра (концентрации или температуры), описываемое диффузионным уравнением

$$L^2 \frac{d^2 \zeta}{dz^2} + \zeta = \frac{|E|^2}{E_{кр}^2}, \quad (3.26)$$

$L$  - характерная диффузионная длина,  $E_{кр}$  - критическое поле для данной нелинейности. Вводя безразмерные переменные  $\xi = z/L$ ,  $\mathcal{E} = |E|/E_{кр}$ ,  $\theta = \alpha \zeta$ ,  $d = D/E_{кр}$ , получаем из (3.25), (3.26) следующее уравнение самосогласованного стационарного состояния

$$\frac{d^2 \theta}{d \xi^2} = f(\epsilon_0, \theta), \quad f(\epsilon_0, \theta) = \theta - \frac{d^2}{[\epsilon_0(\xi) + \theta]^2 + \frac{\nu^2}{\omega^2}} \quad (3.27)$$

Для "тепловой" нелинейности, обусловленной вытеснением плазмы из области сильного поля вследствие нагрева электронов, возможные типы решения этого уравнения были указаны в [36]. При значении параметра  $\eta_s = d^2(\omega/\nu)^3 > \eta_{кр}$  (см. (3.6)) уравнение  $f(\epsilon_0, \theta) = 0$ , определяющее состояния равновесия на "локальной" (при  $\epsilon_0 = \text{const}$ ) фазовой плоскости  $(\theta, d\theta/d\xi)$ , в области  $\epsilon_{02} < \epsilon_0 < \epsilon_{01}$  имеет, как было найдено выше, три различных корня  $\theta_1 < \theta_2 < \theta_3$

корни  $\theta = \theta_1$ , и  $\theta = \theta_2$ , являются положениями равновесия типа "седло", а  $\theta = \theta_2$  - типа "центр", причём переход из "седла в седло" (по сепаратрисе) возможен лишь при определенном значении  $\epsilon_0 = \bar{\epsilon}_0$  на интервале  $(\epsilon_{01}, \epsilon_{02})$ . Это значение определяется правилом "равных площадей" для функции  $f(\epsilon_0, \theta)$ :

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} f(\bar{\epsilon}_0, \theta) d\theta = 0. \quad (3.28)$$

При малом изменении  $\epsilon_0(z)$  на длине  $L$  (т.е. при  $L \ll l$ ) условие (3.28) определяет координату перехода ("скачка") на интервале неоднозначности  $(z_1, z_2)$ . Как видим, в данном случае скачок отсекает на неоднозначной кривой  $\epsilon_0(z)$  участки равной площади, т.е. располагается именно там, где ему предписывает непрерывность "химического потенциала" (3.7). Заметим, что данному положению скачка соответствует та же мощность резонансных потерь, что и в невозмущенной плазме ( $Q = Q_0$ ).

Пространственная дисперсия первого порядка. В стационарном плазменном потоке, движущемся со скоростью  $\vec{U} = \vec{z}_0 v_0(z)$ , продольное поле вблизи поверхности плазменного резонанса ( $|\epsilon| \ll 1$ ,  $v_{Te}^2 |\epsilon| \ll v_0^2$ ) описывается уравнением первого порядка [37]

$$-2i \frac{v_0}{\omega} \frac{d\epsilon}{dz} + \epsilon E = D. \quad (3.29)$$

Здесь  $\epsilon = \epsilon_0(z) + \alpha |\epsilon|^2 - i \frac{v}{\omega}$ ,  $\epsilon_0 = 1 - (N_0/N_c) = -z/l$ ,  $|v_0| \ll \omega l$ ,  $v \ll \omega$ ; предполагается, что профили скорости и плотности удовлетворяют условию стационарности  $Nv_0 = \text{const}$ , однако вблизи резонанса коэффициент при производной ( $v_0$ ) можно считать постоянным. Величину и знак коэффициента нелинейности  $\alpha$  легко определить, рассматривая возмущения потока под действием усредненной силы  $((\epsilon_0 - 1)/16\pi)(d/dz)|\epsilon|^2$ ; достаточно далеко от звуковой точки  $v_0 = v_s = (T_e/M)^{1/2}$  ( $T_e \gg T_i$ ;  $M$  - масса иона) имеем  $\alpha = [16\pi N_c M (v_s^2 - v_0^2)]^{-1}$ ; ( $\alpha |\epsilon|^2 \ll 1$ ).

В качестве граничных условий к (3.29) примем исчезновение поля при уходе на бесконечность вверх по потоку:  $E \rightarrow 0$  при  $v_0 z / |v_0| \rightarrow -\infty$ . В линейном случае ( $\alpha = 0$ ) решение имеет вид

$$E = i(\omega l / |v_0|)^{1/2} \text{Detr} \left[ \pm (i\xi^2 - \beta\xi) \right] \int_{-\infty}^{\xi} \text{etr} \left[ \mp (i\xi^2 - \beta\xi) \right] d\xi, \quad (3.30)$$

$$\text{где } \xi = z/\Lambda_{\nu}, \Lambda_{\nu} = \left( \frac{4l|v_0|}{\omega} \right)^{1/2} \ll l, \beta = \frac{\nu}{\omega} \left( \frac{\omega l}{|v_0|} \right)^{1/2},$$

верхний и нижний знаки выбираются соответственно при  $v_0 > 0$  и  $v_0 < 0$ . Независимо от знака  $v_0$ , достаточно далеко от точки  $z = 0$  вверх по потоку ( $-(v_0/|v_0|)z \gg \Lambda_{\nu}$ ) поле  $E = D/\epsilon_0(z)$ . При условии  $\beta \ll 1$  (принимаемом всюду далее) в области резонанса  $|z| \sim \Lambda_{\nu}$  происходит эффективное возбуждение бегущей волны (быстрой пучковой моды); ее фазовая скорость всегда направлена против оси  $z$  (т.е. в сторону убывания плотности), групповая скорость равна  $v_0$ . Волна окончательно формируется на расстояниях  $|z| \gg \Lambda_{\nu}$  ниже точки резонанса, где

$$E = \frac{D}{\epsilon_0} + E_{\nu} \exp \left[ \pm (i \xi^2 - \beta \xi) \right]. \quad (3.31)$$

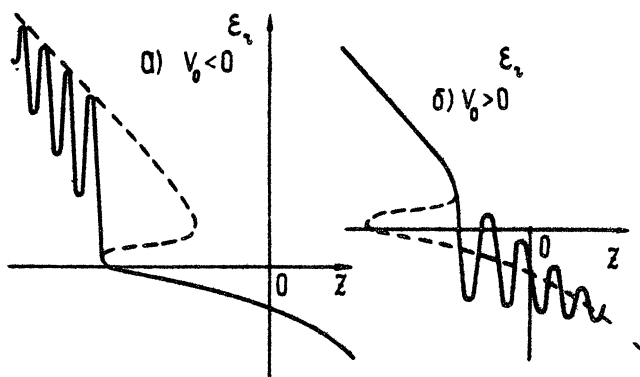
Она имеет большую амплитуду  $|E_{\nu}| = D(\pi \omega l / |v_0|)^{1/2} \gg D$  и уносит (в направлении  $v_0$ ) характерный для всех механизмов линейного резонансного поглощения поток энергии  $\Pi_{\nu} = v_0 |E_{\nu}|^2$ :  $\delta \pi = (1/8) \omega l D^2 = Q_0$ .

Для анализа нелинейного поведения системы исследуем характер состояний равновесия (3.29) ( $E = E_s, \epsilon(|E_s|^2) E_s = D$ ) на фазовой плоскости переменных  $\text{Re } E, \text{Im } E$  при  $\epsilon_0 = \text{const}$ . Получаемое из (3.29) характеристическое уравнение для малых гармонических возмущений  $E = E_s + \delta E$  с волновым числом  $z$  имеет вид

$$\left( 2i \frac{v_0}{\omega} z + \frac{\nu}{\omega} \right)^2 = -(\epsilon_0 + \alpha |E_s|^2)(\epsilon_0 + \beta \alpha |E_s|^2). \quad (3.32)$$

Нетрудно показать, что в интересующей нас области  $|\eta_s| > \eta_{sp} = 1,54$ , где кривая равновесных состояний  $E_s(\epsilon_0)$  состоит из трех ветвей, при любом знаке  $\alpha$  средняя ветвь отвечает состояниям равновесия типа "седло", а обе крайние (полубесконечные) ветви — устойчивому (если двигаться в направлении потока) "узлу" или "фокусу". С ростом  $|\eta_s|$  область "узлов" сужается и при  $|\eta_s| \gg \eta_{кр}$  занимает лишь малые окрестности граничных точек  $\epsilon_0 = \epsilon_{01}, \epsilon_0 = \epsilon_{02}$ , уступая почти всю область крайних ветвей "фокусам". Заметим, что расположение ветвей кривой  $E_s(\epsilon_0)$  зависит от знака  $\alpha$ ; при изменении знака  $\alpha$ , как отмечалось выше, кривая поворачивается на  $180^\circ$  относительно начала координат.

Характер решения при  $\varepsilon_0 = -z/l$  существенно зависит от величины еще одного параметра нелинейности  $\Pi_{\nu} = \omega D^2 / (v_0 \delta^2)$ ;  $\times (\omega l / |v_0|)^{3/2} = \eta_s \beta^3$ , аналогичного параметру  $\eta_p = \omega D^2 (l/\delta)^2$  в плазме с пространственной дисперсией второго порядка. При условии  $\eta_p \gg 1$  период осцилляций поля вблизи положений равновесия (период "скручивания" в фокусах) мал по сравнению с расстоянием, на котором сам период заметно меняется. Это означает, что при движении в направлении потока из бесконечно удаленной области, где  $E = 0$ , изображающая точка на локальной фазовой плоскости остается очень близкой к медленно меняющемуся положению равновесия, т.е. поле  $E = D/\varepsilon(z)$ , а значение  $\varepsilon_4(z)$  совпадает с равновесным на соответствующей ветви (верхней при  $v_0 > 0$ , нижней при  $v_0 < 0$ ). Так продолжается вплоть до границы данной равновесной ветви ( $z_1$  или  $z_2$ ), вблизи которой происходит "срыв" решения в осцилляторную область, где  $E$  и  $\varepsilon_4$  осциллируют с большой амплитудой (постепенно убывающей) около медленно гзремещающегося фокуса на другой ветви. Положение "скачка", т.е. координата  $\tilde{z}$  точки перехода монотонного решения в осциллирующее, так же как и мощность  $\Pi_{\nu}$ , трансформируемая в волну, оказываются, таким образом, существенно зависящими от направления потока и знака нелинейности. Профили  $\varepsilon_4(z)$  для случая  $\omega < 0$  ( $v_0 > v_0$ ) качественно изображены на рис. 5.



Р и с. 5. Профили  $\varepsilon_4(z)$  в сверхзвуковом потоке плазмы при различных направлениях скорости  $v_0$

При  $\tilde{z} = z_1$  (рис. 5, б) мощность падает:  $\Pi_{\nu} \sim Q_0 \eta_{\nu}^{-2/3}$ ,  
 а при  $\tilde{z} = z_2$  (рис. 5, а) увеличивается:  $\Pi_{\nu} \sim Q_0 \beta^2$ .

#### 4. Резонансное поглощение в волновой задаче

А). Суммарные потери. Коэффициент поглощения в случае "малого" скачка (без сдвига точки поворота)

Используем полученные результаты для расчёта коэффициента поглощения сильной электромагнитной волны. Ограничиваясь рассмотрением "основного" состояния (с минимально возможной при данном  $D$  деформацией профиля) в неподвижной плазме с локальной нелинейностью, будем определять полную мощность потерь  $Q_t$  как сумму потока энергии в убегающей продольной волне  $\Pi$  и мощности  $Q$ , поглощаемой непосредственно в области деформации (в области "плато") и зависящей от эффективной частоты столкновений электронов  $\nu$ . Величина  $\nu$ , рассматриваемая здесь как заданная константа, может определяться столкновениями электронов с тяжелыми частицами или процессами бесстолкновительной диссипации, связанными с генерацией на скачке и в области "плато" высоких пространственных гармоник поля, эффективно ускоряющих электроны. Расчёт  $\nu$  в последнем случае представляет собой отдельную самостоятельную задачу, решение которой находится в связи с многими (в том числе и не вполне ясными в настоящее время) аспектами теории ленгмюровской турбулентности. Заметим, что при увеличении  $\nu$  качественная структура продольного поля в области "плато" (где  $|\epsilon_0| \sim |\epsilon_{01}| \sim (\alpha D)^2 \sim \alpha |E|^2$ ) и величина потока энергии  $\Pi$  остаются неизменными вплоть до значений  $\frac{\nu}{\omega} \sim |\epsilon_{01}| \sim \alpha |E|^2$ , т.е. до значений  $\eta_s \sim 1$ , т.к. при  $(\nu/\omega) < \alpha |E|^2$  затухание бегущей продольной волны компенсируется ее дополнительной генерацией на квазипериодических неоднородностях профиля плотности (см. разд. 3.В). Таким образом, при достаточно больших параметрах нелинейности  $\eta_s, \eta_p$  имеем

$$Q_t = \Pi + Q, \quad \Pi = Q_0 \frac{0,63}{\sqrt{\eta_p}}, \quad Q = Q_0 \frac{1,71}{\sqrt{\eta_s}}, \quad (4.1)$$

$$\eta_p = \frac{D^2 l^2}{E_c^2 \delta^2} \gg 1, \quad \eta_s = \frac{D^2 \omega^3}{E_c^2 \nu^3} \gg 1.$$

$$E_c^2 = \alpha^{-1}, \quad \delta^2 = 3 \nu_{D_2}^2, \quad Q_s = \frac{1}{8} \omega l D^2. \quad (4.1)$$

Если  $\nu/\omega \gg |E|^2/E_c^2$ , параметр  $\eta_s \ll 1$  и потери близки к линейным ( $Q_t \approx Q \approx Q_0$ ) [22].

Сравнительный вклад рассматриваемых механизмов по-терь определяется величиной параметра  $\beta = (D/E_c)^{4/3} (\nu \delta / \omega l)$ . При  $\beta \ll 1$  главную роль играет трансформация в убегающую волну ( $Q_t = Q \gg Q_0$ ), при  $\beta \gg 1$  преобладают локальные потери ( $Q_t = Q$ ).

Для определения коэффициента поглощения волны  $Q_t = Q_t/S$  ( $S = (c/\delta\pi) E_0^2$  - средняя плотность потока энергии в падающей волне) необходимо связать величину индукции

$D$  в резонансной области с амплитудой падающей волны  $E_0$ . Рассмотрим сначала случай сравнительно малых амплитуд  $E_0$ , когда деформации сосредоточены в окрестности точки плазменного резонанса ( $|\epsilon| \ll \sin^2 \theta$ ) и не затрагивают точку поворота  $\epsilon = \sin^2 \theta$ . Качественная структура поперечных полей  $E_x, H$  и характер связи  $D$  и  $E_0$  остаются в этом случае теми же, что и в линейной задаче [1].

В области, где применимо ВКБ приближение, ( $\epsilon - \sin^2 \theta \gg (\kappa l)^{-2/3}$ ) имеем

$$E_x = E_0 \sqrt{\cos \theta} \frac{\sqrt[4]{\epsilon - \sin^2 \theta}}{\sqrt{\epsilon}} (e^{-i\psi} + \Gamma e^{i\psi}), \quad (4.2)$$

$$H = E_0 \sqrt{\cos \theta} \frac{\sqrt{\epsilon}}{\sqrt[4]{\epsilon - \sin^2 \theta}} (e^{-i\psi} - \Gamma e^{i\psi}), \quad (4.3)$$

где  $\psi = \kappa \int \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} dz$ ,  $\Gamma$  - коэффициент отражения.

Значения полей в окрестности точки поворота ( $|\epsilon - \sin^2 \theta| \lesssim (\kappa l)^{-2/3}$ ) зависят от угла падения  $\theta$ . При малых  $\theta \lesssim (\kappa l)^{-1/3}$

$$|E_x| \sim E_0 (\kappa l)^{1/6}, \quad |H| \sim E_0 (\kappa l)^{-1/6}. \quad (4.4)$$

В области  $\theta \gg (\kappa l)^{-1/3}$

$$|E_T| \sim E_0 (\kappa l)^{-1/6} \frac{\sqrt{\cos \theta}}{\sin \theta}, \quad |H| \sim E_0 (\kappa l)^{1/6} \sqrt{\cos \theta} \sin \theta. \quad (4.5)$$

Точка поворота и точка резонанса разделены барьером непрозрачности шириной  $\Delta z = l \sin^2 \theta$ . Если  $\Delta z$  велико по сравнению с характерным масштабом поля  $\Lambda_p = l (\kappa l)^{-2/3}$  в окрестности точки поворота, величины  $H$  и  $D = H \sin \theta$  в точке резонанса будут экспоненциально малыми. Поэтому функция  $D(\theta)$  достигает максимума в области значений  $\theta$ , для которых  $\Delta z \sim \Lambda_p$ , т.е. при  $\theta = \theta_{\max} \sim (\kappa l)^{-1/3}$ . Величина этого максимума, как следует из (4.4),  $D_{\max} = H \sin \theta \sim E_0 (\kappa l)^{-1/2}$ . Таким образом, значения  $\theta_{\max}$  и  $D_{\max}$  можно записать в виде

$$\theta_{\max} = F (\kappa l)^{-1/3}, \quad D_{\max} = G E_0 (\kappa l)^{-1/2}. \quad (4.6)$$

Здесь  $F$  и  $G$  - форм-факторы порядка единицы, зависящие от деталей пространственной структуры  $\epsilon(z)$  в области резонанса, т.е. от характера деформации профиля плотности, или, в конечном счёте, от параметров  $\eta_s, \eta_p$ . Они могут быть найдены путем численного расчёта. В линейном случае (в отсутствие деформаций)  $F = F_\lambda \approx 0,7$ ,  $G = G_\lambda = 1/\sqrt{2\pi} \approx 0,4$  (см. разд. 2). При возникновении "ступенчатой" деформации в области  $|\epsilon| \ll \sin^2 \theta$ , как следует из данных численного расчёта, приведенных ниже (разд. 4В), коэффициент  $F$  мало отличается от линейного, а  $G$  возрастает от  $G_\lambda \approx 0,4$  при  $\eta_s, \eta_p \ll 1$  до  $G_m \approx 3,9 G_\lambda \approx 1,54$  при  $\eta_s > 10^4, \eta_p > 10^2$ .

На основании (4.1), (4.6) для обоих слагаемых коэффициента поглощения  $q_t = q_s + q_p$  и параметров  $\eta_s, \eta_p$  при  $\theta = \theta_{\max}$  получаем

$$q_s = \frac{Q}{S} = \frac{1,71 \pi G^2}{\sqrt[3]{\eta_s}}, \quad \eta_s = \frac{G^2 E_0^2 \omega^3}{\kappa l E_c^2 \nu^3} \gg 1 \quad (4.7)$$

$$q_p = \frac{P}{S} = \frac{0,63 \pi G^2}{\sqrt{\eta_p}}, \quad \eta_p = \frac{G^2 E_0^2 l}{3 \tau_{De}^2 \kappa E_c^2} \gg 1. \quad (4.8)$$



Эти формулы уточняют грубую оценку величины  $q$ , полученную ранее [5,6] в предположении  $G = G_A$ . Поскольку с ростом  $E_0$  фактор  $G$  возрастает (в конечных пределах), такая простейшая оценка оказывается заниженной, однако определяемый ею закон убывания при больших  $E_0$  остается правильным. Рассчитанные на основании (4.7), (4.8) кривые  $q(E_0)$  приведены в разд. 4В вместе с данными численного расчёта.

Предполагаемое отсутствие деформаций в точке поворота ограничивает величину  $E_0$  неравенством

$$\frac{E_0^2}{E_c^2} \kappa l \ll 1, \quad (4.9)$$

получаемым из условия малости высоты плато  $\bar{\epsilon} = (D_{\max}^2 / 4E_c^2)^{1/3}$  по сравнению с величиной  $\sin^2 \theta_{\max}$  или из эквивалентного ему условия малости изменения градиента  $\epsilon$  в точке поворота (где при  $\theta = \theta_{\max}$  деформации обусловлены действием поперечной компоненты поля  $E_x$ ).

#### Б). Оценка индукции и коэффициента поглощения при сильном сдвиге точки поворота

При условии  $(E_0^2/E_c^2) \kappa l \gg 1$  (реализовавшемся во многих проведенных лазерных экспериментах) высота плато  $\bar{\epsilon}_1$  в рассмотренной области углов падения  $\theta \sim (\kappa l)^{-1/3}$  существенно превышает уровень точки поворота, что отодвигает появление барьера непрозрачности перед точкой плазменного резонанса в область гораздо больших  $\theta$  и позволяет увеличить отношение  $D/E_0$  [6]. Важную роль приобретает при этом крупномасштабная деформация профиля плотности, связанная с поперечной компонентой поля. Параметры такой деформации, приводящей к сильному сдвигу точки поворота (вместе с точкой резонанса) вглубь плазмы, можно оценить, опираясь на результаты исследования, относящегося к случаю нормального падения [38]. Как показано в [38], при  $\theta=0$ ,  $(E_0^2/E_c^2) \kappa l \gg 1$  граница области прозрачности сдвигается из точки  $\epsilon_0 = 0$  в точку  $\epsilon_0 = -z/l = \tilde{\epsilon}_0 \sim -(E_0/E_c)^{1/3}$ , а величина  $\epsilon$  в этой области ( $\epsilon_0 < \tilde{\epsilon}_0$ ) поднимается в среднем до уровня  $\epsilon = \tilde{\epsilon} \sim |\tilde{\epsilon}_0| \sim (E_0/E_c)^{1/3}$ . В окрестности точки  $\epsilon_0 = \tilde{\epsilon}_0$  формируется "электромагнитный" переход в область непрозрачности,

на котором  $\epsilon$  меняется от  $\epsilon \sim \tilde{\epsilon}$  до  $\epsilon \sim -\tilde{\epsilon}$ ; характерный масштаб этого перехода  $\Lambda_e$  порядка длины электромагнитной волны в плазме с  $\epsilon \sim \tilde{\epsilon}$ :  $\Lambda_e \sim (c/\omega)(E_0/E_c)^{-2/3}$ . Поперечные компоненты полей в области перехода

$$E_{\perp} \sim E_0(\tilde{\epsilon})^{-1/4}, \quad H \sim E_0(\tilde{\epsilon})^{1/4}. \quad (4.10)$$

Очевидно, что та же крупномасштабная структура отвечает и случаю наклонного падения волны  $\rho$ -поляризации, если выполнено условие  $\tilde{\epsilon} \sim (E_0/E_c)^{4/3} \gg \sin^2 \theta$ , обеспечивающее малость продольной компоненты поля  $E$  по сравнению с поперечной  $E_{\perp}$  всюду, кроме окрестности точки резонанса  $\epsilon = 0$ , и позволяющее рассматривать деформацию профиля плотности, связанную с продольной компонентой, как происходящую на фоне заданного крупномасштабного "электромагнитного" перехода. В выражениях для  $\eta_p$  и  $\eta_s$  длина  $l$  должна быть при этом заменена на  $|\nabla \epsilon|^{-1} \sim (c/\omega)(\tilde{\epsilon})^{-3/2}$ . Качественную оценку коэффициентов поглощения  $q_p, q_s$  для этого случая произведем на основании аппроксимаций

$$q_p \sim \frac{q_0}{1 + \sqrt{\eta_p}/0,63}, \quad q_s \sim \frac{q_0}{1 + \sqrt[3]{\eta_s}/1,71}, \quad q_0 = \frac{\pi D^2}{E_0^2 \tilde{\epsilon}^{3/2}}, \quad (4.11)$$

пригодных в области как больших, так и малых  $\eta_s, \eta_p$ . Полагая на основании (4.10)

$$D = H \sin \theta \sim E_0 \tilde{\epsilon}^{1/4} \sin \theta \sim (E_0^4/E_c)^{1/3} \sin \theta, \quad (4.12)$$

находим

$$\eta_p \sim \frac{\sin \theta}{\kappa \delta \sqrt{\tilde{\epsilon}}}, \quad \eta_s \sim (\omega/\nu)(\tilde{\epsilon} \sin \theta)^{2/3}, \quad (4.13)$$

$$q_p \sim \frac{\pi \sin^2 \theta}{\tilde{\epsilon}} \left( 1 + \frac{\sin \theta}{0,63 \kappa \delta \sqrt{\tilde{\epsilon}}} \right)^{-1}, \quad q_s \sim \frac{\pi \sin^2 \theta}{\tilde{\epsilon}} \left[ 1 + \frac{(\tilde{\epsilon} \sin \theta)^{2/3}}{1,71 \nu/\omega} \right]^{-1}. \quad (4.14)$$

В области применимости полученных выражений ( $\sin^2 \theta \ll \tilde{\epsilon}$ ) коэффициенты  $q_p, q_s$  растут при увеличении  $\theta$ . В то же время при больших  $\theta$  ( $\sin^2 \theta \gg \tilde{\epsilon}$ ) поля в области резонанса, а с ними и значения  $q_p, q_s$  являются экспонен-

циально малыми. Следовательно, максимум поглощения лежит в области

$$\sin \theta = \sin \theta_{\max} \sim \sqrt{\tilde{\epsilon}} \sim (E_0/E_c)^{2/3}, \quad (4.15)$$

где  $\frac{D}{E_0} \sim \frac{E_0}{E_c}$ ,  $\eta_p \sim \frac{1}{k\delta} = \frac{c}{\sqrt{3}v_{Te}} \gg 1$  ( $v_{Te} = \sqrt{T_e/m}$ ),  $\eta_s \sim \frac{\omega}{\nu} \tilde{\epsilon} \gg 1$ .

Внутри крупномасштабного "электромагнитного" перехода здесь формируется гораздо более крутой "дебаевский" переход с большим перепадом  $\epsilon$  ( $\Delta\epsilon \sim \tilde{\epsilon}$ ) и характерным масштабом  $\Lambda_p \sim (v_{Te}/c)\Lambda_e$ . Максимальные значения

$$q_{p,\max} \sim 0,63 \pi k \delta \approx 3,4 v_{Te}/c; \quad q_{s,\max} \sim 5,4 (\nu/\omega)(E_c/E_0)^{2/3} \quad (4.16)$$

определяют предельную эффективность резонансного поглощения на одном "скачке", до которой она опускается при больших амплитудах падающей волны. Величина  $q_{p,\max}$  при достаточно высоких температурах электронов ( $T_e \gg 1 \text{ кэВ}$ ) составляет несколько десятков процентов. Этот результат (как и оцениваемое по (4.15) значение  $\theta_{\max}$ ) удовлетворительным образом согласуется с данными лазерного эксперимента на высоком уровне мощности [8-10]. Что касается потерь на соударения, то в случае, когда величина  $\nu$  определяется обычными столкновениями электронов с тяжелыми частицами и не имеет сильных максимумов в резонансной области, эти потери в сильной волне носят нерезонансный характер:  $q_{s,\max} \ll (\nu/\omega)k\delta$ , т.е. резонансное поглощение мало по сравнению с распределенным.

Если рассмотренное резонансное поглощение на одном скачке мало ( $q_{p,\max} \ll 1$ ), электромагнитная волна близка к стоячей и в плазме образуется квазипериодическая структура с большим числом  $n \sim \tilde{\epsilon} l / \Lambda_e \sim (E_0^2/E_c^2)k\delta \gg 1$  скачкообразных переходов через точку плазменного резонанса. Полная мощность  $Q_t$ , уносимая всеми убегающими (и поглощаемыми в областях пониженной плотности) продольными волнами, возрастает при этом в  $n$  раз и вновь может составить заметную долю падающей.

### В). Численные расчеты деформации профиля плотности и резонансного поглощения

Самосогласованные распределения поля и плотности исследовались нами также путем прямого численного решения волновой задачи [7].

Уравнение для комплексной амплитуды магнитного поля волны

$$\frac{d^2 H}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dz} \frac{dH}{dz} + k^2 (\epsilon - \sin^2 \theta) H = 0 \quad (4.17)$$

решалось на ЭВМ при заданной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  от  $z$  и  $|\vec{E}(z)|$ :

$$\epsilon = 1 - (z/l) \left(1 + i \frac{\nu}{\omega}\right) \exp(-|\vec{E}|^2 / E_c^2), \quad \nu = \text{const}; \quad (4.18)$$

$$|\vec{E}|^2 = \frac{1}{|\epsilon|^2} \left( \sin^2 \theta |H|^2 + k^2 \left| \frac{dH}{dz} \right|^2 \right). \quad (4.19)$$

Граничные условия  $H(z_0) = H_0$ ,  $dH/dz = 0$  задавались глубоко в непрозрачной области, где нелинейность была несущественной ( $z_0 = (4/3)l$ ,  $\epsilon_1(z_0) = -1/3$ ). Масштаб неоднородности невозмущенной плазмы выбирался достаточно большим:  $kl = 30$  (аналогичные расчёты для меньших  $kl \leq 1,5$  проводились ранее в [3]).

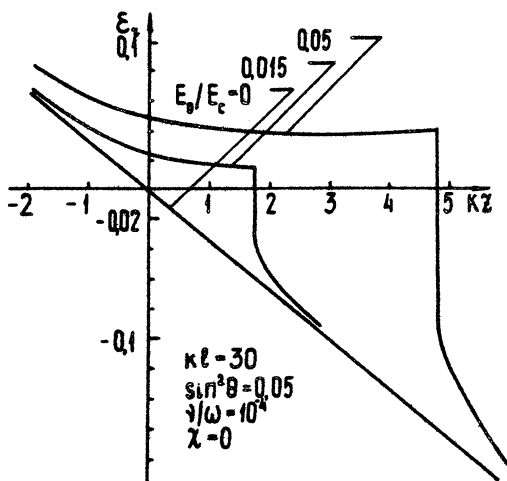
В области неоднозначности функции  $\epsilon_1(z)$  выбиралась нижняя ветвь ( $\epsilon_1 < 0$ ), непрерывно переходящая в области больших  $z$  в невозмущенную функцию  $\epsilon_0 = -z/l$ . На левом краю области неоднозначности (в точке  $\tilde{z} = z_1$ ), где  $d\epsilon_1/dz = \infty$ , скачком осуществлялся переход на верхнюю ветвь ( $\epsilon_1 = 0$ ). Такой выбор координаты разрыва соответствует решению, устанавливающемуся при медленном нарастании амплитуды падающей волны (см. разд. 3Б, В).

Задача решалась с учётом двух видов потерь - обусловленных соударениями и трансформацией в продольную волну. При учёте одних лишь столкновительных потерь в качестве граничных условий на разрыве  $\epsilon_1$  принималась непрерывность магнитного ( $H$ ) и поперечного электрического ( $E_\perp = (1/k\epsilon)(dH/dz)$ ) полей. Потери энергии на возбуждение убегающей продольной волны учитывались феноменологически - путем введения при  $z = \tilde{z}$  скачка поперечной компоненты поля  $E_\perp$

$$\Delta E_z \equiv E_z(\tilde{z}=0) - E_z(\tilde{z}=0) = \chi E_c \sin \theta \quad (4.20)$$

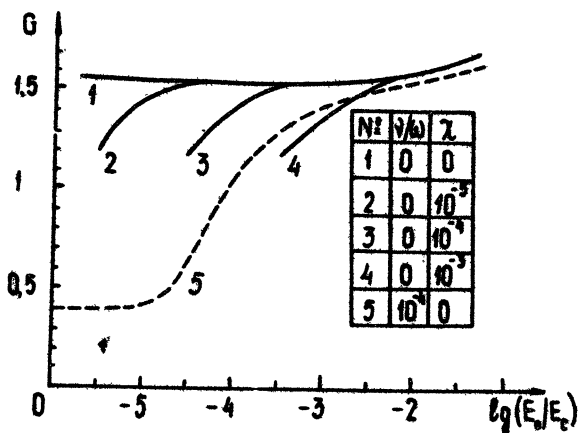
( $\chi = 0,63 \pi k \delta$ ), обеспечивавшего при данном  $H(\tilde{z})$  и  $\eta_p = |H|^2 \sin^2 \theta / E_c^2 \delta^2 \gg 1$  ту же величину диссипации, что и трансформация энергии в убегающую продольную волну (см. разд.3В). Скачок  $\Delta E_z$  представляет собой фактически рассчитанную с учётом возбуждения продольной волны разность значений  $E_z$  в точках, лежащих по разные стороны скачка  $E_c$  на расстояниях от него порядка длины продольной волны  $\delta / \sqrt{\epsilon_1}$ .

Граничное условие (4.20) верно лишь при  $\eta_p \gg 1$ ; расчёты с его использованием проводились для  $\eta_p \geq 3$ . Результаты расчёта (для значения  $\sin^2 \theta = 0,05 \approx \sin^2 \theta_{\text{max}}$ ) приведены на рис.6-8.

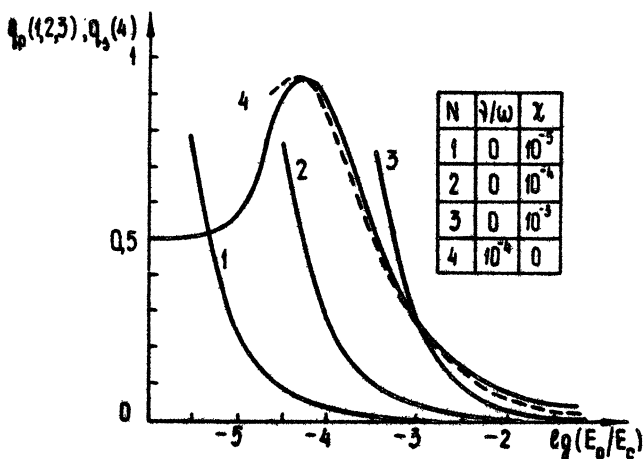


Р и с. 6. Профили  $E_z(z)$  в волновой задаче при различных амплитудах падающей волны  $E_0$

На рис.6 изображены характерные ступенеобразные профили  $E_z(z)$ ; на рис.7 - графики зависимости форм-фактора  $G = (D/E_0)(kL)^{1/2}$  от амплитуды падающей волны  $E_0$ . Сплошные кривые на рис.7 относятся к случаю  $\nu = 0$ ;  $\chi \neq 0$  (они оборваны при  $\eta_p = 3$ ), пунктирная кривая -  $\chi = 0$ ;  $\nu/\omega = 10^{-4}$ .



Р и с. 7. Форм-фактор  $G(E_0)$ , определяющий величину индукции  $D_{max} = G(\kappa!)^{-1/2} E_0$



Р и с. 8. Зависимость коэффициентов поглощения  $Q_p$  (кривые 1,2,3) и  $Q_s$  (кривые 4) от амплитуды падающей волны  $E_0$

□ отсутствие диссипации ( $\gamma = 0$ ,  $\chi = 0$ )  $G = \text{const} = 1,54$  во всей области значений  $E_0$ , где деформации не затра-

гивают точку поворота (высота плато  $\bar{\epsilon}_n \ll \sin^2 \theta$  при  $(E_0^2/E_c^2)_{kl} \ll 1$ ). На выходе из этой области (при  $(E_0^2/E_c^2)_{kl} \gg (1/3)$ ) величина  $\bar{G}$  в соответствии с выводами разд. 4Б начинает увеличиваться.

Зависимость коэффициентов поглощения  $q_p, q_s$  от  $E_0$  показана на рис.8. Кривые  $q_p(E_0)$  оборваны при  $\eta_p = 3$ . Пунктирная кривая на рис.8 - зависимость  $q_s(E_0)$ , рассчитанная по формуле (4.7); она также оборвана при  $\eta_s = 3$ , т.к. формула (4.7) верна лишь при  $\eta_s \gg 1$ . Наличие максимума коэффициента поглощения ( $q \approx 1$ ) в области сравнительно слабых полей ( $\eta_s \sim 3$ ) подтверждает существование эффекта резонансного согласования, предсказанного в [39-41], и связано, в рамках использованных нами представлений, с тем, что при появлении скачка плотности форм-фактор  $\bar{G}$  (определяющий величину  $D/E_0$ ) с ростом  $E_0$  вначале растёт быстрее, чем падает эффективность диссипации  $Q/D^2$ . Сильное убывание  $q_p, q_s$  в области больших полей (где  $\bar{G}$  больше не меняется или нарастает достаточно медленно) согласуется с выводами предыдущих разделов о существенном снижении эффективности рассмотренных механизмов поглощения при увеличении амплитуды падающей волны.

## Л и т е р а т у р а

1. Денисов Н.Г. - ЖЭТФ, 1956, 31, с.609; Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Наука, 1967.
2. Гильденбург В.Б. - ЖЭТФ, 1964, 46, с.2156.
3. Гильденбург В.Б., Кондратьев И.Г., Марков Г.А. - Изв. вузов. Радиофизика, 1969, 12, с.655.
4. Gildenburg V.B. - URSI Symposium, Preprints, Tbilisi, 1971, p.174.
5. Гильденбург В.Б., Фрайман Г.М. - ЖЭТФ, 1975, 69, с.1601; Препринт № 58. Горький, НИРФИ, 1974.
6. Гильденбург В.Б., Литвак А.Г., Фрайман Г.М. - Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.433.
7. Гильденбург В.Б., Литвак А.Г., Фейгин А.М. - Тезисы докл. Всесоюз. конф. по взаимодействию электромаг -

- нитных волн с плазмой, Душанбе, 1979, с.57.
8. Manes K.R., Rupert V.C., Auerbach J.M., Lee P., Swain J.E. - *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 39, p.281.
  9. Godwin R.P., Sachsenmaier R., Sigel R. - *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 39, p.1198.
  10. Pearlman J.S., Thomson J.J., Max C.E. - *Phys. Rev.Lett.*, 1977, 39, p.1367.
  11. Голант В.Е., Пилия А.Д. - *УФН*, 1971, 104, с.413.
  12. Ерохин Н.С., Моисеев С.С. - В сб.: Вопросы теории плазмы, вып. 7. М., Атомиздат, 1973, с.146.
  13. Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д. - *ЖЭТФ*, 1974, 66, с.1651.
  14. Foralund D.W., Kindel J.M., Lee K., Lindman E.L., Morse R.L. - *Phys.Rev.A*, 1975, 11, p.679.
  15. Estabrook K.G., Valeo E.J., Kruer W.L. - *Phys.Fluids*, 1975, 18, p.1151.
  16. Chen H.H., Liu C.S. - *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 39.
  17. Morales G.J., Lee Y.C. - *Phys.Fluids*, 1977, 20.
  18. Андреев Н.Е., Силин В.П., Стенчиков Г.Л. - Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.533; Наст. сборник, с.156.
  19. Андреев Н.Е., Силин В.П. - Физика плазмы, 1978, 4, с. 908.
  20. Коврижных Л.М., Сахаров А.С. - Физика плазмы, 1980, 6, с.150; Наст. сборник, с.117.
  21. Estabrook K.G. - *Phys.Fluids*, 1976, 19, p.1733.
  22. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с.539.
  23. Wong A.Y. In: *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, 4B, Plenum Press, N.Y., L., 1978.
  24. Гапонов А.В., Миллер М.А - *ЖЭТФ*, 1958, 34, с.242.
  25. Питаевский Л.П. - *ЖЭТФ*, 1960, 39, с.1450.
  26. Гильденбург В.Б. - *ЖЭТФ*, 1978, 45, с.1963.
  27. Hirsch P., Shmoys J. - *Radio Sci.*, 1965, 690, p.521.
  28. Пилия А.Д. - *ЖТФ*, 1966, 36, с.818.
  29. Виноградов А.В., Пустовалов В.В. - Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, с.317.
  30. Омельченко А.Я., Паиченко В.И., Степанов К.Н. - Изв. вузов. Радиофизика, 1971, 14, с.1484.



31. Johnston T.W.- RCA Review, 1960, 21, p.4.
32. Миронов В.А. - Изв.вузов, Радиофизика, 1969, 12 ,  
с. 1765.
33. Гуревич А.В., Питаевский Л.П. - ЖЭТФ, 1963, 45 ,  
с. 1243.
34. Перель В.И., Пинский Я.М. - ЖТФ., 1963, 33 , с.268.
35. Боев А.Г. - ЖЭТФ, 1979, 77 ,с.92.
36. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория рас -  
пространения радиоволн в ионосфере. М., Наука, 1973.
37. Андронов А.А., Чугунов Ю.В. - УФН, 1975, 116, с.79.
38. Фрайман Г.М. - Изв.вузов. Радиофизика, 1973, 16,  
с. 1146.
39. Жаров А.А., Кондратьев И.Г., Миллер М.А. - Письма в  
ЖЭТФ, 1977, 25 , с.355.
40. Aliev Yu.M., Gradov O.M., Kyrie A.Yu., Gadez  
V.M., Vukovic S. - Phys.Rev. A,1977, 15, p.2120.
41. Жаров А.А., Кондратьев И.Г., Миллер М.А. - Физика  
плазмы, 1979, 5 , с.261.

# ДИНАМИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЧ ПОЛЯ С НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМОЙ И УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ ПЛАЗМЕННОГО РЕЗОНАНСА

Л.М.Коврижных, А.С.Сахаров

## Введение

Одной из важных проблем взаимодействия электромагнитного излучения с неоднородной плазмой является проблема трансформации и поглощения волн в области плазменного резонанса. Процессы, происходящие в плазменном резонансе, интенсивно исследовались в экспериментальных и теоретических работах, посвященных лазерному управляемому синтезу [1], распространению радиоволн в ионосфере [2] и взаимодействию СВЧ излучения с неоднородной плазмой [3,4].

В настоящей работе рассматриваются явления в незамагниченной плазме, связанные с усилением в резонансной области компоненты электрического поля, параллельной градиенту неоднородности плазмы. Такое усиление возникает, например, при наклонном падении на плоский слой плазмы (ось  $\mathcal{I}$  направлена по градиенту неоднородности) электромагнитной волны, вектор электрического поля которой лежит в плоскости падения ( $\mathcal{I}\mathcal{U}$ ), а магнитное поле имеет только одну перпендикулярную плоскости падения компоненту  $H_z$  ( $p$  - поляризованная волна) [2,5]. Усиление продольной компоненты электрического поля  $E_{\mathcal{I}}$  в окрестности критической концентра-

для плазмы ( $\omega_p = \omega$ ) может сопровождаться, например, деформацией профиля плотности плазмы под действием ВЧ давления электрического поля, появлением ускоренных частиц и другими эффектами.

Относительно плавная зависимость магнитного поля от  $I$  в резонансной области позволяет в ряде случаев использовать для исследования процессов в этой области так называемую модель однородного поля накачки, в которой  $H_z$  полагается заданным и не зависящим от  $I$ . Уравнение для комплексной амплитуды электрического поля  $E_x$  в модели однородного поля накачки записывается в виде [6 - 11]

$$\hat{\epsilon} E_x = \sin \theta_0 H_z \Big|_{\omega_p = \omega} \equiv E_d, \quad (1)$$

где  $\theta_0$  - угол падения электромагнитной волны на слой плазмы,  $\hat{\epsilon}$  - оператор диэлектрической проницаемости. Уравнение (1) формально соответствует случаю, когда плоский слой плазмы находится в однородном, направленном по градиенту неоднородности плазмы, гармоническом внешнем поле, амплитуда которого равна  $E_d$ . Поэтому величину  $E_d$  в правой части уравнения (1) часто называют внешним полем или полем накачки.

При линейном профиле плотности плазмы

$$n = n_c (1 + x/L), \quad n_c = \frac{\omega^2 m_e}{4\pi e^2} \quad (2)$$

и  $\frac{\omega}{c} L \equiv k_0 L \gg 1$  - максимальная величина  $E_d$  для  $p$ -поляризации падающей волны  $(E_d)_{\max} \approx 1,2 E_0 / \sqrt{2\pi k_0 L}$  достигается при оптимальном угле падения  $\theta_0 \approx 0,7(k_0 L)^{-1/4}$  [2,5] ( $E_0$  - амплитуда поля в вакууме). При  $k_0 L \lesssim 1$  и  $\theta_0 \sim 1$   $E_d$  по порядку величины равна  $E_0$ .

Кроме линейных механизмов ограничения амплитуды электрического поля в резонансе (столкновения, генерация плазменных волн, вынос энергии колебаний из резонансной области направленным потоком плазмы) в модели однородного поля накачки исследовались такие нелинейные механизмы, как изменение плотности плазмы под действием ВЧ давления электрического поля

[7-13], а также эффекты, связанные с электронными нелинейностями [14-19]. Образование ямок плотности в области резонанса (кавитонов) под действием ВЧ давления локализованных ленгмюровских колебаний наблюдалось экспериментально в [20,21].

Генерация кавитонов в пренебрежении инерцией ионов исследовалась аналитически в [12,13], где было показано, что образовавшийся кавитон начинает перемещаться в сторону уменьшения плотности плазмы. Вслед за этим в резонансной области может происходить образование нового кавитона.

Возможность такой периодической генерации кавитонов в пренебрежении ионной инерцией подтверждается численными результатами работы [10]. В этой же работе было показано, что для параметров плазмы, соответствующих реальным условиям, как правило, необходимым оказывается учет эффектов, связанных с ионной инерцией.

В настоящей работе проведено численное исследование генерации кавитонов с учетом инерции ионов и модельным декрементом затухания  $\gamma(k) \sim k^4$ , обеспечивающим эффективную диссипацию энергии мелкомасштабных ленгмюровских колебаний и слабое поглощение длинноволновых, как это происходит при затухании на электронах. Кроме того, в отличие от [10] численный счет продолжался достаточно долго, с тем, чтобы можно было наблюдать несколько последовательных актов генерации кавитонов. Исследована также роль нестационарности плазмы, и показано, что явления в области критической концентрации могут существенно зависеть от скорости протекания плазмы через резонансную точку [22].

В ряде экспериментов по взаимодействию электромагнитного излучения с неоднородной плазмой наблюдались ускоренные электроны [23-25] и ионы [26], появление которых связывалось с наличием сильного локализованного ВЧ поля в области критической плотности. Причиной изменения энергии электрона при взаимодействии с таким полем является нарушение адиабатичности движения вследствие столкновений [27], достаточно больших начальных скоростей [28] или самопересечения,

Электронных траекторий на сильнонелинейной стадии развития плазменного резонанса [11, 16, 18]. В [24, 29] было обращено внимание на то, что ускорение пролетных электронов в резонансной области происходит при линейном профиле плотности преимущественно в сторону разреженной плазмы.

Образование хвостов ускоренных электронов на функции распределения при взаимодействии с ВЧ полем в резонансной области наблюдалось во многих численных экспериментах [29-32]. В работе [33] вычислялась функция распределения электронов в предположении, что поле плазменного резонанса имеет гауссову огибающую, и было получено аналитическое выражение для асимптотики функции распределения при больших энергиях электронов.

В горячей плазме энергия электромагнитного поля переходит в области резонанса в энергию ленгмюровской волны, распространяющейся в направлении уменьшения плотности плазмы. Взаимодействие электронов с монохроматической ленгмюровской волной, возбуждаемой в резонансной области, рассматривалось в [34, 35], однако аналитические выражения для функции распределения были получены лишь в случае, когда относительное изменение  $f$  невелико ( $\Delta f \ll f_m$ ).

В настоящей работе численно исследовано поведение функции распределения электронов в режиме генерации кавитонов. Показано, что образование кавитонов сопровождается выбросами ускоренных электронов в обе стороны от резонансной точки [22]. Более подробно исследовано ускорение электронов на начальной стадии развития процесса, когда искажение профиля плотности плазмы еще мало и электроны ускоряются только в сторону уменьшения плотности. Получены аналитические выражения для усредненной по периоду ленгмюровских колебаний функции распределения электронов  $\bar{f}$ , в том числе и для случая, когда относительное изменение  $\bar{f}$  при больших энергиях велико ( $\Delta \bar{f} \gg \bar{f}_m$ ). Выражения, полученные аналитически, сравниваются с результатами численного счета [36]. В настоящей работе исследовано также взаимодействие ВЧ поля с плазмой и ускорение

частиц в резонансной области при достаточно больших интенсивностях накачки, когда самопересечение электронных траекторий наступает раньше, чем начинает сказываться изменение ионной плотности в окрестности критической точки. Получены оценки для максимальной энергии ионов, выбрасываемых в области резонанса.

### Генерация кавитонов в области плазменного резонанса

1. Рассмотрим плоский слой плазмы с горячими электронами и холодными ионами, находящийся в однородном, направленном по градиенту неоднородности плазмы, гармоническом внешнем поле с амплитудой  $E_d$ . Используя уравнения Пауссона, движения и непрерывности, учитывая затухание плазменных колебаний и выделяя быструю зависимость от времени  $e^{-i\omega t}$ , можно получить следующее линеаризованное по  $E$  уравнение для медленно меняющейся комплексной амплитуды электрического поля [11]

$$2i\omega \frac{\partial E}{\partial t} + \omega^2 \left(1 - \frac{n_i}{n_c}\right) E + 3v_{Te}^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - v_{Te}^2 \frac{\partial \ln n_i}{\partial x} \frac{\partial E}{\partial x} + 2i\omega \frac{\partial}{\partial x} (v_i E) + 2i\omega \hat{\Gamma} E = \omega^2 E_d \quad (3)$$

Здесь  $n_i$  и  $v_i$  — плотность и скорость ионов,  $\hat{\Gamma}$  — линейный оператор, описывающий затухание плазменных колебаний. При выводе уравнения (3) предполагалось, что  $\frac{\partial E}{\partial t} \ll \omega E$ ,  $v_D \frac{\partial E}{\partial x} \ll E$ ,  $\frac{e}{m_e \omega^2} \frac{\partial E}{\partial x} \ll 1$ ,  $v_i \ll v_{Te}$ ,  $\frac{\partial v_i}{\partial t} \ll \omega v_i$ , и что усредненная по периоду ленгмюровских колебаний плотность электронов  $\bar{n}_e$  равна ионной плотности. Последнее эквивалентно условию  $k_i^2 r_D^2 \ll 1$ , где  $r_D = v_{Te}/\omega$  — электронный дебаевский радиус,  $k_i$  — характерное волновое число возмущений ионной плотности. Это условие выполняется при формировании кавитона, однако распад каверны ионной плотности после того, как электрическое поле в ней затухло, может сопровождаться возникнове-

нием коротковолновых ионных колебаний, для которых  $n_i \tau_D$  достигает единицы. Тем не менее, мы пользовались уравнением (3) и на этом этапе развития процесса, так как вклад поправок, связанных с отличием  $n_i$  от  $\bar{n}_e$  в уравнении для электрического поля (3), по сравнению с ним невелик и не отражается существенно на общем ходе решения.

Так как при образовании кавитона амплитуда возмущений ионной плотности оказывается, вообще говоря, не малой ( $\delta n_i \sim n_e$ ), для описания поведения ионной компоненты мы использовали нелинейную систему гидродинамических уравнений

$$\frac{\partial^2 n_i}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} (n_i v_i^2) = \frac{e}{m_i} \frac{\partial}{\partial x} \left( n_i \frac{\partial \psi}{\partial x} \right), \quad (4)$$

$$\frac{e \psi}{T_e} = \ln \left( \frac{n_i}{n_e} \right) + \frac{1}{4\pi e n_i} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{|E|^2}{16\pi n_e T_e}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_i v_i) = 0. \quad (6)$$

В уравнениях (4), (5)  $\psi$  — усредненный по периоду ленгмюровских колебаний электростатический потенциал. В уравнении (5) сохранено слагаемое  $\partial^2 \psi / \partial x^2$ , позволяющее учесть дисперсию звука, которая при умеренных интенсивностях накачки предотвращает образование ударных волн из-за нелинейности. При больших интенсивностях накачки для подавления возникающих при распаде кавитона численных неустойчивостей с характерным периодом порядка шага сетки мы вводили в уравнение (4) ионную "вязкость", пропорциональную  $\partial^4 n_i / \partial x^4$ . Затухание ионных колебаний при этом быстро падает с ростом длины волны, так что колебания с волновым вектором  $k_i \approx \tau_D^{-1}$  распространялись на расстояния, значительно превышающие размер резонансной области, почти не затухая. При выводе уравнения (5) мы полагали, что плотность электронов равна  $\bar{n}_e = n_e \exp \left[ (e\psi/T_e) - (|E|^2/16\pi n_e T_e) \right]$  и что выполняется условие  $-(k_i^2 \tau_D^2 e\psi/T_e) \ll 1$ .

Член  $\int \epsilon$  в уравнении (3) может включать в себя как затухание на столкновениях  $\frac{\nu}{\omega}$  [ ], так и затухание на быстрых электронах, которое учитывается либо в интегральной форме [37-40], либо в локальной [30, 41, 42]

$$\int \epsilon = \alpha \omega (-1)^m \nu_D^{2m} \frac{\partial^{2m}}{\partial \tau^{2m}} \epsilon, \quad (7)$$

где  $m$  - целое число. Преимущество последнего представления (при не слишком больших значениях  $m$ ) заключается в том, что эта форма требует меньших затрат машинного времени при численном решении уравнения, чем интегральная.

Ниже использовалась локальная форма представления оператора  $\int$ . Коэффициент  $\alpha$  в выражении (7) выбирался таким, чтобы для невозмущенного линейного профиля плотности плазмы (2) спектр ленгмюровских колебаний обрезался при той же величине  $K = \left[ \nu_D \sqrt{2 \ln \left( \frac{\pi}{2} \frac{L}{\nu_D} \right)} \right]^{-1}$ , при которой происходит обрешение спектра, если затухание положить равным затуханию Ландау (см. [31]).

Степень производной в (7) подбирали, исходя из того, чтобы при  $K \sim \nu_D^{-1}$  декремент затухания по порядку величины был равен  $\omega$ . Для  $L = 10^3 \nu_D$  этому условию удовлетворяет  $m = 2$ . Коэффициент  $\alpha$  при этом равен

$$\alpha = \frac{5}{2} \frac{\nu_D}{L} \left[ 2 \ln \left( \frac{\pi}{2} \frac{L}{\nu_D} \right) \right]^{3/2} = 1,92, \quad (8)$$

и соответственно при  $K \nu_D = 1$  декремент затухания равен  $\gamma(\nu_D^{-1}) \approx 2\omega$ .

При линейном исходном профиле плотности плазмы (2) решение характеризуется следующими безразмерными параметрами [5, 6, 9, 10].

1. Величина

$$s_T = \left( \frac{\nu_D^2}{L} \right)^{1/3} \quad (9)$$

определяет ширину резонанса  $\Delta \tau = s_T L$ , время нарастания  $\Delta t \approx 4 / s_T \omega$  и усиление поля в резонансе

$E_m \approx 2 E_d / s_T$  при невозмущенном профиле плотности. В расчетах полагали  $L = 10^3 \nu_D$ , т.е.  $s_T = 0,0145$ .



2. Роль инерции ионов определяется параметром

$$V = \left( \frac{3}{4} \frac{m_i}{m_e} s_T \right)^{1/2}, \quad (10)$$

по порядку величины равным отношению времени, за которое ионный звук проходит ширину резонанса, ко времени нарастания поля в резонансе. При  $V \ll 1$  можно пренебречь инерцией ионов и пользоваться статическим приближением при вычислении  $n_i$ , положив

$n_i = n_{i0} \exp(-|E|^2 / 16\pi n_c T_e)$ , где  $n_{i0}$  - невозмущенная ВЧ полем ионная плотность. При  $V \gg 1$  инерцию ионов необходимо учитывать. Для реальных плазменных параметров обычно выполняется второе условие. Так, для  $L/\tau_D = 10^3$  и водородной плазмы  $V = 4,45$ . Ниже значение  $V$  полагалось равным 5.

3. Параметр

$$\eta = \frac{1}{12} \left( \frac{e E_d L}{T_e} \right)^2 \quad (11)$$

характеризует роль сил ВЧ давления.

4. В нестационарной плазме неоднородность невозмущенной ВЧ полем ионной скорости  $U_{i0}$  приводит к сдвигу резонансной точки относительно плазмы со скоростью

$v_0 = n_{i0} \frac{dU_{i0}/dI}{dn_{i0}/dI} \Big|_{n_{i0}=n_c}$ . Отношение  $v_0$  к ионно-звуковой скорости  $v_s = v_{Te} (m_e/m_i)^{1/2}$  обозначим через  $M$

$$M = v_0 / v_s. \quad (12)$$

Рассмотрим случай расширяющейся плазмы, в которой поток ионов через резонансную область направлен в сторону уменьшения плотности плазмы ( $v_0 > 0$  при  $(dn_{i0}/dI) > 0$ ).

Перейдем в систему отсчета, связанную с резонансной точкой в невозмущенной плазме и выделим в  $n_i$  и  $U_i$  возмущения, обусловленные действием ВЧ давления  $n_i = n_{i0} + \delta n_i$ ,  $U_i = U_{i0} + \delta U_i$ . Эффект плазменного резонанса возникает вследствие обращения в нуль множителя  $(1 - \frac{n_{i0} + \delta n_i}{n_c})$  в уравнении (3). Профиль плотности ионов  $n_{i0}$  здесь полагался линейным

ным (2). Неоднородность невозмущенного профиля плотности  $n_{i0}$ , а также скорости  $v_{i0}$  в других членах уравнения (3) оказывается менее существенной, т.е. можно считать, что  $v_i = -v_0 + \delta v_i$ ,  $n_i = n_c + \delta n_i$ . При вычислении  $\delta n_i$  и  $\delta v_i$  в области  $|x| \ll L$  в течение времени, много меньшего характерного времени разлета слоя  $t \ll L/v_s$ , неоднородностью невозмущенной плазмы в (4) - (6) также можно пренебречь, положив  $n_i = \text{const} = n_c$ ,  $v_{i0} = \text{const} = -v_0$ . Система (3) - (6) примет, таким образом, следующий вид:

$$2i\omega \frac{\partial E}{\partial t} - \omega^2 \left( \frac{x}{L} + \frac{\delta n_i}{n_c} \right) E + 3v_{Te}^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - v_{Te}^2 \frac{\partial \ln(n_c + \delta n_i)}{\partial x} \frac{\partial E}{\partial x} + 2i\omega \frac{\partial}{\partial x} \left[ (\delta v_i - v_0) E \right] + 2v_{Te}^4 \omega^2 \frac{\partial^4 E}{\partial x^4} = \omega^2 E_d, \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 \delta n_i}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ (n_c + \delta n_i) (\delta v_i - v_0)^2 \right] = \frac{e}{m_i} \frac{\partial}{\partial x} \left[ (n_c + \delta n_i) \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right], \quad (14)$$

$$\frac{e\varphi}{T_e} = \ln \left( 1 + \frac{\delta n_i}{n_c} \right) + \frac{1}{4\pi e (n_c + \delta n_i)} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{|E|^2}{16\pi n_c T_e}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial \delta n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ (n_c + \delta n_i) (\delta v_i - v_0) \right] = 0. \quad (16)$$

Интегрирование уравнений (13) - (16) проводилось на интервале от  $x = -25 \Delta x$  до  $x = 15 \Delta x$ . Распространяющаяся из области резонанса ленгмюровская волна, доходя до левой границы, сильно уменьшалась по амплитуде за счет затухания (7). Для того, чтобы окончательно подавить отраженную ленгмюровскую волну, вблизи границы вводили дополнительное затухание с плавно нарастающим к границе декрементом  $\gamma(x)$ . Поле накачки вблизи границ области интегрирования плавно затухало. Для возмущений ионной плотности при  $v_0 < v_s$  на границах ставились условия излучения. При  $v_0 > v_s$  достаточно задать условия на правой грани-

нице  $\delta v_i = 0$ ,  $\delta n_i = 0$ . Потенциал  $\psi$  на границах полагался равным  $\psi = (T_e/e) \ln [1 + (\delta n_i/n_e)]$ . Поле на качки включалось скачком в момент времени  $t = 0$ .

Уравнения (13) - (16) решались численно с шагом по  $x$ , равным  $\Delta x = 0.04 \Delta x \approx 0.6 \lambda_D$ . Шаг по времени  $\Delta t$  варьировался в пределах  $0.01 \leq (\omega s_T \Delta t / 2) \leq 0.05$ .

2. Перейдем к результатам численного интегрирования уравнений (13) - (16). На рис.1 приведена амплитуда осцилляционной скорости электронов в ленгмюровском

поле  $v_{\epsilon} = \frac{e|E|}{m_e \omega}$  и плотность ионов  $n_i = n_c [1 + (x/L)] + \delta n_i$  при  $\eta = 3$ ,  $M = 0$  для значений безразмерного времени

$\tau = \frac{\omega t s_T}{2} = 5$  и  $\tau = 20$ . На рис.1,а пунктиром показана  $v_{\epsilon}(x)$  для стационарного решения при неподвижных ионах. Как видно из рис. 1,а, на начальной стадии искажение профиля плотности приводит к уменьшению амплитуды поля в резонансной области. Амплитуда ленгмюровской волны, распространяющейся из области резонанса в сторону уменьшения плотности плазмы, при  $\tau = 5$ , все еще остается практически такой же, как и для невозмущенного профиля плотности. Из рис. 1,б видно, что с течением времени искажение первоначального распределения плотности приводит к значительному подавлению амплитуды ленгмюровской волны, распространяющейся в область меньшей плотности, что согласуется с результатом работы [10].

Спустя еще некоторый промежуток времени, поле вблизи резонансной точки начинает быстро нарастать. На рис.2 показана зависимость от времени:  $v_{\epsilon}$  в точке  $x = 1.65 \Delta x$  (рис. 2,а, сплошная кривая); мощности, диссипируемой в плазме,  $A = (1/8\pi) \int (E E^* + E^* E) dx$  (рис. 2,а, пунктир); работы, совершаемой в единицу времени внешним полем,  $W = (i\omega E_d / 16\pi) \int (E - E^*) dx$  (рис. 2,б, сплошная кривая); мощности, вкладываемой в ионную компоненту,  $W_i = (1/16\pi n_c) \int n_i v_i \frac{d|E|^2}{dx} dx$  (рис. 2,б, пунктир); ионной плотности в точке  $x = 1.65 \Delta x$  (рис. 2,в, сплошная кривая) и ширины пика ленгмюровских колебаний  $\delta x$  по уровню 0,5 от максимума  $|E|^2$  (рис. 2,в, пунктир). Величины  $A$ ,  $W$  и  $W_i$  вы -

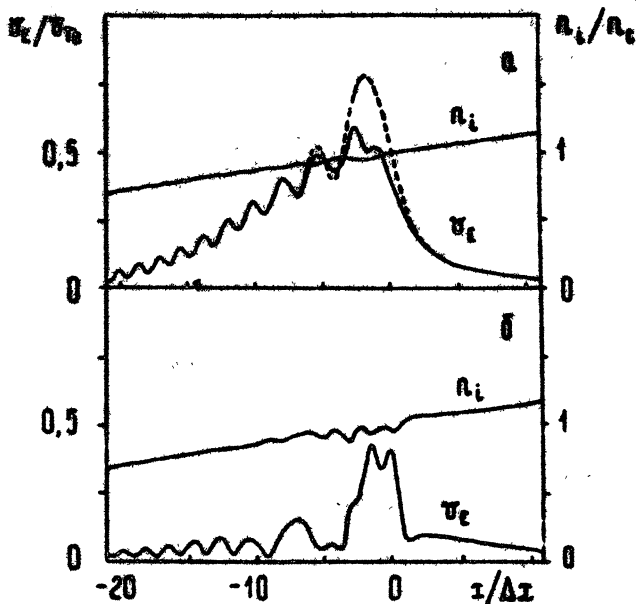
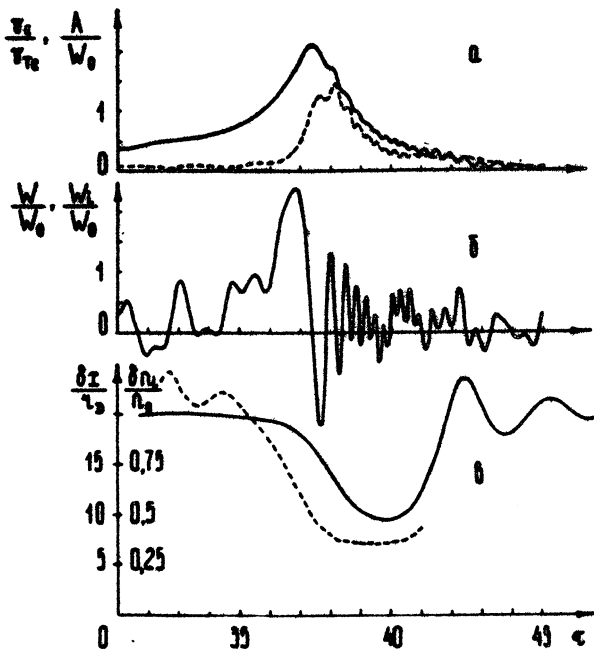


Рис. 1. Осцилляционная скорость электронов  $v_z/v_{Te} = \frac{eE}{m_p \omega}$  и ионная плотность  $n_i$  при  $\eta = 3$ ,  $M = 0$  для моментов времени: а -  $\tau = 5$ , б -  $\tau = 20$ . Пунктиром показана  $v_z$  в стационарном режиме при невозмущенном профиле плотности

ражены в единицах  $W_0 = (1/8)E_0^2 \omega L$  ( $W_0$  - мощность, переходящая в плазму при линейном профиле плотности [6]).

Из рис. 2 видно, что ленгмюровские колебания приводят к образованию каверны ионной плотности, глубина которой из-за инерции вначале нарастает медленнее, чем плотность энергии ленгмюровских колебаний. Основной вклад энергии в плазму происходит в течение времени, когда изменение  $n_i$  еще относительно невелико. Увеличение глубины каверны приводит к изменению фазы поля, запертого в каверне, в результате чего подкачка



Р и с. 2. Зависимость от времени: а -  $v_i$  в точке  $I = 1.65 \Delta I$  (сплошная кривая) и диссипируемой в плазме мощности  $A$  (в единицах  $W = (1/8) E_d^2 \omega L$ , пунктир); б - мощности  $W$ , вкладываемой в плазму внешним полем (сплошная кривая) и мощности  $W_i$ , переходящей в энергию ионов (пунктир); в - плотности ионов в точке  $I = 1.65 \Delta I$  (сплошная кривая) и ширины пика ленгмюровских колебаний  $\delta I$  в кавитоне (пунктир) при  $\eta = 3$ ,  $M = 0$

энергии внешним полем прекращается (рис. 2, б,  $\tau = 37.4$ ). Так как частота поля в кавитоне отличается от частоты внешнего поля ( $|\Delta \omega|_{\max} \approx \omega/6$ ),  $W$  может принимать и отрицательные значения. Это означает

что плазма в такие моменты времени отдает энергию внешнему полю.

Рост глубины ямы ионной плотности сопровождается уменьшением ширины области локализации ВЧ поля  $\delta x$  (рис. 2, в), которое начинает интенсивно затухать (рис. 2, а)\*. Когда поле, вызвавшее образование каверны, затухло, она распадается, и в области резонанса возникают осцилляции ионной плотности (рис. 2, в,  $\tau > 42$ ). Обратим внимание на то, что диссипируемая в плазме энергия значительно превышает энергию, вкладываемую в движение ионов (рис. 2, а, б).

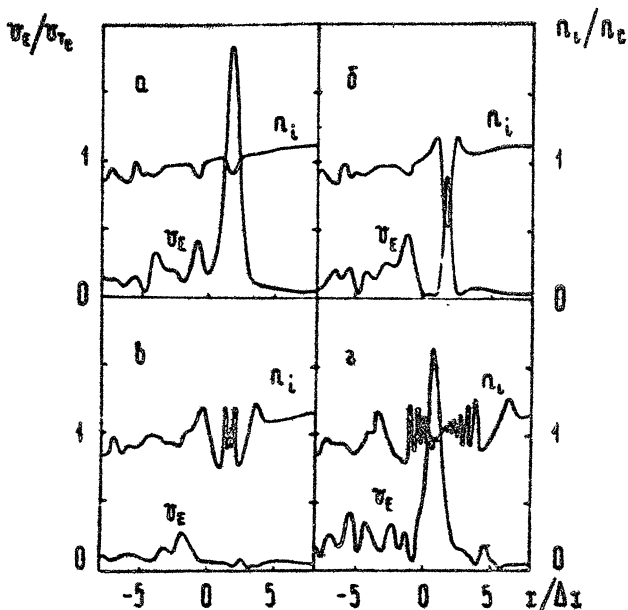
Аналогичная картина наблюдалась в численных экспериментах [43, 44] по исследованию нелинейной стадии развития модуляционной неустойчивости в однородной плазме при воздействии на нее поля накачки. Как было отмечено в [43], накачка приводит к тому, что число плазмонов не сохраняется, и решение в одномерном случае может приобрести коллапсирующий характер, при котором область локализации ленгмюровских колебаний сужается до размеров, обеспечивающих эффективную диссипацию. В данном случае, по-видимому, имеем дело с явлением того же типа.

На рис. 3, а, б, в показаны зависимости  $U_e(I)$  и  $n_i(I)$  на различных этапах формирования и распада кавитона. На рис. 3 видно, что каверна распадается на две ямки плотности, распространяющиеся в противоположные стороны. Распад каверны сопровождается возникновением коротковолновых осцилляций ионной плотности с  $k_i \tau_D \sim 1$ . После того, как возмущения плотности уходят из резонансной области, там вновь формируется пик ленгмюровских колебаний (рис. 3, г,  $\tau = 58$ ), и затем процесс повторяется. Следующего максимума амплитуда ВЧ поля достигает при  $\tau = 76$ .

Рис. 4 дает представление об эволюции решения в течение времени от  $\tau = 30$  до  $\tau = 80$ . В верхней части приведены зависимости  $U_e(I)$  через промежутки времени  $\Delta\tau = 5$ , в нижней —  $n_i(I)$ . Каждая после —

\* Зависимость  $\delta x$  от  $\tau$  на рис. 2, в приведена лишь для  $\tau < 41$ , так как при больших временах в каверне уже нет ярко выраженного пика ленгмюровских колебаний.

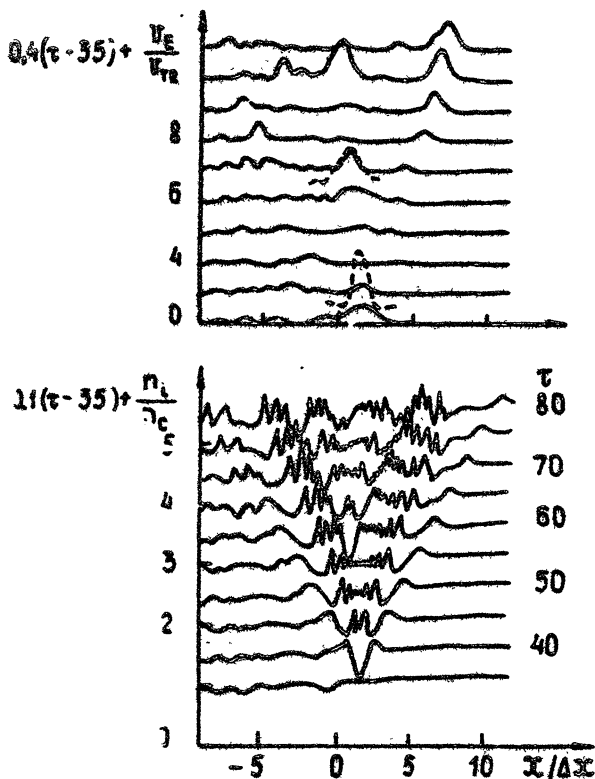
дующая кривая смещена вверх относительно предыдущей, на одинаковые расстояния. Пунктиром показана амплитуда  $U_E$  в кавитоне в промежуточные моменты времени  $\tau = 37,5$  и  $\tau = 57,5$ .



Р и с. 3. Осцилляционная скорость электронов и ионная плотность при  $n_c = 3$ ,  $M = 0$  в моменты времени: а -  $\tau = 37$ ; б -  $\tau = 39$ ; в -  $\tau = 45$ ; г -  $\tau = 58$

Как видно из рис. 4, первой уходящей вправо ямке плотности соответствует пик электрического поля. На верхних кривых можно заметить также нарастание амплитуды электрического поля и в следующей распространяющейся вправо ямке плотности. В то же время для возмущений плотности слева от резонансной области какой-либо заметной корреляции между минимумами  $n_i$  и пиками  $U_E$  нет. Подобное явление наблюдалось в [20], где распространяющаяся в плотную плазму

Линка плотности с соответствующим ей пиком ленгмюновских колебаний интерпретировалась как связанный доннозвуковой-ленгмюровский солитон [45].



г и с. 4. Эволюция решения при  $\eta = 3, M = 0$  в течение времени от  $\tau = 35$  до  $\tau = 80$ . Кривые отделены промежутками времени  $\Delta \tau = 5$ . Пунктиром показано распределение  $n_e$  в кавитоне в промежуточные моменты времени  $\tau = 37,5$  и  $\tau = 57,5$



Отметим, что в моменты формирования кавитонов происходят всплески  $W$ , в которых мощность, вкладываемая в плазму более чем в два раза превышает  $W_0$  (рис. 2,б). В задаче о наклонном падении  $\beta$  - поляризованной волны это может проявляться как всплески коэффициента поглощения. Несмотря на большую величину  $W$  в отдельные моменты времени, среднее значение  $W$  за время  $0 < \tau < 80$  невелико:  $W \approx 0.4 W_0$ .

Таким образом, численное интегрирование уравнений (13) - (16) показывает, что решение выходит на режим квазипериодической (с периодом  $\Delta \tau \sim 20$ ) генерации пиков электрического поля и каверн ионной плотности. Так как возмущения плотности уходят из резонансной области со скоростью порядка ионнозвуковой, то можно ожидать, что период генерации кавитонов будет расти с увеличением массы ионов, как  $m_i^{1/2}$ . Обратим внимание на то, что выход решения на режим генерации кавитонов не связан с резким включением поля накачки. При плавном включении накачки, когда параметр  $\eta$  нарастал линейно со временем от  $\eta = 0$  при  $\tau = 0$  до  $\eta = 3$  при  $\tau = 80$ , также происходила генерация кавитонов. Первый кавитон в этом случае образовывался при  $\tau \approx 55$ , когда параметр  $\eta$  достигал значения величины  $\eta \approx 2$ .

3. При наличии потока плазмы через резонансную точку вычисления были проведены для двух значений скорости протекания плазмы  $U_0 = 2 U_s (M=2)$  и  $U_0 = U_s (M=1)$ . При сверхзвуковом протекании плазмы ( $M=2$ ) решение, как и в предыдущем случае, выходит на режим периодической генерации кавитонов. На рис. 5,а ( $\eta = 3, \tau = 20$ ) показан момент образования первого кавитона. На рис. 5,б ( $\tau = 25$ ) первая каверна ионной плотности уже распалась на две ямки. На перемещение этих ямок накладывается сверхзвуковое течение плазмы, сносящее их в сторону уменьшения плотности. На месте образования первого кавитона формируется следующий. Из рис. 5,а,б видно, что в моменты времени, когда очередной кавитон еще не успел распастся, правее уже начинает формироваться мак -

симум электрического поля, приводящий затем к образованию следующего кавитона. При отсутствии же направленного потока плазмы, как было показано выше электрическое поле в резонансной области начинает вновь нарастать лишь спустя некоторое время после распада предыдущего кавитона. В результате этого период генерации кавитонов при  $M = 2$  оказывается меньше (приблизительно в три раза), чем при  $M = 0$ .

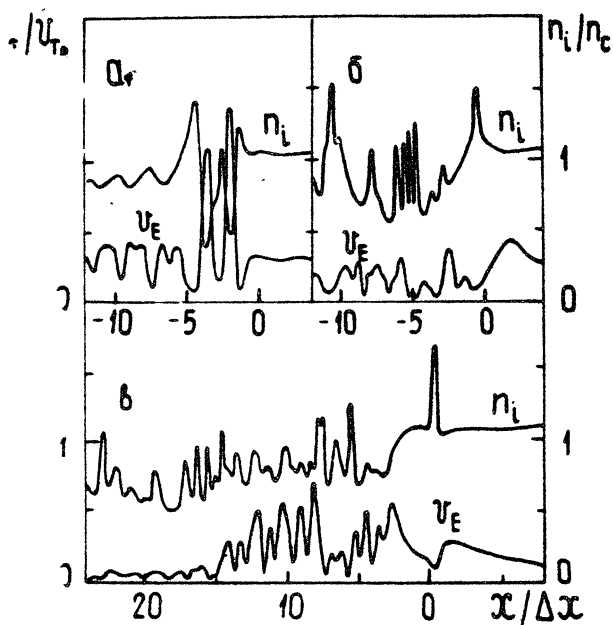


Рис. 5. Осцилляционная скорость электронов и ионная плотность при  $\eta = 3$  для: а -  $M=2$ ,  $\tau = 20$ ; б -  $M=2$ ,  $\tau = 25$ ; в -  $M = 1$ ,  $\tau = 80$

При  $M = 1$  и  $\eta = 3$  генерации кавитонов не происходит. Решение выходит на квазистационарный режим генерации ионнозвуковых волн с  $\lambda \sim 1,5 \Delta l$  и  $\delta n_i \sim 0,1 n_c$  (рис. 5, в). Отсутствие генерации кавитонов связано с тем, что при  $U_0 = U_s$  распространение ионного звука вправо компенсируется потоком плазмы, на-

правленным влево. Возмущения ионной плотности, возникающие на начальной стадии процесса и приводящие к подавлению амплитуды электрического поля, остаются поэтому в резонансной области и препятствуют формированию кавитона.

Периодической генерации кавитонов в случае  $M = 1$  не происходит и при значительно больших интенсивностях накачки. Так, при  $\eta = 30$  нарастание поля в области резонанса на начальной стадии процесса приводит к образованию (с последующим распадом) двойного кавитона, после чего решение в резонансной области (и правее) стабилизируется, а слева от  $x = 0$  возникают хаотические осцилляции плотности и амплитуды электрического поля [22] \*).

При малой длине волны ( $k_0 L \gg 1$ ) и достаточно большой интенсивности падающего излучения ( $k_0 L v_{Te}^2 : v_{Te}^2 > 1$ ) существенную роль в деформации профиля плотности начинает играть ВЧ давление последнего перед резонансной точкой максимума электрического поля падающей волны [46]. Этим, по-видимому, объясняются отличия наших результатов от результатов работ [39-41], в которых при  $U_0 > U_s$  решение выходило на квазистационарный режим с резким перепадом плотности в резонансной области. Чтобы убедиться в этом, мы провели вычисления [22], дополнив уравнение (15) модельным членом, учитывающим ВЧ давление последнего максимума поперечного поля падающей волны в условиях работ [39-41]. Огибающая дополнительного "поперечного" ВЧ поля примерно соответствовала последнему максимуму электромагнитной волны при нормальном падении на невозмущенный слой плазмы. Хотя такая модель является весьма упрощенной, тем не менее она дает качественное представление о том, как ВЧ давление поперечного поля влияет на характер решения.

\* ) Отметим, что при наличии достаточно интенсивного затухания возмущений ионной плотности (например, при  $T_i \sim T_e$ ) наличие потока плазмы через резонансную область уже не играет такой существенной роли и периодическая генерация кавитонов происходит также и в случае  $M = 1$  [22].

Результаты численного счета в этом случае показали, что при  $U_1 > U_0$ , также, как и в [39 - 41], решение выходит на квазистационарный режим с гораздо большим, чем вначале, градиентом плотности в области резонанса. Генерация кавитонов при этом подавляется.

### Ускорение частиц в области плазменного резонанса

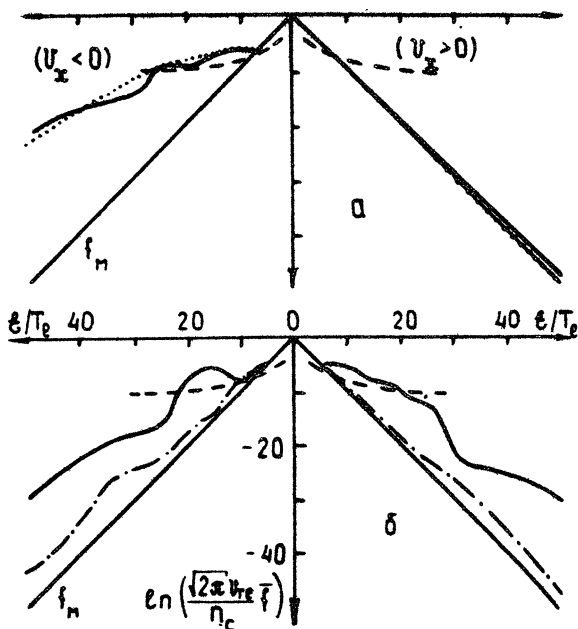
1. Появление узких пиков электрического поля при генерации кавитонов должно сказаться на функции распределения электронов, прошедших через резонансную область. Мы провели вычисление усредненной по периоду ленгмюровских колебаний одномерной функции распределения электронов  $\bar{f}$  по скоростям после взаимодействия с полем при  $\eta = 3$  и  $M = 0$  для различных значений  $\epsilon$ , используя решение для электрического поля, полученное выше. Хотя задача о нахождении функции распределения в данной постановке и не является вполне самосогласованной, так как для затухания на частицах использовалось модельное представление, однако можно ожидать, что по крайней мере такой качественный эффект, как появление периодических выбросов ускоренных электронов, описывается верно.

Так как характерное время изменения амплитуды поля значительно превышает время прохождения резонансной области электронами с надтепловыми энергиями, то при вычислении функции распределения амплитуду поля в каждый момент времени можно считать стационарной. Предполагалось, что до взаимодействия с ВЧ полем электроны распределены по Максвеллу.

На рис. 6 приложены значения  $\bar{f}$  в зависимости от энергии  $\epsilon = \frac{m_e U^2}{2}$  для некоторых моментов времени.

Вначале, когда возмущения плотности еще малы (рис. 6, а, сплошная кривая), ускорение носит ярко выраженный однонаправленный характер, ускоряются лишь электроны, проходящие через поле в направлении уменьшения плот-

ности. Функция распределения при  $\tau = 5$  (показана точками) мало отличается от функции распределения, полученной для стационарного решения при линейном профиле плотности плазмы.



Р и с. 6. Усредненная по периоду ленгмю - ровских колебаний одномерная функция распределения электронов, прошедших через резонансную область,  $\bar{f}$  при  $\eta = 3$ ,  $M = 0$  для моментов времени: а -  $\tau = 5$  (сплошная кривая); б -  $\tau = 20$  (штрих-пунктир),  $\tau = 38$  (сплошная кривая). Точками показана функция распределения для стационарного решения при линейном профиле плотности, пунктирная линия - функция распределения, соответствующая линейному затуханию с декрементом  $\gamma_k = \alpha K^4$

При нарастании возмущений плотности электроны с положительными скоростями также начинают испытывать ускорение (рис. 6,б, штрих-пунктир). Более слабое, чем при  $\tau = 5$  ускорение электронов с  $v_x < 0$  связано с сильным подавлением амплитуды ленгмюровской волны, выходящей из области резонанса (рис. 1,б).

Сплошной линией на рис. 6,б показана функция распределения в момент времени  $\tau = 38$ , соответствующий формированию первого кавитона. Колебания в области локализации электрического поля при этом происходят почти синфазно, и электроны интенсивно ускоряются в обе стороны.

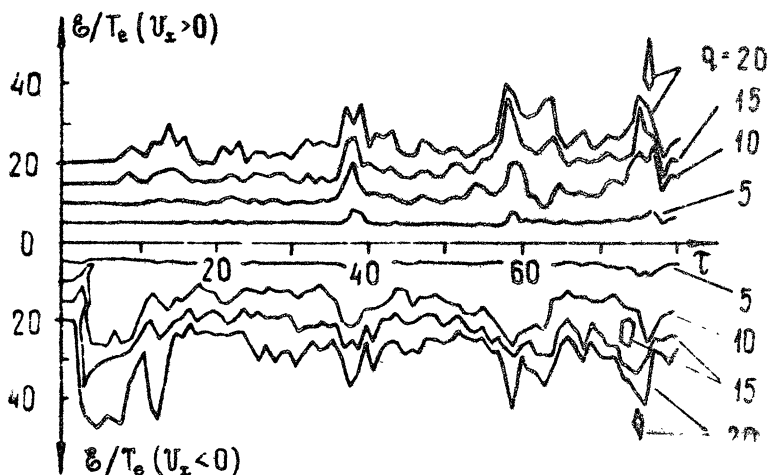
На рис. 6 приведена (пунктиром) также расчетная функция распределения

$$f_0 = \frac{n_c}{\pi v_{Te}} \frac{\tau_D}{L} \left[ 2 \ln \left( \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{L}{\tau_D} \right)^{5/2} \left| \frac{v_{Te}}{v_x} \right|^5 \right], \quad (17)$$

соответствующая линейному затуханию декрементом  $\chi = \alpha \omega k^4 \tau_D^4$ , использованным выше (см. (7), (8)). Как видно из рисунка, в те моменты времени, когда происходит сильное ускорение электронов, эта функция при не слишком больших энергиях  $\delta < 25 v_{Te}$  оказывается более близкой, чем максвелловская, к функциям распределения, полученным при численном счете. Это в некоторой мере оправдывает использование в предыдущем разделе модельного затухания с таким декрементом. При очень больших энергиях подобного соответствия нет, однако в этой области фазовых скоростей затухание оказывается малым и практически не влияет на поведение плазмы. Поэтому конкретный вид декремента затухания для этой области энергий не столь важен.

Рис. 7 дает представление о временной эволюции функции распределения при  $0 < \tau < 80$ . На нем приведены линии  $\bar{f}(\delta, \tau) = \text{const}$  для различных значений параметра  $q = -\ln(\sqrt{2\pi} v_{Te} \bar{f} / n_c)$ . Верхняя часть рисунка соответствует  $v_x > 0$ , нижняя -  $v_x < 0$ . Видно, что в начальный период времени происходит ускорение электронов только с  $v_x < 0$ , продолжающееся до  $\tau \sim 10$ , а затем после некоторой паузы, начиная с

$\tau = 38$ , в моменты образования кавитонов, с периодом  $\Delta\tau \sim 20$  возникают двусторонние выбросы ускоренных электронов.



Р и с. 7. Линии  $\bar{f}(\bar{e}, \tau) = \text{const}$  для различных значений параметра  $q = -\ln(\sqrt{2\pi} v_{Te} \bar{f} / n_c)$  при  $\eta = 3$ ,  $M = 0$

2. Исследуем ускорение электронов в начальный период времени, когда деформации профиля плотности еще не влияет существенно на структуру поля. Искажение профиля плотности раньше всего происходит в области  $|x| \lesssim \Delta x = s_T L$ , где амплитуда поля максимальна  $E_m \sim E_d / s_T$ , и начинает сказываться, когда  $\delta n_i / n_c$  становится порядка  $s_T$ . Соответствующее время  $t_i$ , которое можно оценить из уравнений (4), (5), при  $V > \sqrt{\eta} > 1$  оказывается пропорциональным  $V / \sqrt{\eta} s_T$ . Учитывая, что при  $V = 5$  и  $\eta = 3$  подавление амплитуды поля в результате изменения плотности начинается при  $\tau \gtrsim 5$ , выражение для  $t_i$  запишем в виде

$$\omega t_i \approx 4V / s_T \sqrt{\eta}. \quad (18)$$

При достаточно больших  $V$  (тяжелые ионы) и умеренных мощностях накачки это время может превышать время установления стационарного решения при фиксированном линейном профиле плотности. Поэтому далее будем считать поле установившимся, а ионы неподвижными.

Рассмотрим взаимодействие электрона с локализованным электрическим полем, меняющимся по гармоническому закону

$$E_x(x, t) = \frac{1}{2} [E(x) e^{-i\omega t} + \text{к.с.}], \quad E(\pm\infty) = 0. \quad (19)$$

Приращение энергии электрона  $\Delta \mathcal{E}$ , прошедшего в точку  $x$  в момент времени  $t$  с энергией  $\mathcal{E} = m_e v_x^2 / 2$ , удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \Delta \mathcal{E}}{\partial t} + v_x \frac{\partial \Delta \mathcal{E}}{\partial x} - e E_x(x, t) v_x \frac{\partial \Delta \mathcal{E}}{\partial \mathcal{E}} = -e E_x(x, t). \quad (20)$$

Если до взаимодействия с полем функция распределения электронов  $f_0$  зависела только от  $\mathcal{E}$ , то в отсутствие столкновений

$$f(x, t, \mathcal{E}) = f_0[\mathcal{E} - \Delta \mathcal{E}(x, t, \mathcal{E})]. \quad (21)$$

Для приращения энергии электрона, прошедшего через область локализации поля, из уравнения (20) в линейном по  $\Delta \mathcal{E}$  приближении получаем

$$\Delta \mathcal{E}(x, t, \mathcal{E}) = -\frac{1}{2} \left[ 2\pi e E_x \operatorname{sign}(v_x) e^{i\pi} (-i\omega t + ix) + \text{к.с.} \right], \quad (22)$$

где  $E_x = \frac{1}{2\pi} \int E(x) e^{-ix} dx$ ,  $x = \frac{\omega}{v_x} = \operatorname{sign}(v_x) \omega \sqrt{\frac{m_e}{2\mathcal{E}}}$ .

Очевидно, что необходимым условием применимости выражения (22) является  $|\Delta \mathcal{E}| = 2\pi e |E_x| \ll \mathcal{E}$ .

Если до взаимодействия с полем электроны были распределены по Максвеллу, то при  $T_e < |\Delta \mathcal{E}| < \mathcal{E}$  для усредненной по времени функции распределения из (21) и (22) имеем

$$\bar{f}(\mathcal{E}) = f_M(\mathcal{E}) \exp\left(\frac{2\pi e |E_x|}{T_e}\right) \left(\frac{4\pi^2 |E_x|}{T_e}\right)^{-1/2}. \quad (23)$$



Рассмотрим теперь ускорение электрона в поле плазменного резонанса в плоском слое плазмы при воздействии на него однородного поля накачки с амплитудой  $E_d$ . В пренебрежении движением ионов, затуханием и электронной нелинейностью уравнение для Фурье-амплитуды поля при линейном профиле плотности (2) имеет вид

$$\frac{2}{\omega} \frac{\partial E_k}{\partial t} - \frac{1}{L} \frac{\partial E_k}{\partial k} + j i k^2 v_D^2 E_k = -i E_d \delta(k). \quad (24)$$

В стационарном случае имеем [29, 47]

$$E_k = -i E_d L \theta(-k) \exp(i k^3 v_D^2 L), \quad \theta(z) = \begin{cases} 1 & \text{при } z > 0, \\ 0 & \text{при } z < 0. \end{cases} \quad (25)$$

Соответственно, в линейном по  $E$  приближении амплитуда приращения энергии электрона после взаимодействия с полем, имеющим спектр (25), равна

$$|\Delta \mathcal{E}| = 2\pi e E_d L \theta(-v_x) = 4\pi \sqrt{3} \eta T_e \theta(-v_x). \quad (26)$$

Обратим внимание на то, что для положительных  $k$  Фурье-компонента поля (25) равна нулю и ускорения электронов с  $v_x > 0$  не происходит.

С учетом поправок второго порядка по  $E$  усредненная функция распределения при  $2\pi e E_d L > T_e$  равна [36]

$$\bar{f} = f_m \exp \left\{ \frac{2\pi e E_d L}{T_e} \left[ 1 - \frac{\beta(x)}{2} \right] \theta(-v_x) \right\} \left( \frac{4\pi^2 e E_d L}{T_e} \right)^{-1/2}, \quad (27)$$

где

$$\beta(x) = \frac{6\sqrt{\pi}}{\sqrt{3}} \frac{e E_d L}{T_e} |x v_D|^{7/2} (L/v_D)^{1/2}. \quad (28)$$

Выражение (27) применимо при  $\beta < 1$ . Как было показано в [36], при  $\beta \gg 1$  (и  $(2\pi e E_d L/T_e) \gg 1$ ) функция распределения изменяется слабее, чем при  $\beta \ll 1$

$$\ln(\bar{f}/f_m) \approx \frac{16}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{\beta(x)}} \frac{2\pi e E_d L}{T_e}. \quad (29)$$

3. В пределе слабого поля ( $\beta \ll 1, (2\pi e E_d L / T_e) \ll \ll 1$ ) можно учесть затухание Ландау. При этом [47]

$$E_K = -i E_d L \theta(-k) \exp \left[ i k^3 v_D^2 L - \sqrt{\pi/2} (L/v_D) e^{-1/2 k^2 v_D^2} \right]. \quad (30)$$

Отсюда видно, что  $|E_K|$  резко затухает вблизи

$$k = k_A \equiv \left[ v_D \sqrt{2 \ln(\sqrt{\pi/2} L/v_D)} \right]^{-1}. \quad (31)$$

Во втором порядке по  $E$  функция распределения электронов, прошедших через поле (30), равна [36]

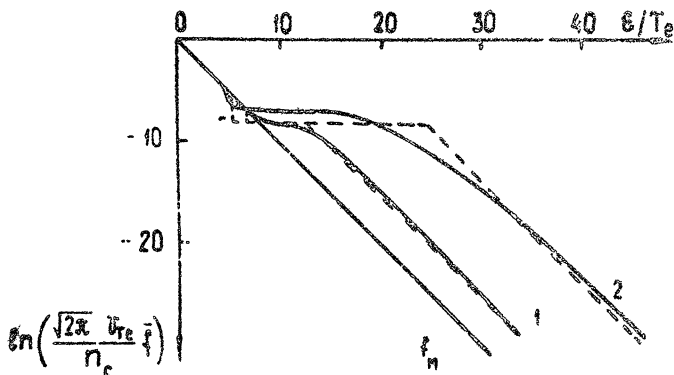
$$\bar{f} = f_M(\xi) - \frac{(\pi e E_d L)^2}{T_e} \theta(-v_x) \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ f_M(\xi) \exp \left( -\frac{\pi L}{2 v_D} e^{-\xi^2/v_D^2} \right) \right]. \quad (32)$$

При  $2\pi e E_d L \gg T_e$ , когда изменение функции распределения при больших  $\xi$  велико, затухание может существенно отличаться от линейного затухания Ландау. Однако, используя условия сохранения потоков электронов и энергии, можно оценить характерную энергию и поток ускоренных электронов, не вычисляя непосредственно декремент затухания (подробнее см. [36]).

В этом случае при  $\xi > \xi_A \equiv T_e \ln(L/v_D)$  на функции распределения образуется плато с шириной  $\Delta \xi \sim 2\pi e E_d L$ . При  $\xi < \xi_A$  функция распределения остается максвелловской, а при больших энергиях переходит в (27). Поток ускоренных электронов, определяемый как интеграл  $\int (\bar{f} - f_M) v dv$  по области, где  $\bar{f} > f_M$ , равен приблизительно  $\pi e \frac{e E_d}{m_e \omega}$ .

Задача об ускорении электронов в поле плазменного резонанса с учетом затухания на электронах ленгмюровской волны, выходящей из резонансной области, решалась также численно [36]. Усредненные по времени функции распределения электронов после взаимодействия с полем для  $L/v_D = 10^3$  и двух значений  $(e E_d L / T_e) = 1$  (кривая 1) и  $(e E_d L / T_e) = 3$  (кривая 2) приведены на рис. 8. Отношения потоков ускоренных электронов к потоку тепловых  $\pi e v_T / \sqrt{2\pi}$  для этих значений параметра  $e E_d L / T_e$  равны, соответственно, 0,0015 и 0,0065.

На рис. 8 приведены также (пунктиром) аналитические решения, полученные при тех же параметрах в работе [36]. Хотя в окрестности плато условия применимости этих решений и нарушаются ( $\beta \sim 1$ ,  $\Delta \bar{v} \sim \bar{v}$ ), тем не менее качественно они довольно хорошо аппроксимируют численные кривые. Отношения потоков ускоренных электронов к потоку тепловых, соответствующие этим решениям, равны 0,00125 при  $(eE_d L / T_e) = 1$  и 0,0038 при  $\frac{eE_d L}{T_e} = 3$ .



Р и с. 8. Функции распределения  $\bar{f}_n$ , соответствующие самосогласованному решению при линейном профиле плотности плазмы, для  $L/r_D = 10^3$ ,  $v_x < 0$ ,  $(eE_d L / T_e) = 1$  (кривая 1) и  $(eE_d L / T_e) = 3$  (кривая 2). Пунктиром показаны аналитические решения, полученные из условий сохранения потоков электронов и энергии

4. В достаточно сильном поле накачки  $V/\sqrt{U} < 1$  (см. 18) время, через которое начинает сказываться изменение плотности, сказывается меньше времени установления квазистационарного решения в резонансной области  $\Delta t \sim 1/S_T \omega$ , определяемого пространственной дисперсией. В этом случае на начальном этапе, в течение которого поле нарастает до некоторой максимальной величины, тепловым движением можно пренеб-

речь. Считая также  $\delta n_i \ll n_c$  и пренебрегая затуханием, систему уравнений (13) - (16) можно переписать в виде

$$2i\omega \frac{\partial E}{\partial t} - \omega^2 \left( \frac{x}{L} + \frac{\delta n_i}{n_c} \right) E = \omega^2 E_d, \quad (33)$$

$$\frac{\partial^2 \delta n_i}{\partial t^2} = \frac{1}{16\pi m_i} \frac{\partial^2 |E|^2}{\partial x^2}. \quad (34)$$

Определим время, через которое начинает сказываться изменение плотности плазмы в резонансной области под действием ВЧ давления. В пренебрежении  $\delta n_i$ :

$$|E|^2 = \frac{4E_d^2 L^2}{x^2} \sin^2 \left( \frac{x\omega t}{4L} \right). \quad (35)$$

Пока изменение ионной плотности несущественно, из (34), (35) получаем

$$\delta n_i(0, t) = -\frac{n_c m_e}{160 m_i} \left( \frac{\omega t}{2} \right)^6 \left( \frac{\tau_0}{L} \right)^2, \quad \tau_0 = \frac{e E_d}{m_e \omega^2}. \quad (36)$$

Производная по времени от  $|E|^2$  в точке  $x = 0$  с учетом изменения плотности (36) равна

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} |E|^2 &= \frac{\partial}{\partial t} \left| \frac{\omega}{2} \int_0^t e^{-i\psi(t)} dt \right|^2 E_d^2 = \frac{\omega^2}{2} \left( \cos \psi \int_0^t \cos \psi dt + \sin \psi \right. \\ &\quad \left. \times \int_0^t \sin \psi dt \right) E_d^2. \end{aligned} \quad (37)$$

где

$$\psi = -\frac{\omega}{2} \int_0^t \frac{\delta n_i(0, t)}{n_c} dt = \frac{1}{1260} \frac{m_e}{m_i} \left( \frac{\tau_0}{L} \right)^2 \left( \frac{\omega t}{2} \right)^7. \quad (38)$$

Производная (37) обращается в нуль и, соответственно,  $|E|^2$  перестает нарастать при

$$\omega t_i \approx 2 \left( \frac{1260 m_i}{m_e} \frac{L^2}{\tau_0^2} \frac{\pi}{2} \right)^{1/7} \approx \frac{6}{S_M}, \quad S_M = \left( \frac{\tau_0^2}{L^2} \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/7}. \quad (39)$$

Амплитуда поля в точке  $x = 0$  к моменту времени  $t_i$  (39) достигает значения  $|E| \approx 3E_d/S_M$ .

Отметим, что эти оценки являются довольно точными, поскольку величина  $\Psi$ , определяющая вклад изменения плотности, зависит от  $t$  в седьмой степени и при  $t < t_i$  резко падает с уменьшением  $t$ . Так, например, еще при  $\omega t = 5/s_N$  величина  $|\mathcal{E}|^2$  с учетом изменения ионной плотности очень мало отличается от (35).

В сильном поле накачки еще раньше, чем начинает сказываться изменение плотности, могут проявиться эффекты, связанные с электронной нелинейностью, например, самопересечение электронных траекторий [14-19], которое наступает, когда амплитуда колебаний сравнивается с характерным размером неоднородности поля. Ниже мы рассмотрим именно этот случай.

Как было показано в [11,17] самопересечение электронных траекторий при фиксированном линейном профиле ионной плотности наступает через время

$$\Delta t \approx 2\sqrt{2}/\omega s_N \left[ s_N = (v_0/L)^{1/2} \right] \quad (40)$$

после включения накачки. При этом ширина области локализации поля порядка амплитуды колебаний электронов:  $\Delta x \sim \xi_m \sim s_N L$ .

Легко видеть, что если  $\Delta t < t_i$  (39), т.е.

$$s_N > \frac{1}{6} \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/3}, \quad (41)$$

то изменение ионной плотности в резонансной области не успевает сильно сказаться к моменту возникновения самопересечения траекторий.

Самопересечение электронных траекторий сопровождается выбросом ускоренных электронов в сторону меньшей плотности плазмы. Количество ускоренных электронов (на единицу поверхности) при первом выбросе порядка  $n_c L s_N^{3/2}$  [11,18], а их энергия порядка  $e E_d L$  [11,16, 18].

5. Проводилось численное моделирование взаимодействия ВЧ поля с холодной плазмой после возникновения самопересечений электронных траекторий для  $m_i/m_e = 1800$  и нескольких значений  $s_N$ . Для описания поведения плазмы использовалась модель плоских заряженных листов-частиц.

Плотность плазмы с заданным начальным профилем  $n_0(x)$  задавалась неоднородным распределением "ионов" с расстояниями между ними

$$h_j = x_j^i - x_{j-1}^i = \frac{h_0 n_0}{n_0(x_j^i)}, \quad (42)$$

где  $h_0$  - расстояние между "ионами" в точке резонанса ( $n_0(x) = n_c$ ). Координаты "электронов" в начальный момент времени совпадают с координатами "ионов".

При решении использовался начальный профиль плотности плазмы, изображенный на рис. 9, а (в момент времени, соответствующий рис. 9, а, плотность плазмы еще не успела сколько-нибудь заметно измениться). Выход  $n_0$  на постоянное значение вблизи  $x = -L$  соответствует наличию фоновой плазмы вне слоя, обеспечивающей компенсацию тока ускоренных электронов, покидающих плазму. Счет проводился на отрезке  $(-L, L)$ . Поле накачки плавно занулялось при  $x \rightarrow \pm L$  для устранения паразитных эффектов вблизи границ области интегрирования.

Электрическое поле, действующее на частицу  $j$  сорта  $\alpha$  ( $\alpha = e, i$ ), определялось как

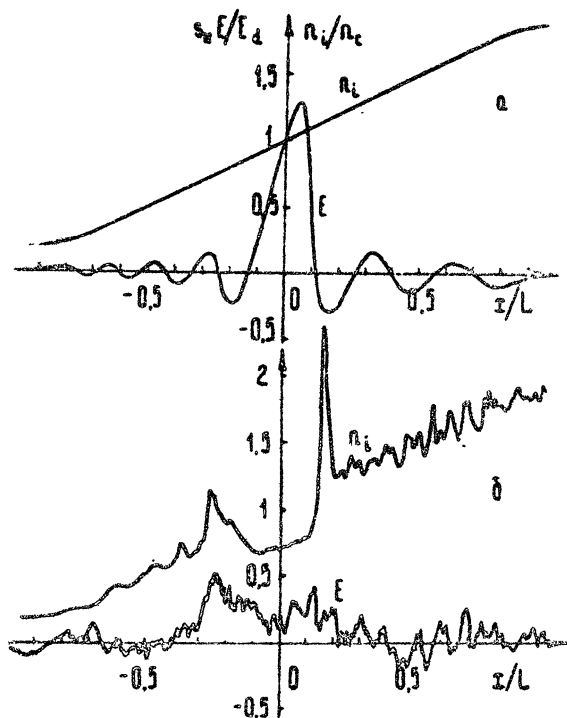
$$E_j^\alpha = E_d \sin \omega t + \sum_{k \neq j} 4\pi q_{\nu\alpha} \theta(x_j^\alpha - x_k^\alpha) + 2\pi q_{\nu\alpha} + \sum_k 4\pi q_{\nu\beta} \theta(x_j^\alpha - x_k^\beta) + 4\pi q_{\nu\beta} \frac{x_j^\alpha - (x_l^\beta + x_m^\beta)/2}{x_m^\beta - x_l^\beta}, \quad (43)$$

где  $q_{\nu\alpha}$  - заряд частицы сорта  $\alpha$ ,  $x_l^\beta$  и  $x_m^\beta$  - координаты ближайших к  $x_j^\alpha$  частиц сорта  $\beta$  "не  $\alpha$ " (соответственно, слева и справа). Таким образом, по частицам другого сорта производилась интерполяция, что повышает точность решения при малых амплитудах колебаний.

Скорость и положение  $j$ -й частицы сорта  $\alpha$  определялись по простейшей схеме

$$\begin{aligned} v_j^\alpha \left( t + \frac{\Delta t}{2} \right) &= v_j^\alpha \left( t - \frac{\Delta t}{2} \right) + (q_{\nu\alpha} / M_\alpha) E_j^\alpha(t) \Delta t, \\ x_j^\alpha(t + \Delta t) &= x_j^\alpha(t) + v_j^\alpha \left( t + \frac{\Delta t}{2} \right) \Delta t, \end{aligned} \quad (44)$$

где  $M_\alpha$  — масса частицы сорта  $\alpha$ . Счет производился при двух значениях шага по времени:  $\omega \Delta t / 2\pi = 1/128$  и  $\omega \Delta t / 2\pi = 1/256$ . В рассмотренных нами случаях результаты вычислений для этих двух значений  $\Delta t$  мало различались. Расстояние между "ионами" в резонансной области  $n_0$  менялось от  $L/500$  до  $L/1000$ .



Р и с. 9. Электрическое поле  $E$  и плотность ионов  $n_i$  при  $S_M = 1/20$ ,  $m_i/m_e = 1800$  для моментов времени: а —  $t = 8T$ ; б —  $t = 32T$ .

При попадании на границы области интегрирования ускоренные "электроны" заменялись холодными, которые

Бтягивались затем обратно в плазму образующимся в ней положительным зарядом.

На рис. 9 показано распределение поля и плотности ионов для  $s_n = 1/20$  в момент времени  $t = 9T \approx 9(2\pi/\omega)$ , предшествующий самопересечению электронных траекторий, и в момент  $t = 32T$ . Плотность ионов в точке  $x_j^t$  вычислялась как среднее до десяти "ионам" ближайшим к  $j$ -му "иону":  $n_i(x_j^t) = 10 n_0 n_c / (x_{j+5}^t - x_{j-5}^t)$ . Из рис. 9 видно, что при  $t = 32T$  в области резонанса образовалась каверна, ограниченная с обеих сторон выбросами  $n_i$ . Изменение плотности ионов привело к существенному уменьшению амплитуды поля.

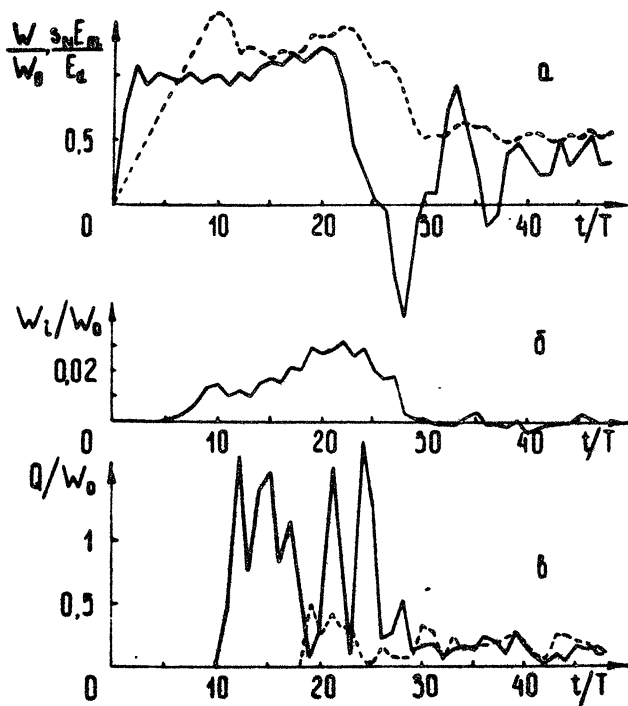
На рис. 10 приведены полученные для случая  $s_n = 1/20$  зависимости от времени: максимального за период значения абсолютной величины поля  $E_m$  (рис. 10, а, пунктир); усредненной по периоду колебаний мощности  $W$ , вкладываемой в плазму внешним полем (рис. 10, а, сплошная кривая); мощности  $W_i$ , переходящей в кинетическую энергию ионов (рис. 10, б); а также среднего за период колебаний потока энергии электронов  $Q$  (рис. 10, в) на левую (сплошная кривая) и на правую (пунктир) границы области интегрирования. По оси абсцисс отложено время в единицах  $T$ .

На рис. 11 показана зависимость от  $t$  значения  $\delta n_i$  в точке  $x = 0$  (штрих-пунктир) и максимальной энергии ионов  $\bar{E}_{lm}$ , ускоряемых в резонансной области в положительном (сплошная кривая) и в отрицательном (пунктир) направлениях.

Из рис. 10, а видно, что амплитуда поля линейно растет до момента  $t = 9T$ , когда начинается самопересечение электронных траекторий. После этого на левой границе появляются ускоренные электроны (рис. 10, в). Уносимая ими энергия в течение времени  $10T < t < 25T$  в среднем примерно компенсирует энергию, поступающую в плазму от внешнего поля (рис. 10, а), максимальная амплитуда поля при этом изменяется мало. Это продолжается до тех пор, пока относительное изменение плотности в резонансе  $\delta n_i / n_c$  (рис. 11) не достигает величины порядка  $\approx 4s_n$ , когда возникшая расстройка частот внешнего поля и ленгмюровских колебаний в окрест-



ности  $I = 0$  приводит к прекращению подкачки энергии в плазму ( $t \approx 25 T$ ). Далее мощность, вкладываемая в плазму, испытывает несколько осцилляций (рис. 10, а). Амплитуда поля в резонансной области при  $t > 25 T$  падает, и ускорение ионов прекращается (рис. 10, б, в). Преимущественное ускорение электронов в направлении



Р и с. 10. Зависимости от времени: а - максимальной за период  $T=2\pi/\omega$  абсолютной величины напряженности электрического поля  $E_m$  (пунктир) и усредненной за период мощности, вкладываемой в плазму,  $W$  (сплошная кривая); б - мощности, вкладываемой в ионную компоненту,  $W_i$ ; в - усредненного за период потока ускоренных электронов  $Q$  на левую (сплошная кривая) и на правую (пунктир) границы области интегрирования при  $s_N = 1/20$ ,  $m_i/m_e = 1800$ .

уменьшения плотности плазмы при сохранении полного импульса системы приводит к тому, что ионы ускоряются вправо несколько сильнее, чем влево (рис. 11).

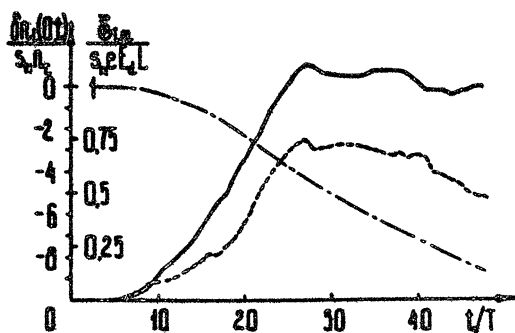


рис. 11. Зависимости от времени изменения плотности ионов  $\delta n_i$  в точке  $x = 0$  (штрихпунктир) и максимальной энергии ионов  $\bar{\epsilon}_{im}$ , выбрасываемых из резонансной области в сторону плотной (сплошная кривая) и в сторону разреженной (пунктир) плазмы при  $S_N = 1/20$ ,  $m_i/m_e = 1800$

Трудно оценить максимальную энергию ускоренных ионов при  $S_N \gg \frac{1}{6} (m_e/m_i)^{1/3}$ . До момента времени, когда  $\delta n_i/n_c$  в резонансе становится порядка  $S_N$ , скорость ионов и изменение ионной плотности по порядку величины равны  $v_i \sim \frac{t}{m_i n_c} E_m^2 / \Delta x$ ,  $|\delta n_i| \sim \frac{t^2}{m_i} E_m^2 T_e n_e / \Delta x^2 \sim \frac{m_e}{m_i} n_c \omega^2 t^2$  при  $|\delta n_i| > s_N$  (соответственно, при  $\omega t > \sqrt{m_i s_N / m_e}$ )

амплитуда поля уменьшается и ускорение ионов прекращается. Отсюда получаем

$$\bar{\epsilon}_{im} \sim e E_d L s_N. \quad (45)$$

Средняя мощность, вкладываемая в ионы за время

$$\omega t \sim \left( s_N \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2}, \text{ равна}$$

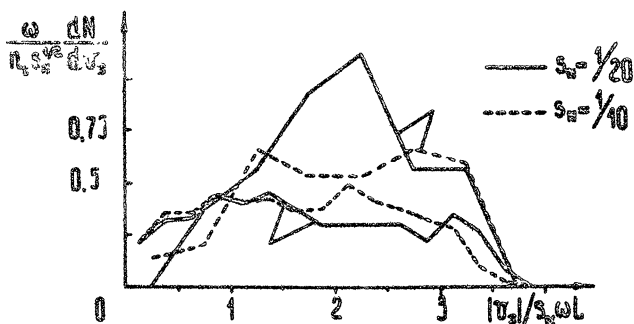
$$\bar{W}_i \sim n_c \Delta t \mathcal{E}_{im} \omega \left( \frac{m_e}{m_i s_N} \right)^{1/2} \sim W_0 \left( \frac{m_e}{m_i s_N^2} \right)^{1/2} s_N \ll W_0, \quad (46)$$

т.е. много меньше средней мощности  $\bar{Q} \sim W_0$ , переходящей в энергию ускоренных электронов.

Для  $s_N = 1/10, 1/20$  и  $1/40$  значения  $\mathcal{E}_{im}/eE_d L s_N$ , полученные численно, при  $t = 50 T$  приблизительно равны 0,6; 1 и 1,6, что по порядку величины согласуется с приведенной выше оценкой. Некоторое отличие в полученной численно зависимости  $\mathcal{E}_{im}$  от  $E_d$  ( $\mathcal{E}_{im} \sim E_d^{1.2}$ ) от зависимости, которую дает оценка (45) ( $\mathcal{E}_{im} \sim E_d^{3/2}$ ), очевидно связано с тем, что параметр  $\delta s_N (m_i/m_e)^{1/3}$ , который при выводе (45) считался большим, в данном случае был порядка единицы.

Электроны на правой границе появляются через некоторое время после начала самопересечения траекторий (рис. 10, в). Их появление вначале связано с тем, что часть холодных электронов, которые втягиваются в плазму положительным зарядом, образующимся при выбросах электронов, пролетает через слой плазмы и попадает на правую границу. Поток энергии таких электронов, как видно из рис. 10, в, гораздо меньше потока энергии ускоренных электронов через левую границу. Впоследствии, когда ВЧ давление поля существенно деформирует профиль ионной плотности, электроны ускоряются как влево, так и вправо, однако поток их энергии существенно ниже, чем непосредственно после возникновения самопересечения траекторий.

На рис. 12 представлены распределения по скоростям ускоренных электронов, пришедших на левую границу при первом выбросе (кривые 1), а также усредненные по многим выбросам (от первого выброса до  $t = 25 T$ ) распределения электронов, приходящих на левую границу за время, равное периоду колебаний внешнего поля (кривые 2) для  $s_N = 1/20$  (сплошные кривые) и  $s_N = 1/10$  (пунктирные кривые). Из рисунка видно, что максимальная скорость электронов достигает величины  $(3 + 4) s_N \omega L$ . Среднее по времени число электронов, приходящих на левую границу за один период при  $t > \Delta t$  (40), оказывается несколько меньшим



Р и с. 12. Распределения по скоростям электронов, пришедших на левую границу области интегрирования при первом выбросе (кривые 1), и усредненные по многим выбросам (от первого выброса до  $t = 25 T$ ) распределения электронов, приходящих на левую границу за время, равное  $T$ , (кривые 2) для  $s_N = 1/20$  (сплошные кривые) и  $s_N = 1/10$  (пунктирные кривые)

чем число электронов в первом выбросе. Какой-либо выделенной энергии нет, электроны более или менее равномерно распределены по скоростям. Средняя энергия ускоренных электронов к моменту времени  $t = 25 T$  составляет примерно  $1.7 e E_d L$ . В то же время средняя энергия электронов, пришедших на правую границу, равна приблизительно  $0.4 e E_d L$ .

### Закключение

Изучение нелинейных процессов в области плазменного резонанса является одной из наиболее интересных задач, связанных с исследованием взаимодействия электромагнитного излучения большой мощности с плазмой. В данной работе проведено исследование структуры

Электрического поля и ускорения частиц в резонансной области в различных нелинейных режимах. Эти исследования, конечно, не являются полностью законченными и не претендуют на объяснение всех экспериментально наблюдаемых эффектов. Тем не менее, в результате приведенных выше численных расчетов и теоретического анализа складывается следующая картина динамики взаимодействия ВЧ излучения с неоднородной плазмой в области плазменного резонанса.

В условиях, когда существенной становится роль ВЧ давления самосогласованного поля, т.е. при  $\eta = (eE_d L / T_e)^2 / 12 > 1$ , решение выходит на квазипериодический режим генерации пиков ленгмюровских колебаний и каверн ионной плотности ("кавитонов"). Период повторения процесса при умеренных значениях  $\eta$  по порядку величины равен времени прохождения ионным звуком нескольких ширин резонанса. При наличии потока плазмы через резонансную область поведение плазмы существенно зависит от скорости этого потока. Так, например, при скорости протекания, близкой к ионнозвуковой, происходит подавление генерации кавитонов.

Ускорение электронов на начальной стадии процесса происходит преимущественно в направлении уменьшения плотности плазмы. Поток ускоренных электронов по порядку величины равен  $n_c \frac{eE_d}{m_e \omega}$ , а их характерная энергия  $\sim 2\pi e E_d L$ . При выходе решения на режим периодической генерации кавитонов однонаправленное ускорение сменяется двусторонними выбросами быстрых электронов в моменты времени, соответствующие формированию очередного кавитона.

В сильном поле накачки ( $s_n > \frac{1}{6} (m_e / m_i)^{1/3}$ ) раньше, чем начинают сказываться эффекты, связанные с пространственной дисперсией или деформацией профиля плотности, наступает самопересечение электронных траекторий, сопровождаемое выбросами ускоренных электронов в направлении уменьшения плотности плазмы. Их энергия по порядку величины равна нескольким единицам  $e E_d L$ . Выбросы ускоренных электронов продолжают до тех пор, пока относительное изменение плотности не достигнет

нет величины порядка  $S_M$ , после чего амплитуда электрического поля и поток энергии ускоренных электронов уменьшается. Максимальная энергия ионов в этом случае равна  $\Phi_{im} \sim e E_d L S_M$ .

Как уже отмечалось выше, проведенное в настоящей работе исследование не является исчерпывающим. Интерес представляет, например, более подробное исследование зависимости периода генерации кавитонов от мощности накачки, а также исследование ускорения ионов в режиме промежуточных амплитуд поля накачки, когда ограничение поля в резонансе обусловлено деформацией профиля плотности ( $S_M > S_T, S_N$ ).

Необходимо также обратить внимание на то, что при относительно малой длине волны падающего излучения  $k_0 L \gg 1$  (ситуация обычная для экспериментов по лазерному УТС) на характер решения может существенно влиять ВЧ давление поперечной компоненты электрического поля. При этом используемая в настоящей работе модель одномерного поля накачки становится неадекватной. Поэтому полученные выше результаты в большей степени применимы к экспериментам по взаимодействию СВЧ излучения с плазмой, в которых размер неоднородности сравним с вакуумной длиной волны ( $k_0 L \lesssim 1$ ).

## Л и т е р а т у р а

1. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н., Пустовалов В.В., Силин В.П., Склизков Г.В., Тихончук В.Т., Шиканов А.С. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой: Итоги науки и техники, сер. Радиотехника, т.17. М., ВИНТИ, 1978.
2. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Наука, 1967.
3. Диссипация электромагнитных волн в плазме. Тр. ФИАН, т.92. М., Наука, 1977.
4. Wong A.Y. - TRW Report N26266-6002-RU-00, UCLA Report NPPG277, 1977.
5. Денисов Н.Г. - ЖЭТФ, 1956, 31, с.609.
6. Гильденбург В.Б. - ЖЭТФ, 1963, 45, с.1978.

7. Гуревич А.В., Питаевский Л.П. - ЖЭТФ, 1963, 45, с.1243.
8. Гильденбург В.Б. - ЖЭТФ, 1964, 46, с.2156.
9. Гильденбург В.Б., Фрайман Г.М. - ЖЭТФ, 1975, 69, с.1601.
10. Morales G.J., Lee Y.C. - Phys.Fluids, 1977, 20.
11. Буланов С.В., Коврижных Л.М., Сахаров А.С. - ЖЭТФ, 1977, 72, с.1809.
12. Chen H.H., Liu C.S. - Phys.Rev.Lett., 1977, 39.
13. Shukla P.K., Spatschek K.H. - J.Plasma Phys., 1978, 19, p.387.
14. Ерохин Н.С., Захаров В.Е., Моисеев С.С. - ЖЭТФ, 1969, 56, с.179.
15. Демченко В.В., Степанов К.Н. - УФЖ, 1969, 14, с.1024.
16. Friedberg J.P., Mitchell R.W., Morse R.L., Rudsinski L.L. - Phys.Rev.Lett., 1972, 28, p.795.
17. Koch P., Albritton J. - Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p.1420.
18. Albritton J., Koch P. - Phys.Fluids, 1975, 18, p.1136.
19. Буланов С.В., Коврижных Л.М. - Физика плазмы, 1976, 2, с.105.
20. Ikezi H., Nishikawa K., Mima K. - J.Phys. Soc.Japan, 1974, 37, p.776.
21. Kim H.C., Stenzel R.L., Wong A.Y. - Phys. Rev.Lett., 1974, 33, p.886.
22. Коврижных Л.М., Сахаров А.С. - Препринт №271, ФИАН. М., 1978; Физика плазмы, 1980, 6, №1.
23. DeNeef P. - Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p.997.
24. Баринов В.И. - Физика плазмы, 1977, 3, с.239.
25. Kolodner P, Yablonovitch E. - Phys.Rev. Lett., 1976, 37, p.1754.
26. Wong A.Y., Stenzel R.L. - Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.727.
27. Буланов С.В., Коврижных Л.М. - Физика плазмы, 1975, 1, с.1016.
28. Morales G.J., Lee Y.C. - Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p.1534.
29. Estabrook K.G., Valeo E.J., Kruer W.L. - Phys.Fluids, 1975, 18, p.1151.

30. Forslund D.W., Kindel J.M., Lee K., Lindman E.L., Morse R.L. - Phys.Rev.A, 1975, 11, p.679.
31. DeGroot J.S., Tull J.E. - Phys.Fluids, 1975, 18, p.672.
32. Estabrook K.G., Kruer W.L. - Phys.Rev.Lett., 1977, 40, p.42.
33. DeNeef P., DeGroot J.S. - Phys.Fluids, 1977, 20, p.1074.
34. Manheimer W.H., Klein H.H. - Phys.Fluids, 1975, 18, p.1299.
35. Истомин Я.Н., Карпман В.И., Шкляр Д.Р. - ЖТФ, 1975, 69, с.909.
36. Коврижных Л.М., Сахаров А.С. - Препринт № 118, ФИАН . М., 1978; Физика плазмы, 1979, 5, с.840.
37. Pereira N.R., Sudan R.N., Denavit J. - Phys. Fluids, 1977, 20, p.271.
38. Дегтярев Л.М., Соловьев Г.Н., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с.543.
39. Андреев Н.Е., Силин В.П., Стенчиков Г.Л. - Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.533.
40. Андреев Е.Н., Силин В.П., Стенчиков Г.Л. Препринт № 226 . М., ФИАН, 1978.
41. Андреев Н.Е., Силин В.П. - Физика плазмы, 1978, 4, с.908.
42. Дегтярев Л.М., Захаров В.Е., Рудаков Л.И. - Физика плазмы, 1976, 2, с.438.
43. Сигов Ю.С., Ходырев Ю.В. - ДАН, 1976, 229, с.833.
44. Schamel H., Elsasser K. - Plasma Phys., 1978, 20, p.837.
45. Nishikawa K., Hojo H., Mima K., Ikezi H. - Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p.148.
46. Гильденбург В.Б., Литвак А.Г., Фрайман Г.М. - Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.433.
47. Виноградов А.В., Пустовалов В.В. - Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, с.317.



# ДИНАМИКА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛАЗМЫ

Н.Е.Андреев, В.П.Силин, Г.Л.Стенчиков

## 1. Введение

Воздействие мощного электромагнитного излучения на плазму характеризуется целым рядом нелинейных явлений, потребовавшим выработки и формулировки ряда новых физических представлений. Таким является представление о параметрической неустойчивости плазмы [1]. Здесь следует заметить, что развитие представлений о параметрическом взаимодействии излучения с плазмой в условиях, когда длина волны электромагнитного излучения велика по сравнению с характерной длиной плазменных волн, привело к разработке теории параметрической ленгмюровской турбулентности (см. например, [2-4]). Для такой теории весьма существенно значительное различие пространственного масштаба электромагнитного поля накачки и масштаба турбулентности. Подобное различие реализуется в случае сравнительно холодной плазмы, а также в специфических условиях, когда поле накачки не имеет простой структуры падающей на плазму волны. Напротив, в таких представляющих практический интерес условиях, которые обсуждаются применительно к лазерному управляемому синтезу, когда с плазмой взаимодействует волновое поле лазерного излучения, а сама плазма имеет температуру в десятки кэВ, возможности использования результатов теории ленгмюровской турбулентности резко ограничиваются. Действительно, в этих условиях отношение вакуумной длины волны  $\lambda = c/\omega_0$  лазерного излучения к электронному де-

дебаевскому радиусу  $r_{De} = v_{Te} / \omega_{Le}$  в области критической плотности (где электронная ленгмювская частота  $\omega_{Le}$  совпадает с частотой накачки); равно

$$v_{Te} / c = \left[ e T_e / (m c^2) \right]^{1/2} = (T_e / 50)^{1/2} = 0,14 T_e^{1/2},$$

где  $T_e$  измеряется в десятках кэВ.

При этом очевидно, что длины характерных для ленгмювской турбулентности волн, превышающие в несколько раз дебаевский радиус, оказываются сравнимыми по величине с вакуумной длиной волны лазерного излучения. Такое сравнение могло бы казаться мало существенным, если руководствоваться обычным для линейной теории пространственно неоднородной плазмы представлением об увеличении масштаба неоднородности поля при углублении в плазму [5]. Однако положение меняется в условиях, когда плотностью потока импульса электромагнитного поля нельзя пренебрегать по сравнению с давлением плазмы. В таких условиях нелинейная ponderomotorная сила деформирует неоднородный профиль плотности плазмы [6-10]. Такая деформация профиля приводит к установлению резкого на расстоянии порядка вакуумной длины волны перепада плотности плазмы вблизи её критического значения. Эволюция установления такого перепада, как это, в частности, показано в наших работах [10-13], сопровождается возникновением кавитонов [14-17], содержащих внутри ямки плотности интенсивное плазменное поле, локализованное в области с размерами  $\sim \lambda_0$ . Все это указывает на сложность переноса на реалистические условия горячей плазмы абстрактных представлений теории ленгмювской турбулентности. В то же время проведенное обсуждение указывает на необходимость построения нелинейной теории воздействия электромагнитного излучения на плазму, учитывающей нелинейную структуру как продольного, так и поперечного полей, а также нелинейную динамику плазмы.

В статье излагаются результаты моделирования взаимодействия мощного излучения с горячей плазмой. Поскольку условия возникновения интенсивных электрических полей и сопровождающих их нелинейных эффектов особенно широки при наклонном падении на плазму  $p$ -поляризованной электромагнитной волны, то ниже пойдет речь именно о динамике воздействия на плазму  $p$ -поляризованного излучения вблизи критической плотности плазмы. В данном случае при моделировании ставилась задача учета пространственного перераспределения

частиц, обусловленного пондеромоторной силой, определяющей-ся как полем накачки, так и внутренним плазменным полем, а также задача учета реалистического гидродинамического движения плазмы в окрестности области критической плотности, т.е. в области, где нелинейные эффекты особенно существенны. Подчеркнем, что при воздействии излучения неодимового лазера на плазму с наблюдаемой в современных экспериментах температурой порядка одного килоэлектронвольта наличие  $\beta$ -компоненты излучения с плотностью потока несколько единиц  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> обуславливает значительную пондеромоторную силу, деформирующую неоднородный профиль плотности плазмы.

Большой интерес представляет исследование эффективности поглощения излучения плазмой. При этом сравнимость масштабов пространственного изменения продольных и поперечных полей является прямым указанием на то, что для последовательного определения доли отражаемой от плазмы энергии лазерного излучения в обсуждаемых условиях динамической картины нелинейной перестройки электромагнитного поля вследствие деформации профиля следует освободиться от неоднозначных предположений о заданности в окрестности критической плотности величин напряженности электрического поля или индукции. Для устранения связанной с такими альтернативными предположениями неоднозначности, на наш взгляд, совершенно необходима формулировка граничной задачи для облучающего лазерного поля. С другой стороны, следует иметь в виду, что для проблемы лазерного управляемого синтеза, наряду с ответом на вопрос о величине поглощения, чрезвычайно важным является вопрос о перераспределении передаваемой плазме энергии излучения между различными группами частиц. В частности, образование даже сравнительно небольшого числа "горячих" электронов, препятствующих сжатию ядра мишени, существенно затрудняет инициирование термоядерного горения. Поэтому ниже уделяется особое внимание выявлению условий, при которых в плазме преобладает столкновительная диссипация поля, приводящая к нагреву основной массы электронов. Для детального анализа указанной в работе [11] возможности подавления передачи энергии излучения быстрым электронам в условиях возбуждения интенсивных ленгмюровских колебаний  $\beta$ -поляризованной волной накачки используем кинетическое описание черенковского взаимодействия волн с частицами и подробно исследуем особенности распределения электронов по скорос

тям для различных режимов течения вещества в окрестности критического значения плотности.

Здесь следует отметить, что указанный процесс резонансного черенковского ускорения электронов квазиодномерными ленгмюровскими волнами, распространяющимися под небольшими углами к градиенту плотности плазмы, является не единственным механизмом релаксации функции распределения электронов в обсуждаемых условиях сильной турбулентности, когда давление плазменного поля не мало по сравнению с тепловым давлением плазмы. Так, ранее, в работах [18,19] при учете нерезонансного взаимодействия частиц с параметрически генерируемыми волнами была выявлена возможность существенной анизотропии распределения электронов. Последнее может быть причиной новых неустойчивостей, на что еще в работе [1] указывалось, как на причину дальнейшего нагрева плазмы, вообще говоря, могущего и не быть просто связанным с ленгмюровской турбулентностью. Придавая, однако, первостепенное значение генерации именно "горячих" электронов, в предлагаемой модели будем последовательно учитывать затухание Ландау потенциальной компоненты электромагнитного поля и для определения самосогласованной релаксации функции распределения надтепловых электронов вследствие черенковского ускорения частиц используем квазилинейную теорию. При этом изменение энергии основной массы электронов (температуры) определяется той долей поглощенной энергии электромагнитного поля, которая диссипирует в плазме вследствие столкновений.

Стремясь к предсказанию совокупности целого ряда экспериментальных проявлений единой сущности нелинейной динамики взаимодействия мощного излучения с плазмой, ниже рассмотрим также явление генерации второй гармоники, которое экспериментально детально исследуется в целях диагностики лазерной плазмы [20-21]. Получение широкого круга следствий из предложенной нами модели нелинейного описания плазмы оказалось возможным благодаря разработке численного кода LAST

## 2. Основные уравнения

Для моделирования условий, в которых будем изучать сформулированные во введении проблемы, рассмотрим плоский слой полностью

ионизованной плазмы с ионной плотностью  $n(x, t)$ , возрастающей вдоль оси  $\mathcal{I}$ , на который из области  $\mathcal{I} < 0$  наклонно падает плоская электромагнитная  $\rho$ -поляризованная волна с волновым вектором  $\vec{k}_0 = (\cos \theta_0, \sin \theta_0, 0)\omega_0/c$  ( $c$  - скорость света,  $\omega_0$  - частота электромагнитного поля), составляющим угол  $\theta_0$  с градиентом плотности, и вектором электрического поля

$$\vec{E} = \text{Re} \left\{ \vec{E}_0(x, t) \exp[-i\omega_0 t + i(\omega_0/c) \sin \theta_0 y] \right\}, \quad \vec{E}_0(x, t) = [E_x(x, t), E_y(x, t), 0].$$

Эволюция электромагнитного поля в плазме определяется системой укороченных по времени уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} & \left[ 2i\omega_0 \left( \frac{\partial}{\partial t} + \hat{\Gamma} \right) + \omega_0^2 \epsilon \right] \vec{E}_0 - c^2 \left[ \vec{\nabla} \left[ \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_0 \right] \right] + v_{Te}^2 \left[ \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_0) + (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_0) \vec{\nabla} \epsilon / (1 - \epsilon) \right] \\ & + i\omega_0 \left[ \vec{u} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_0) + (1 - \epsilon) (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}_0 \right] = 0, \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} = \left[ \frac{\partial}{\partial x}, i \frac{\omega_0}{c} \sin \theta_0, 0 \right]$$

и граничными условиями, соответствующими падающей и отраженной волнам в вакууме при  $\mathcal{I} \rightarrow -\infty$ :

$$\vec{E}_0(x, t) = E_{\text{и.д.}} \left\{ \exp \left[ i(\omega_0/c) \cos \theta_0 x \right] + R(t) \exp \left[ -i(\omega_0/c) \cos \theta_0 x \right] \right\}$$

и скинированию поля при  $\mathcal{I} \rightarrow +\infty$  в плотных слоях плазмы.

Следует подчеркнуть, что в уравнениях (2.1) не используется усреднение по пространственным масштабам. Это делает их свободными от недостатка подхода, изложенного в [22, 23], противопоставляющего ленгмюровскую турбулентность реальной электромагнитной турбулентности лазерной плазмы, в которой, как это, в частности, будет видно из нашего рассмотрения, характерный масштаб пространственного изменения светового поля сравним по величине с длиной волны ленгмюровских волн. Помимо этого используемые при решении уравнений (2.1) граничные условия отвечают реальной постановке задачи об облучении лазерной плазмы и не требуют дополнительных, привносящих неопределенность предположений, например,

о заданной величине среднего поля [23-26] или индукции [22, 27].

В уравнениях (2.1) свойства плазмы характеризуются прежде всего диэлектрической постоянной

$$\epsilon = 1 - \frac{n(x,t)}{n_c} \left( 1 - i \frac{\nu}{\omega_0} \right), \quad (2.2)$$

скоростью гидродинамического течения плазмы  $u = [u(x,t), 0, 0]$ , массой  $m_e, M_i$ , зарядом  $-e, Ze$ , температурой  $T_e, T_i$  электронов и ионов, тепловой скоростью электронов  $v_{Te} = (\mathcal{E} T_e / m_e)^{1/2}$ , скоростью ионного звука  $v_s = [\mathcal{E} (Z T_e + T_i) / M_i]^{1/2}$  и критической плотностью ионов  $n_c = m_e \times \omega_0^2 / (4\pi e^2 \mathcal{E})$ , определяемой равенством частоты внешнего излучения  $\omega_0$  ленгмюровской частоте электронов  $\omega_{Le} = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$ . Эффективная частота столкновений  $\nu$  обуславливает затухание продольной и поперечной компонент поля, а оператор

$$\hat{\Gamma} E_x(x,t) = \frac{1}{2\pi} \int dk \gamma_L(k) \int dt' \exp[ik(x-t')] E_x(x',t') \quad (2.3)$$

описывает черенковское взаимодействие потенциальных колебаний с электронами плазмы. Декремент затухания Ландау

$$\gamma_L(k) = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_0^3}{k^2 v_{Te}} \left. \frac{\partial f}{\partial v} \right|_{v=\omega_0/k} \quad (2.4)$$

является в нашем рассмотрении функционалом усредненной по области локализации продольного электрического поля функции распределения электронов  $f(x,v,t)$ , которая в квазилинейном приближении определяется уравнением диффузии в пространстве скоростей  $v$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial v} \left[ D(v,t) \frac{\partial}{\partial v} f(x,v,t) \right]. \quad (2.5)$$

Коэффициент диффузии, также усредненный по области локализации продольного поля, определяется соотношением

$$D(v,t) = \frac{\pi e^2}{m^2} \sum_k |E_k(t)|^2 \delta(\omega_0 - kv), \quad (2.6)$$

где  $E_k(t)$  - Фурье-образ  $E_z(x,t)$ .

Слагаемое  $\frac{\partial f}{\partial t}$  в (2.5) мало по сравнению с конвективным благодаря малости отношения  $v_s/v_{Te} \ll 1$ . Поэтому для описания эволюции функции распределения электронов целесообразно использовать стационарное уравнение диффузии

$$v \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial v} \left[ D(v,t) \frac{\partial}{\partial v} f(x,v,t) \right]. \quad (2.7)$$

Деформация ионной плотности  $n(x,t)$  и профиля гидродинамической скорости  $u(x,t)$  под действием ponderomotorной силы высокочастотного поля и градиента давления определяется уравнениями одножидкостной гидродинамики

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nu}{\partial x} = 0, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{ze^2}{4M_i m_e \omega_0^2} \frac{\partial |E_0|^2}{\partial x} - v_s^2 \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x},$$

справедливыми в предположении малости дебаевского радиуса и однородности температур электронов и ионов. Выполнение последнего предположения связано с тем, что выравнивание распределения электронной температуры в пространстве происходит за время, существенно меньшее гидродинамического ( $v_s \ll v_{Te}$ ), и, кроме того, характерный масштаб неоднородности температуры, соответствующий длине свободного пробега электронов  $\lambda_{Te} \sim v_{Te}/\nu$ , превышает размеры области локализации поля, где происходит основное выделение энергии

Для исследования динамики поглощения мощного излучения в окрестности критической плотности плазмы и генерации быстрых электронов принципиально важен вопрос перераспределения передаваемой плазме энергии между различными группами частиц. В настоящей работе учет кинетических эффектов и процесса перераспределения энергии в плазме проводится само-согласованно. Релаксация функции распределения надтепловых электронов описывается квазилинейным уравнением диффузии

(2.7), с коэффициентом диффузии (2.6), определяющимся продольным электрическим полем, возбуждаемым в плазме. Затухание (2.3) потенциальной компоненты поля, в свою очередь, обусловлено декрементом затухания Ландау (2.4) и, следовательно, зависит от функции распределения электронов. При этом доля потока энергии лазерного излучения  $Q_L$ , поглощаемая при черенковском взаимодействии потенциальной компоненты поля с электронами,

$$Q_L = \left( \frac{c}{8\pi} |\vec{E}_{\text{нлн}}|^2 \cos^2 \theta_0 \right)^{-1} \int \frac{1}{4\pi} dk \gamma_L(k) |E_x(t)|^2 \quad (2.9)$$

приводит к генерации быстрых частиц.

Напротив, доля потока энергии падающего излучения  $Q_T$ , поглощаемая в результате столкновений, приводит к нагреву основной массы тепловых электронов и выражается соотношением

$$Q_T = \left( \frac{c}{8\pi} |\vec{E}_{\text{нлн}}|^2 \cos^2 \theta_0 \right)^{-1} \int d\mathbf{r} v \frac{n}{n_c} |\vec{E}_0(x, t)|^2. \quad (2.10)$$

При этом изменение электронной температуры определяется уравнением

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} n T_e \int n d\mathbf{r} \right) = Q_T \frac{c}{8\pi} |\vec{E}_{\text{нлн}}(t)|^2 \cos^2 \theta_0 - \alpha m_e n_c v_{Te}^3, \quad (2.11)$$

полученным в пренебрежении малыми по сравнению с тепловыми гидродинамическими потоками энергии. Последнее слагаемое в правой части (2.11) при  $\alpha = (2/\pi)^{1/2}$  описывает вынос энергии из области критической плотности бесстолкновительным кнудсеновским потоком максвелловских электронов.

Решения уравнений электродинамики (2.1) для поля на основной частоте излучения  $\omega_0$  позволяют определить нелинейный ток на частоте  $N\omega_0$ , обуславливающий возбуждение  $N$ -й гармоники электромагнитного поля в плазме. В рассуждаемом случае плоскостной среды  $N$ -я гармоника может быть описана  $z$ -компонентой магнитного поля

$$\vec{B}_{N\omega_0}(x, y, t) = \left\{ 0, 0, B_N(x, t) \exp[-i N \omega_0 (t - y \sin \theta_0 / c)] \right\}.$$



уравнение для которой имеет следующий вид:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{\epsilon_N} \frac{\partial \epsilon_N}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{N^2 \omega_0^2}{c^2} (\epsilon_N - \sin^2 \theta_0) \right] B_N(x, t) = \frac{4\pi}{c} \left[ \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{\epsilon_N} \frac{\partial \epsilon_N}{\partial x} \right] j_y^{(N)} - \frac{i N \omega_0}{c} \sin \theta_0 j_x^{(N)}, \quad (2.12)$$

где  $\epsilon_N = \epsilon(N\omega_0, x, t) = 1 - \omega_{pe}^2(x, t) (N\omega_0)^{-2} (1 - i\nu/N\omega_0)$ .

Ниже приводятся результаты по генерации второй гармоники излучения ( $N=2$ ). При этом вектор нелинейного тока на частоте  $2\omega_0$  может быть записан в следующем виде:

$$\vec{j}^{(2)} = \frac{i}{8\pi} \frac{e}{\omega_0 m_e} \left( \vec{E}_0 \operatorname{div} \vec{E}_0 + \frac{\omega_{pe}^2}{4\omega_0^2} \operatorname{grad} |\vec{E}_0|^2 \right), \quad (2.13)$$

где  $\vec{E}_0 = (E_x, E_y, 0)$  - решение уравнений (2.1) - (2.11). Уравнение (2.12) с нелинейным током (2.13) должно быть дополнено граничными условиями, отвечающими свободному излучению в вакуум и отражению волны из области плотной плазмы ( $n > 4n_c$ ). Найденное таким образом решение позволяет определить коэффициент преобразования энергии падающего излучения во вторую гармонику

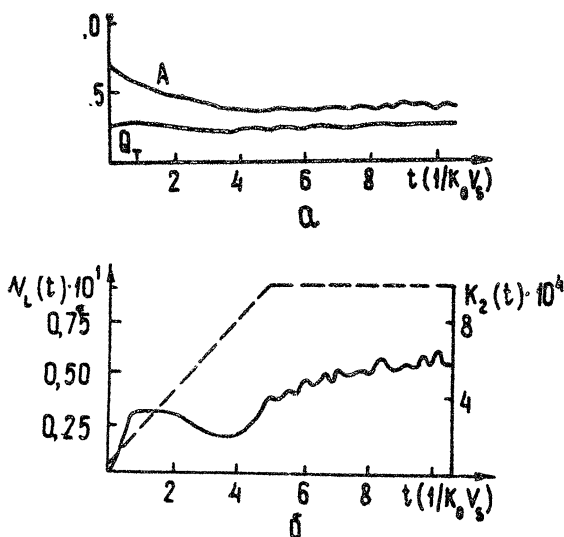
$$K_2 = (B_2 / B_0)^2, \quad (2.14)$$

где  $B_2$  и  $B_0$  - магнитное поле второй гармоники и падающего излучения в вакууме.

### 3. Численный метод

Система уравнений (2.1), (2.7), (2.8) решалась численно в области  $(0, L)$  длиной в несколько вакуумных длин волн излучения ( $L \geq 5 \cdot 2\pi c / \omega_0$ ), содержащей точку с критическим значением плотности. В начальный момент времени задавались распределения плотности  $n(x, 0) = n_0(x)$ , скорости  $u(x, 0) = u_0(x)$  и температуры  $T_e(0) = T_{e0}$ . Для уравнений поля (2.1) в качестве начального условия использовалось стационарное решение на начальном профиле плотности. Включение облучающего плазму поля моделировалось линейным нарастанием энергии падающей волны от некоторого

минимального до максимального, не меняющегося далее со временем значения (рис.1).



Р и с. 1.

Граничные условия для гидродинамических величин зависят от скорости. плазмы в точках  $x=0$  и  $x=L$ . При сверхзвуковых скоростях вытекания  $u(L,t) < -v_s$  справа задавались плотность и скорость  $x=L$ :  $n(L,t) = n_0(L)$ ,  $u(L,t) = u_0(L)$ . При дозвуковых скоростях  $|u(L,t)| < v_s$  необходимо только одно условие, определяющее плотность или скорость.

Левая граница при сверхзвуковых скоростях вытекания плазмы  $u(0,t) < -v_s$  считалась свободной, а при дозвуковых моделировалась фиксацией плотности плазмы  $x=0$ :  $n(0,t) = n_0(0)$ .

Расчёт функции распределения электронов проводился только в области локализации поля ленгмюровских колебаний  $[x_l, x_l + l_d]$  ( $x_l$  - левая граница области локализации,  $l_d$  - размер области локализации) с граничными условиями, соответствующими поступлению в область  $(x_l, x_l + l_d)$  максвелловских электронов с температурой, совпадающей с температурой плазмы вблизи критической плотности

$$f(x, v, t) = f_M = \frac{n_c}{(2\pi v_{Te}^2)^{3/2}} e^{-v^2/2v_{Te}^2} \quad (3.1)$$

при  $x = x_2$ ,  $v > 0$  и  $x = x_2 + l_d$ ;  $v < 0$ . Такие граничные условия отвечают свободному выходу ускоренных электронов из области диффузии  $(x_2, x_2 + l_d)$ . Однако в квазистационарном режиме требование квазинейтральности на границе с вакуумом может приводить к возвращению быстрых электронов в область локализации поля, обеспечивая симметризацию функции распределения электронов. Характерный масштаб области локализации поля ленгмюровских колебаний  $l_d(t)$  определяется балансным соотношением, описывающим равенство потоков энергии, поглощаемой за счёт черенковского эффекта и выносимой быстрыми электронами

$$\frac{c}{8\pi} |E_{\text{пад}}|^2 \cos \theta_0 Q_L = \frac{m_e}{2} \int_0^{\infty} [f(x_2 + l_d, v, t) - f_M] v^3 dv - \quad (3.2)$$

$$- \frac{m_e}{2} \int_{-\infty}^0 [f(x_2, v, t) - f_M] v^3 dv.$$

При численном решении полная система уравнений (2.1) - (2.8) расщеплялась в соответствии с различными физическими процессами. На первом этапе явным методом квазивторого порядка точности с нелинейным сглаживанием [28], обеспечивающим монотонность разностной схемы, решались уравнения гидродинамики. Хорошие диссипативные и дисперсионные характеристики используемого метода, т.е. близость дисперсионных кривых континуальной задачи и ее разностного аналога, позволяют при сравнительно небольшом числе точек аккуратно построить сложное численное решение, имеющее колебательную структуру и резко меняющееся в пространстве и времени. На втором этапе с помощью неявной абсолютно устойчивой схемы второго порядка точности по времени и пространству [29] рассчитывалась эволюция электромагнитного поля без учёта затухания Ландау. Разностные уравнения решались методом матричной прогонки. Пондеромоторная сила в гидродинамической подсистеме рассчитывалась по значениям на нижнем временном слое, а плотность ионов, необходимая для расчёта поля, центрировалась по времени. На третьем этапе с помощью быстрого преобразов

влияния Фурье рассчитывался вклад затухания Ландау в эволюцию электромагнитного поля. Подчеркнем важную для построения численного решения роль черенковского взаимодействия ленгмюровских колебаний с электронами. Дело в том, что в результате нелинейности как гидродинамической, так и электродинамической природы осуществляется перекачка энергии в мелкомасштабные моды возмущений. Черенковский эффект вызывает затухание коротковолновых колебаний и тем самым осуществляет физическое сглаживание решения, ограничивая спектр поля  $k < k_{\text{max}}$ , где  $k_{\text{max}}$  - максимальная длина волнового вектора, допускаемая затуханием Ландау. Именно быстрое спадание спектра электромагнитного поля при  $k > k_{\text{max}}$  позволяет провести адекватное дискретное численное описание процесса. Размер области  $L$  и шаг разностной сетки  $h$  выбирались так, чтобы в численных расчётах была отражена основная с энергетической точки зрения часть спектра ( $k < k_{\text{max}}$ )

$$2\pi/L \leq k \leq 2\pi/h.$$

На четвертом этапе по спектру электрического поля определяется коэффициент диффузии (2.6) и рассчитывается функция распределения электронов. Этот расчёт проводится в области  $\mathcal{V}$  - пространства, в которой  $D(v, t)$  резко изменяется в зависимости от скорости  $v$ . Поэтому наиболее подходящим методом решения (2.7) является метод потоковой прогонки [29] по координате  $\mathcal{V}$  на каждом слое  $\mathcal{I}_j = \mathcal{I}_j + jh$ , где  $h$  - шаг разностной сетки.

При численном решении уравнений электродинамики (2.1) без учёта затухания Ландау не возникает ограничения на шаг по времени, так как используемая разностная схема абсолютно устойчива. Напротив, для устойчивого расчёта гидродинамической подсистемы (2.8) шаг по времени  $\Delta t$  должен удовлетворять условию типа условия Куранта

$$\max_{x \in (0, l)} [u(x, t)] \Delta t / h < 0,5.$$

Для правильного воспроизведения структуры поля и диссипации его энергии необходимо достаточно точно рассчитывать спектр электрического поля, который необходим для определения коэффициента квазилинейной диффузии и описания затухания Ландау. Это требование приводит еще к одному ограничению на

шаг по времени  $\gamma_c(\kappa_{max})\Delta t < 1$ . Выполнение этих неравенств гарантирует сходимость использованной схемы расщепления.

Численная методика решения системы уравнений (2.1) - (2.11) реализована в виде Фортран-программы и дополнена блоком графической обработки результатов расчёта. Разработанный численный код, названный нами ЛАСТ (LAST - light absorption by strong turbulence), предназначен для расчёта поглощения мощного излучения в плазме и может быть использован как для исследования качественных эффектов взаимодействия мощного излучения с веществом, так и для включения в более полные гидродинамические модели обжата лазерных мишеней.

#### 4. Результаты

Рассмотрим решения системы уравнений (2.1)-(2.10) для двух физически различных ситуаций, которые могут возникнуть в результате начального этапа испарения твердой мишени и приводят к различным начальным условиям для уравнений гидродинамики. В случае, когда передний фронт импульса излучения приводит к относительно быстрому и равномерному нагреву плазменной "короны", возникающее течение плазмы характеризуется близкими по величине градиентами плотности и скорости вещества и может быть описано волной разрежения, которая отвечает следующему пространственному распределению плотности и скорости плазмы:

$$n(x) = n_c \exp\left[\frac{(x-x_c)}{l}\right], \quad (4.1)$$

$$u(x) = -v_c + \frac{x-x_c}{l} v_s. \quad (4.2)$$

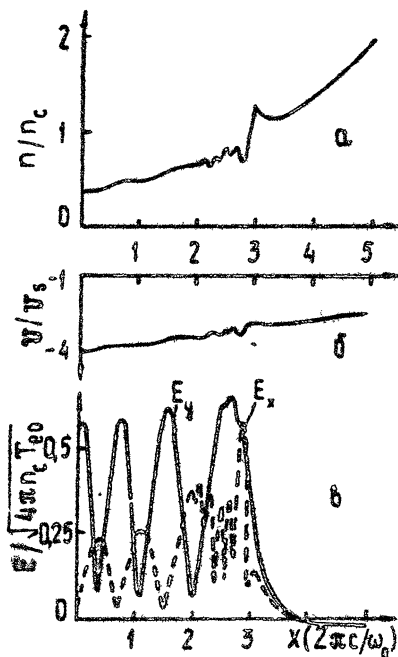
Здесь  $v_c$  - абсолютная величина скорости плазмы в точке с критическим значением плотности,  $x_c$  - ее координата, а  $l$  - определяет характерный размер изменения плотности и скорости, который пропорционален времени, прошедшему с начала образования волны разрежения:  $l = v_s t$ . Волна разрежения (4.1-4.2) является точным решением уравнений гидродинамики (2.8) в предположении постоянной скорости звука (т.е. температуры), а также в пренебрежении ponderomotorной силой, что оправдано для начального этапа нарастания па-

реднего фронта импульса излучения, когда давление электрического поля пренебрежимо мало. Отметим, что для волны разрежения (4.1), (4.2) величина скорости в критической точке относительно покоящегося вещества определяется отношением плотности покоящегося вещества  $\rho_R$  к критической плотности  $\rho_c$ :  $v_c = v_s \ln(\rho_R/\rho_c)$ . Поэтому, если плотность покоящегося вещества хотя бы в несколько раз превышает критическую, течение (3.2) в окрестности критической точки оказывается существенно сверхзвуковым.

Рассмотрим сначала решение системы уравнений (2.1)–(2.14) при использовании в качестве начальных условий для уравнений гидродинамики (2.8) соотношений (4.1), (4.2). Численное интегрирование системы (2.1)–(2.14) проводилось для параметров, близких к реализующимся в экспериментах, когда  $T_{e0} = 1.25$  кэВ,  $v_e/c = 0.015$ , где  $v_e = e E_{\text{пАА}} / m_e \omega_0$  – скорость осцилляции электрона в поле волны накачки (в вакууме). Для излучения неодимового лазера ( $\omega_0 = 1,8 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ) эти условия соответствуют, в частности, плотности потока энергии  $Q \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$  и  $v_e/v_{Te} = 0,3$ . Начальный масштаб неоднородности в (4.1)–(4.2) принимался равным  $l = 10 c/\omega_0$  и соответствовал сверхзвуковому течению плазмы с резкими градиентами плотности и скорости. Эффективная частота столкновений задавалась соотношением  $\nu/\omega_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ , а синус угла падения  $\sin \theta_0 = 0,29$  ( $\theta_0 \approx 17^\circ$ ).

На рис.1 изображены зависимости от времени коэффициента поглощения  $A(t) = 1 - |R(t)|^2$  и величины  $Q_T(t)$  (2.10) (рис.1а), а также форма лазерного импульса  $W_L(t) = E_{\text{пАА}}^2(t) : (4\pi \rho_c T_{e0})$  и коэффициент трансформации излучения во вторую гармонику (2.14) (рис.1б). Первоначальное уменьшение поглощения  $A$  и относительно большое различие между величинами  $A$  и  $Q_T$  в процессе включения падающего на плазму излучения обусловлено увеличением энергии потенциальной компоненты электрического поля в окрестности критической плотности и не отвечает большой передаче энергии излучения плазме. Причиной ограничения пропорционального энергии накачки  $W_L(t)$  роста коэффициента преобразования во вторую гармонику  $K_2(t)$  при  $t \sim (k_0 v_s)^{-1}$  (см.рис.1б) является начало процесса нелинейной деформации профиля плотности плазмы в окрестности критической точки под дей-

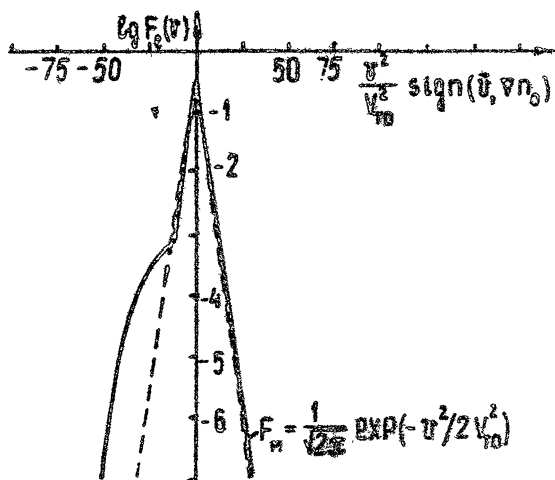
ствием пондеромоторной силы. Такой процесс характеризуется формированием резкого перехода ("скачка") через точку с критическим значением плотности и при временах  $t \approx 27 / (\kappa_0 v_s)$ , как показывает эволюция величин  $\bar{A}$ ,  $Q_T$  и  $K_2$  (рис.1), выходит на квазистационарный режим. В этом можно непосредственно убедиться при рассмотрении пространственных распределений плотности, скорости и электрического поля в плазме, которые изображены на рис.2 для момента времени  $t = 8 / (\kappa_0 v_s)$ .



Р и с. 2

Представленные на рис.2 пространственные зависимости отвечают установившемуся квазистационарному режиму взаимодействия, который характеризуется средней величиной поглощения  $\bar{A} = 1 - |\bar{R}(t)|^2 \approx 40\%$ . При этом доля энергии излучения, идущая на нагрев основной массы электронов за счёт столкновений  $Q_T$ , оказывается порядка 25%, и только 15%

падающей на плазму энергии излучения передается "быстрым" электронам. Отвечающая такому балансу энергии функция распределения электронов, прошедших область пространства, в которой существуют интенсивные ленгмюровские волны, ускоренные электроны черенковским механизмом, представлена на рис.3.

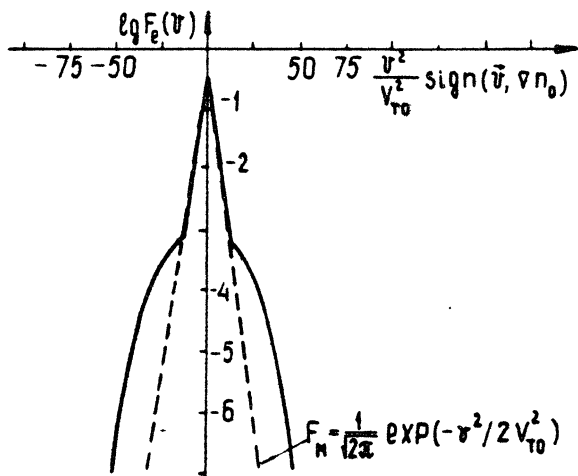


Р и с. 3

Важной особенностью обсуждаемого режима поглощения излучения движущейся плазмой является не только относительно малое число "горячих" электронов, обусловленное малой долей энергии, уносимой ими, но и резкий спад функции распределения с ростом энергии частиц. Анизотропный характер ускорения электронов по направлению убывания плотности плазмы обусловлен используемыми граничными условиями (3.1) и структурой ленгмюровского поля, которая отвечает сформировавшемуся резкому переходу через критическую точку. Подчеркнем, что ленгмюровские колебания, возбуждаемые в окрестности критического значения плотности, являются существенно нелинейными, так как благодаря обусловленной ими пондеромоторной силы в значительной степени создается и поддерживается скачок плотности. Однако, большой градиент скорости течения плазмы, препятствующий в



рассматриваемом диапазоне параметров образованию кавитон-нов [10-13], в которые может захватываться ленгмюровское поле, приводит к монотонному профилю плотности в окрестности критической точки и, соответственно, беспрепятственному выходу ленгмюровских колебаний в область разреженной плазмы. Именно с этим связан благоприятный для существования лазерного управляемого термоядерного синтеза факт малоэффективного ускорения электронов, которое происходит лишь в направлении, противоположном градиенту плотности, т.е. от ядра мишени, где они могут затруднить её сжатие. Подчеркнем, что асимметрия функции распределения (см. рис.3) исчезает при использовании граничного условия зеркального отражения электронов на левой границе (рис.4).



Р и с. 4

Такое граничное условие, моделирующее влияние поля распределения заряда, хотя и приводит к симметризации распределения электронов по скоростям, но в то же время полностью сохраняет вывод о малой эффективности ускорения частиц в рассматриваемом режиме течения плазмы.

Отсутствие кавитон-ов с интенсивным нестационарным ленгмюровским полем проявляется также в гладкой временной зависимости коэффициента преобразования во вторую гармонику

$K_2(t)$  после установления скачка плотности, когда  $t \gg \tau$   
 $\approx 7(K_0 v_g)^{-1}$  (см. рис. 1б). При этом величина характерного  
 размера изменения плотности  $L_c$  в окрестности критичес-  
 кой точки по порядку величины может быть оценена по эф-  
 фективности трансформации во вторую гармонику  $K_2$  с по-  
 мощью формулы, не учитывающей нелинейности ленгмюров-  
 ских волн [30,31]

$$L_c \sim \frac{c}{\omega_0} \left[ \sin \theta_0 \Phi^2(\theta_0) \right]^{-1} \frac{c}{v_E} \sqrt{K_2}, \quad (4.5)$$

где  $\Phi(\theta_0)$  - резонансная функция угла падения [5], а  $v_E =$   
 $= e E_{\text{пнл}} / m_e \omega_0$  - скорость осцилляции электрона в поле вол-  
 ны накачки (в вакууме).

Квазистационарный режим взаимодействия лазерного из-  
 лучения с плазмой приводит к слабо меняющемуся во вре-  
 мени значению температуры основной массы электронов, близ-  
 кой к стационарному решению уравнения (2.10). Для обсуж-  
 даемых потоков энергии излучения это стационарное зна-  
 чение температуры оказывается порядка одного килоэлек-  
 тронвольта ( $T_e \approx 1$  кэВ) при  $\alpha \approx 1$  (см. (2.11)).

Расчёты показали, что изменение характерного масшта-  
 ба  $l$  начального распределения скорости может привести  
 к качественному изменению процесса взаимодействия мощ-  
 ного излучения с плазмой. При этом для достаточно широ-  
 кого класса начальных условий детальный вид начальных  
 распределений гидродинамических величин и масштаб изме-  
 нения плотности не оказывают сильного влияния на особен-  
 ности процесса. Чтобы продемонстрировать это утверждение,  
 рассмотрим результаты численного решения системы урав-  
 нений (2.1)-(2.14) с начальными условиями

$$n(x, 0) = n_c \left( 1 + \frac{x - x_c}{l_n} \right), \quad (4.6)$$

$$u(x, 0) = -v_c \left( 1 + \frac{x - x_c}{l_n} \right)^{-1}, \quad (4.7)$$

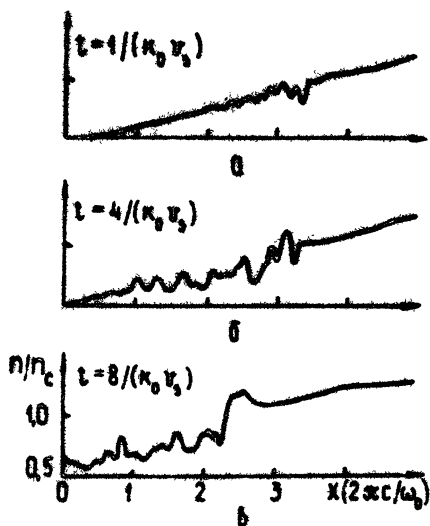
соответствующими однородному потоку  $n(x, 0)u(x, 0) = -n_c v_c$   
 с линейным профилем плотности. Из (4.7) в малой окрест-  
 ности критической точки нетрудно получить распределение  
 (4.2) с характерным масштабом

$$l = \frac{U_s}{U_c} l_n. \quad (4.8)$$

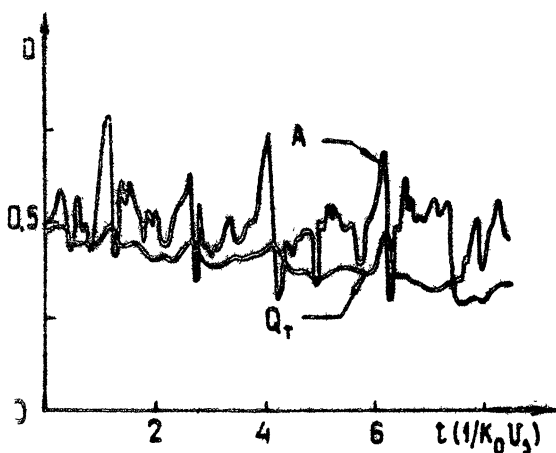
Подчеркнем, что характерный масштаб  $l$  в волне разрежения (4.1), (4.2) инвариантен относительно преобразования Галилея. Поэтому решение системы уравнений (2.1)–(2.14) с начальными условиями (4.1), (4.2) не зависит с точностью до галилеевского преобразования системы координат от величины скорости в критической точке  $U_c$ . (Это, разумеется, подтверждается и численными расчётами). Напротив, характерный масштаб изменения скорости в формуле (4.7) согласно (4.8) зависит от  $U_c$ . Поэтому решения системы уравнений (2.1)–(2.14) с начальными условиями (4.6), (4.7) качественно меняются при изменении скорости протекания плазмы через критическую точку [10–13].

При начальных условиях (4.6), (4.7) и большой сверхзвуковой скорости на правой границе  $u(L, t) = -2U_s$  расчёт проведен для характерного масштаба неоднородности плотности  $l_n = 41c/\omega_0$  и при значениях остальных параметров, таких же, как для результатов, приведенных на рис. 1–3. При выбранных параметрах скорость в критической точке близка к трём звуковым  $U_c \approx 3U_s$  и характерный масштаб изменения скорости в окрестности критической точки (согласно (4.8)  $l = 12c/\omega_0$ ) оказывается близким к характерному масштабу предыдущего расчёта. На рис. 5 показана эволюция профиля плотности. Видно, что к моменту времени  $t = 8/(K_0 U_s)$  устанавливается, как и в случае, представленном на рис. 2, квазистационарное распределение плотности с характерным "скачком". Сравнение рис. 2 и 5 показывает, что сам факт существования скачка, его величина и время установления не зависят от градиента плотности и детального вида начального условия. Однако с ростом  $l_n$  благодаря расширению области, в которой плотность плазмы близка к критической и возбуждаются интенсивные ленгмюровские волны, несколько увеличивается как черенковская, так и столкновительная диссипация излучения (рис. 6). Это же обстоятельство, качественно не меняя описанной выше картины взаимодействия излучения с быстро движущейся плазмой, приводит, как хорошо видно на рис. 6, к более немонотонной эволюции коэффициента поглощения.

Обратимся теперь к качественно отличной ситуации, при которой возникающее в результате действия переднего фронта импульса излучения течение плазмы характеризуется значительно более пологим распределением скорости, чем это имеет место в изотермической волне разрежения (4.1), (4.2). Если изменение величины скорости на характерном масштабе плотности в окрестности критической точки оказывается малым по сравнению с локальной скоростью звука, то движением плазмы можно

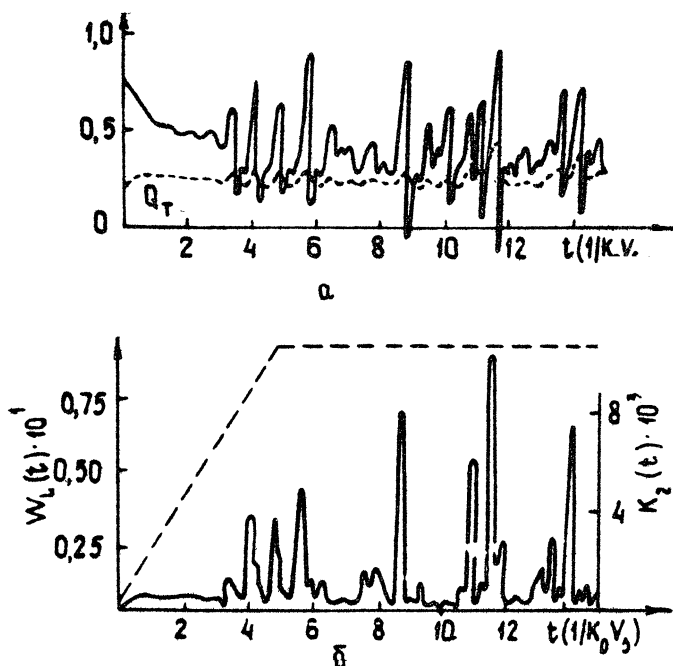


Р и с. 5



Р и с. 6

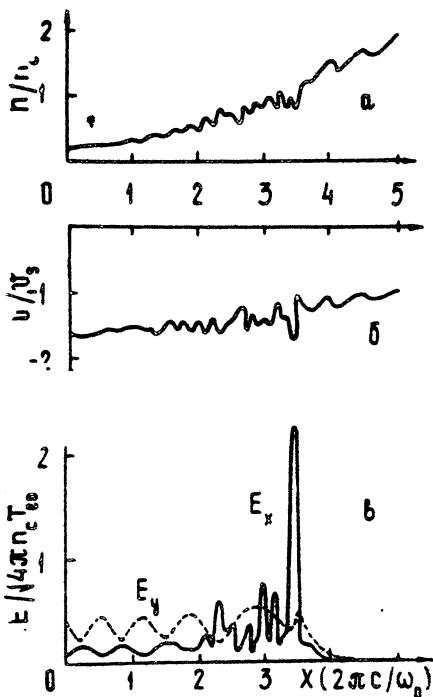
Результаты решения уравнений (2.1)–(2.14), отвечающие покоящейся в начальный момент плазме, проиллюстрированы рис.7–9. Все остальные параметры (кроме начальной скорости плазмы) приведенного ниже решения такие же, как для рис.1–3.



Р и с. 7

Сравнение результатов расчёта динамики поглощения (рис.7,а) и излучения на частоте второй гармоники  $2\omega_1$  (рис.7,б) с соответствующими зависимостями, изображенными на рис.1 для случая сверхзвукового течения плазмы, демонстрирует качественное влияние градиента скорости движения вещества в окрестности критического значения плотности на взаимодействие мощного излучения с плазмой. Для выявления причины возникновения пиков поглощения (доходящего до 100%) и коррелирующих с ними всплесков генерации второй гармоники (см.рис.7) обратимся к пространственным распределениям плотности, скорости и поля в плазме;

представленным на рис.8 для момента времени  $t = 11.5 \tau$  ( $K_0 \tau_s$ ). Существенным отличием профиля плотности на рис.8,а от изображенного на рис.2,а является возникновение кавитонов - областей пространства, ограниченных с обеих сторон "горбами" с закритическим значением плотности ( $n > n_c$ ), где, как это очевидно из рис.8,в, оказывается захваченным и усиленным поле ленгмюровских колебаний.



Р и с. 8

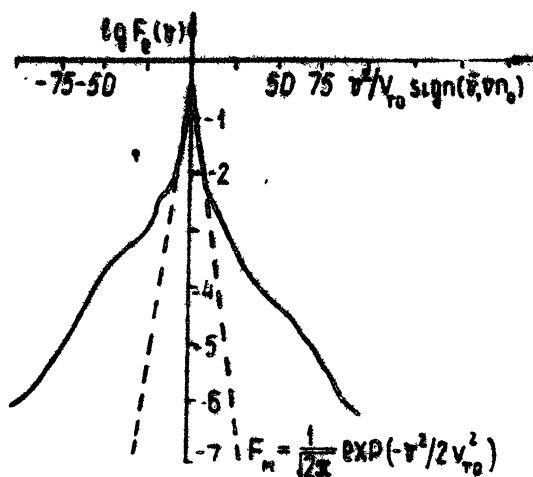
Именно в эти моменты времени поглощение  $A=1-|R|^2$  достигает особенно большого значения ( $A \approx 95\%$ ), однако, больше половины поглощенной энергии идет при этом на образование "горячих" электронов ( $Q_L \approx 50\%$ ) и меньшая часть ( $Q_T \approx 40\%$ ) приводит к нагреву основной массы электронов вследствие электрон-ионных соударений.

В рассматриваемом случае сравнительно резкого началь-

ного градиента плотности ( $K_0 \tau = 10$ ) процесс поглощения носит ярко выраженный динамический характер, обусловленный возникновением и разрушением кавитонов. При этом не вся энергия, захваченная в кавитоне, может успеть поглотиться за время его существования (т.е. до исчезновения левого "горба" плотности, запирающего поле). Так, например, для указанного выше момента времени  $\tau = 11,5 : (K_0 U_0)$ , в плазме диссипирует  $Q_T + Q_L \approx 90\%$  энергии излучения, в то же время отражается от плазмы только 5%. Тот факт, что коэффициент поглощения принимает отрицательное значение (см.рис.7) связано с важным для динамики поглощения эффектом накопления поля в кавитоне, а затем его излучением. При этом в некоторые моменты времени поток энергии поля излучения из плазмы может даже превышать поток падающего излучения. Существенно, что при усреднении по большому интервалу времени коэффициент поглощения в наших расчётах всегда оказывается положительным и в то же время не превышающим единицы.

Обсудим теперь, как проявляется возбуждение интенсивного поля нелинейных ленгмюровских колебаний, захваченных в кавитонах (рис.8,в), на перераспределении поглощаемой плазмой энергии. Представленная на рис.9 функция распределения электронов для соответствующего рис.8 момента времени  $\tau = 11,5 / (K_0 U_0)$  качественно отличается от возникающей при рассмотренном ранее режиме поглощения в случае сверхзвукового течения плазмы с резким градиентом скорости (см.рис.8). Наличие кавитонов, запирающих нелинейные плазменные волны, кроме увеличения энергии, уносимой горячими электронами ( $Q_L \approx 50\%$ ), приводит к тому, что электроны практически одинаково эффективно ускоряются вдоль и против градиента плотности. Существенной особенностью является также значительно более медленный (чем на рис.3) спад функции распределения с ростом энергии ускоренных частиц, который может быть охарактеризован "температурой"  $T_{hot}$ , приблизительно в 7 раз (для рассматриваемых параметров) превышающей температуру основной массы электронов  $T_e$ . При имеющей место в наших расчётах величине  $T_e \approx 1,25$  кэВ, это соответствует температуре горячих электронов  $T_{hot} \approx 10$  кэВ ( ср. [32]). Генерация горячих электронов с таким широким спектром:

энергий обусловлена тем, что в процессе динамического "сжатия" и усиления поля в кавитоне спектр ленгмюровских колебаний оказывается сильно обогащенным как длинноволновыми, так и коротковолновыми компонентами.



Р и с. 9

Нелинейное усиление поля в кавитонах проявляется и во всплесках излучения плазмы на высших гармониках. Рис. 7 показывает, что интенсивность генерации на второй гармонике возрастает на порядок в моменты времени, соответствующие максимальному усилению поля в кавитонах. Разумеется, поле второй гармоники вносит пренебрежимо малый вклад в общий энергетический баланс взаимодействия излучения с плазмой. Однако наши результаты позволяют утверждать, что экспериментально наблюдаемое [20,21] резкое колебание коэффициента трансформации в высшие гармоники излучения в пикосекундном масштабе времени может являться прямым указанием на процессы динамического усиления поля при деформации профиля плотности плазмы.

Для исследования зависимости свойств турбулентности в обсуждаемом режиме медленного течения плазмы от характерного масштаба изменения плотности были проведены расчёты с начальными условиями (4.6), (4.7) и малой гранич-



ной скоростью вещества  $u(L, t) = 0,5 v_s$ . Начальные масштабы неоднородности плотности  $l_n = 41 c/\omega_0$  и скорости  $l \approx 49 c/\omega_0$  были относительно велики. Расчёты показали, что с увеличением  $l_n$  расширяется область пространства, занятого интенсивными ленгмюровскими колебаниями. Это приводит к тому, что процесс образования кавитонов становится квазистационарным. Динамика деформации профиля плотности вплоть до  $t = 20/(k_0 v_s)$  продемонстрирована на рис.10.

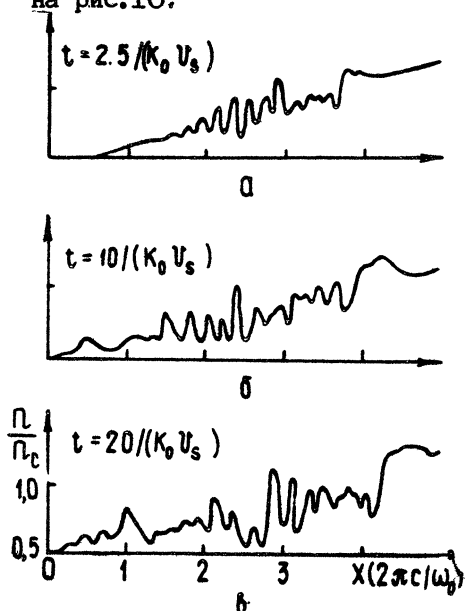
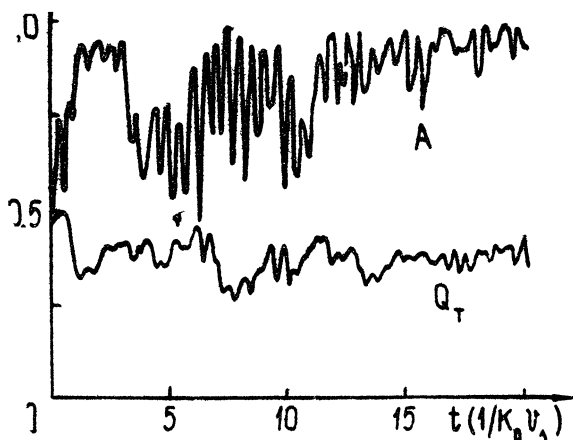


Рис.10.

Сравнение функций распределения, характеризующих поглощение излучения при различных режимах движения вещества (см.рис.3 и 9), ясно указывает на то, что сверхзвуковое течение плазмы с резким градиентом скорости в окрестности критической плотности, препятствуя образованию кавитонов, приводит как к уменьшению доли энергии, передаваемой надтепловым электроном, так и к существенному сужению энергетического спектра быстрых электронов. Оба эти обстоятельства являются чрезвычайно важными для осуществления лазерного термоядерного синтеза и, на наш

Хорошо видно, что возникает целая структура кавитонов в подкритической области плотностей  $n < n_c$ . Именно такая многокавитонная структура обеспечивает, как это следует из рис.11, высокий уровень диссипации энергии лазерного излучения в плазме, который характеризуется средним коэффициентом поглощения  $A \approx 90\%$ . При этом больше половины поглощенной энергии ( $Q_t \approx 50\%$ ) благодаря черенковскому механизму передается надтепловым электронам, что отвечает функции распределения электронов с широким спектром энергий (см.рис.9).

взгляд, указывают на новую возможность отыскания оптимального с точки зрения лазерного УТС режима взаимодействия лазерного излучения с плазмой.



Р и с. 11

## 5. В ы в о д ы

Одним из наиболее существенных и общих выводов из изложенного выше материала следует утверждение соизмеримости характерных масштабов пространственного изменения поперечного и продольного полей в горячей плазме, на которую воздействует достаточно сильное поле излучения, модифицирующее пространственный профиль плотности плазмы и приводящее к возникновению кавитонов и скачка плотности. Этот вывод заставляет пересмотреть значение исследований по ленгмюровской турбулентности с точки зрения их применимости к условиям лазерного термоядерного синтеза. Помимо этого, сделанный вывод позволяет утверждать, что особое значение в подобных условиях приобретает такая форма теории параметрической турбулентности, которая, во-первых, учитывает полное электромагнитное поле плазменных возмущений, во-вторых, последовательно учитывает факт пространственной неоднородности плазмы. При этом, естественно, сохраняется выделенная роль коротковолнового продольного по-

ля, определяющего, например, эффект черенковской генера-  
ции быстрых электронов в плазме.

Проведенное теоретическое изучение взаимодействия плаз-  
мы с мощным электромагнитным излучением продемонстри-  
ровало возможность реализации качественно различных ре-  
жимов такого взаимодействия. При этом оказалось, что в  
предельном режиме, характеризующемся сравнительно плав-  
ным градиентом скорости гидродинамического течения в ок-  
рестности критической плотности, осуществляется возмож-  
ность образования ямок плотности  $\leftarrow$  кавитонов, наполненных  
высокочастотным и сравнительно коротковолновым электро-  
магнитным полем. Наличие такого высокочастотного поля  
ведёт к эффективному черенковскому ускорению электронов,  
определяя тем самым эффективную передачу энергии излу-  
чения накачки компоненте горячих электронов. В противо-  
положном предельном режиме, который характеризуется  
сверхзвуковым гидродинамическим течением с резким гра-  
диентом скорости в окрестности критической плотности, вы-  
явлены условия, затрудняющие образование кавитонов. По-  
следнее проявляется в уменьшении черенковской передачи  
энергии быстрым частицам, в соответствующем сужении  
спектра энергии горячих электронов, в сглаживании времен-  
ной зависимости коэффициента поглощения, в подавлении  
пульсаций генерации второй гармоники. Отметим, что про-  
явление вскрытой природы всплесков излучения плазмы на  
гармониках греющего излучения, обусловленной динамикой  
самосогласованной деформации профиля плотности пондеро-  
моторной силой, следует ожидать не только для кратных гар-  
моник ( $n\omega_0, n = 2, 3, 4 \dots$ ), но и при динамической пере-  
стройке профиля плотности плазмы в окрестности  $n_c/4$  для  
частот гармоник, пропорциональных половине частоты лазер-  
ного излучения.

Здесь следует подчеркнуть значение открытия исследован-  
ных предельных режимов. Действительно, обнаруженный на-  
ми факт существования качественно различающихся режи-  
мов воздействия мощного излучения на разлетающуюся плаз-  
му открывает дальнейшие пути оптимизации взаимодействия  
лазерного излучения с плазмой в условиях лазерного управ-  
ляемого термоядерного синтеза. С другой стороны, выяв-  
ленное нами влияние сравнительно медленного гидродинами-

основного движения на развитие параметрической турбулентности, связанной с наличием весьма быстрых ленгмюровских и электромагнитных волн, демонстрирует еще одно обоснование необходимости построения реалистической теории плазменной турбулентности, свободной от академически неуспешных нарушений существенных связей явлений. Возможность такого вывода нам представляется в связи с тем, что проведенное нами исследование позволило пересмотреть значение делавшихся ранее (в том числе и нами) абстрагирования, с помощью которых развивалась теория параметрической турбулентности. На новом, последующем этапе развития такой теории будет естествен дальнейший процесс углубленной переоценки абстракций, связанный с обогащением теории, а поэтому и с расширением возможностей ее практического приложения.

#### Л и т е р а т у р а

1. Силин В.П. - ЖЭТФ, 1965, 48, вып.6., с.1679.
2. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М., Наука, 1973.
3. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - УФН, 1975, 116, с.546.
4. Силин В.П., Тихончук В.Т. - Кр.сообщ. по физике. М., ФИАН, 1978, № 12, с.39.
5. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Наука, 1967.
6. Волков Т.Ф. - В кн.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т.4, М., изд-во АН СССР, 1958.
7. Weibel E.S. - in "The plasma in a magnetic field", ed. by R.K.M.Landshoff. Stanford Univ. Press, 2958, p.60.
8. Hora H., Pfirsch D., Schluter A. - Z.Naturforschlung, 1967, 22A, p.278.
9. Estobrook K. - Phys.Fluids, 1977, 19, p.1733.
10. Андреев Н.Е., Силин В.П. - Физика плазмы, 1978, 4, с. 908.
11. Андреев Н.Е., Силин В.П., Стенчиков Г.Л. - Письма в

- . ЖЭТФ, 1978, 28, с. 533.
12. Андреев Н.Е., Силин В.П., Стенчиков Г.Л. - Препринт, №226, ФИАН. М., 1978.
  13. Андреев Н.Е., Силин В.П., Стенчиков Г.Л. - Препринт, ФИАН. № 113, М., 1979.
  14. Wong A.Y. - Journal de Physique, 1977, Colloque C6, supplement au N12, 38, p.C6-27.
  15. Valeo E.J., Kruer W.L. - Phys.Rev.Letters, 1974, 33, p.750.
  16. Morales J.C., Lee Y.C. - Phys.Rev.Letters, 1974, 33, p.1016.
  17. Morales J.C., Lee Y.C. - Phys.of Fluids, 1977, 20, p.1138.
  18. Андреев Н.Е., Силин В.П. - ЖЭТФ, 1975, 68, с.518.
  19. Андреев Н.Е., Силин В.П., Стенчиков Г.Л. - Физика плазмы, 1977, 3, с.1088.
  20. Carter P., Sim S.M.L., Hughes T.P. - Opt. communications, 1978, 27, p.423; Baldis H.A., Burnett N.H., Jaunimagi P.J., Enright C.D., Richardson M.C. - Тезисы докл. XII Европейская конференция по взаимодействию лазерного излучения с веществом. М., 1978, с.172.
  21. Басов Н.Г., Быченков В.Ю., Крохин О.Н., Осипов М.В., Рупасов А.А., Силин В.П., Склизков Г.В., Стародуб А.Н., Тихончук В.Т., Шиканов А.С. - ЖЭТФ, 1979, 76 вып. 6, с.2094. Квантовая электроника, 1979, 6, № 9, с. 1829.
  22. Kolchugina J.A., Litvak A.G., Fedoseeva T.N., Fraiman G.M. - Journal de Physique, 1979, Colloque C7, supplement au N7, 40, p.C7-629.
  23. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. ЖЭТФ, 1977, 73, с.1352.
  24. Дегтярев Л.М., Соловьев Г.И., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с.543.
  25. Альтеркоп В.А., Волокитин А.С., Тараканов В.П. - Физика плазмы, 1977, 3, с.59.
  26. Горбушина Т.А. и др. - Препринт №17, ФИАН. М., 1978.
  27. Гильденбург В.Б. - ЖЭТФ, 1964, 42, с.2156; Гильденбург В.Б., Фрайман Г.М. - ЖЭТФ, 1975, 69, с.1601; Литвак А.Г., Миронов В.А., Фрайман Г.М.

Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.368.

28. Boris Jay P., Book D.L. - J. of Comp.Phys., 1973, 11, p.38.
29. Самарский А.А. Теория разностных схем. М., Наука 1977.
30. Ерохин Н.Е., Моисеев С.С. - В кн.: Вопросы теории плазмы, вып.7, М., Атомиздат, 1973.
31. Владимирский А.Б., Силин В.П., Стародуб А.Н. - Кр. сообщ. по физике. М., ФИАН, 1978, № 12.
32. Estabrook K., Kruer W.L. - Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.42.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМОЙ

Ю.Я.Бродский, В.Л.Гольцман, А.Г.Литвак, С.И.Нечуев

Исследование взаимодействия сильных электромагнитных волн с плазмой является сложной физической проблемой, решение которой требует, наряду с теоретическими изысканиями, постановки специальных лабораторных экспериментов. Наиболее важные приложения этой проблемы, такие как лазерный управляемый синтез и воздействие мощных радиоволн на ионосферу, диктуют необходимость экспериментального исследования взаимодействия сильных электромагнитных волн с неоднородной плазмой в условиях, когда характерные масштабы неоднородности плазмы  $L_n$  значительно превышают длину волны излучения  $\lambda$ . Такие модельные эксперименты удобно проводить в СВЧ диапазоне, в котором существуют необходимые источники электромагнитных волн, достаточно легко создать плотную плазму, удовлетворяющую условию  $L_n \gg \lambda$ , и в то же время можно пользоваться стандартными методами диагностики.

Уже первые целенаправленные лабораторные эксперименты по распространению сильных электромагнитных волн в немагнитной плазме [1,2] позволили обнаружить ряд новых физических явлений, таких как аномальное бесстолкновительное поглощение электромагнитных волн и быстрая нелинейная прозрачность закритической плазмы в поле вол-

ны. В этих экспериментах наблюдались и другие типично нелинейные эффекты, возникающие при параметрических неустойчивостях и возбуждении плазменной турбулентности: генерация быстрых электронов и ионов, обогащение спектров высокочастотных и низкочастотных колебаний и т.д.

Последующее бурное развитие работ по лазерному УТС и нелинейной модификации ионосферы стимулировало также расширение моделирующих экспериментов и совершенствование используемых диагностических методов. Полученные в этой области экспериментальные результаты содержат богатую информацию о характере нелинейных процессов в плазме и имеют принципиальное значение для построения теории взаимодействия.

Все известные к настоящему времени модельные эксперименты по взаимодействию сильных электромагнитных волн с плотной неоднородной плазмой можно условно разделить на две группы. К первой группе относятся работы, дающие непосредственную информацию о структуре полей в области взаимодействия. Кроме исследования распространения излучения в "протяженной" плазме, в эту же группу входят так называемые квазистатические эксперименты, в которых детально изучалась динамика перераспределения электрического поля и плотности плазмы в области плазменного резонанса во внешнем квазистатическом высокочастотном поле.

Вторую группу составляют работы, дающие косвенные сведения о процессах, возникающих при взаимодействии излучения с плотной плазмой. Эти сведения могут быть получены из результатов измерения интегральных характеристик, таких как спектральные и временные характеристики отраженной и прошедшей через плазму электромагнитных волн, энергетических функций распределения электронов и ионов, спектров ленгмюровских и ионнозвуковых колебаний и т.д.

В данной работе делается попытка сформулировать некоторые важные выводы модельных экспериментов и рассмотреть связь результатов экспериментов с существующими теоретическими представлениями о взаимодействии сильных электромагнитных волн с плотной изотропной плазмой. Статья состоит из двух частей. В первой части рассматриваются выполненные, главным образом, группой Стензела и Вонга квазистатические эксперименты [3-7], в которых иссле-



довалась структура элементарной ячейки взаимодействия - кавитона. Вторая часть имеет более оригинальный характер и базируется преимущественно на работах, выполненных в лаборатории Института прикладной физики АН СССР [8-10]. В ней анализируются сведения о нелинейных процессах и сильной ленгмюровской турбулентности, следующие из результатов измерений интегральных характеристик взаимодействия. При обсуждении соотношения данных эксперимента с теорией в обзоре не преследовалась цель детального количественного сравнения результатов наблюдений с конкретными теоретическими моделями. Считая такое сравнение преждевременным, мы ограничились только сопоставлением качественных закономерностей.

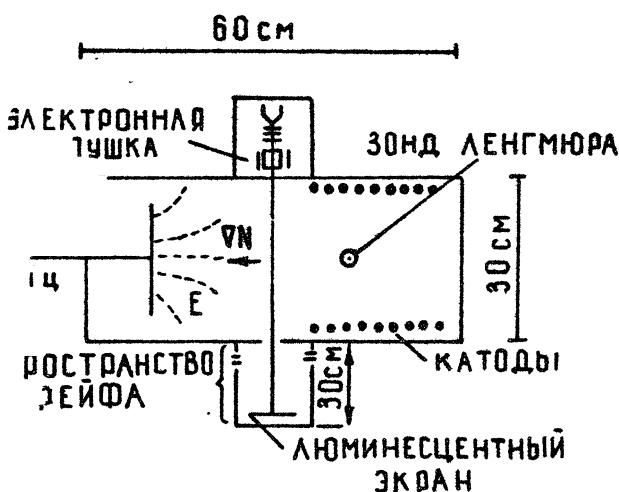
### 1. Взаимодействие квазистатического высокочастотного поля с неоднородной плазмой

При обсуждении квазистатических экспериментов, как уже говорилось выше, будем опираться на работы, выполненные группой в UCLA, так как в них систематически исследовался характер взаимодействия высокочастотного поля с неоднородной плазмой именно в области плазменного резонанса. Структура одномерных ленгмюровских солитонов и их динамика изучалась также в экспериментах [11-12].

Формирование кавитона. Впервые кавитон, т.е. ямку плотности, возникающую под действием усредненной пондеромоторной силы, наблюдали в эксперименте Стензел, Лонг и Ким [3]. В этой работе исследовалось распространение электромагнитной волны в плоскостной, неоднородной плазме и её трансформация в плазменные колебания в области критической концентрации. Распределение электрического поля вблизи слоя с нулевой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 0$  определялось по величине возмущений концентрации, возникающих в резонансной области под действием пондеромоторной силы и измеряемых с помощью зонда, расположенного на некотором расстоянии от критического слоя. Проведенные в [3] исследования показали, что при малых амплитудах электромагнитной волны в плазме в области  $\epsilon \ll 0$  формировалось распределе-

ние электрического поля, соответствующее линейной теории. При увеличении интенсивности излучения происходило образование ямок плотности, причём наиболее глубокой оказывалась ямка, расположенная в резонансной области. В достаточно сильном поле становилось существенным и обратное воздействие возмущений плотности на электрическое поле.

Для более детального исследования нелинейных эффектов в квазистатической области плазменного резонанса использовалась специально созданная установка меньших размеров \* (рис. 1), достаточно хорошо соответствовавшая одномерной модели взаимодействия поля с плазмой [4].



Р и с. 1. Схема установки для проведения квазистатических экспериментов [4].

глазма с линейной зависимостью плотности от координаты создавалась с помощью нитей накала, расположенных внутри вакуумного объема диаметром 30 см (основные пара-

\* Размеры установки были существенно меньше длины волны высокочастотного поля.

метры плазмы: газ - аргон,  $T_e = 2$  эВ,  $N_e \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $N_e$ :  $\sqrt{N_e} \approx 25 \text{ см}$ ,  $\nu_{em}/\omega_0 = 10^{-3}$ ). Квазистатическое электрическое поле  $E_0$  на частоте 360 МГц возбуждалось вдоль градиента плотности плоским ВЧ электродом.

Исследование электрического поля проводилось с помощью узкого диагностического пучка электронов, пересекавшего резонансную область вдоль радиуса за время, примерно равное  $1/2-1/4$  периода ВЧ поля. Пучок предварительно модулировался вертикально парой пластины в источнике. После горизонтальной модуляции резонансным полем он регистрировался на люминисцирующем экране в виде фигур Лиссажу. Это позволяло измерять фазовый сдвиг колебаний самосогласованного поля  $E_n$  относительно приложенного поля  $E_0$ ; в частности, было показано, что изменение фазы плазменного поля при переходе через резонансную поверхность  $\epsilon = 0$  равно  $\pi$ .

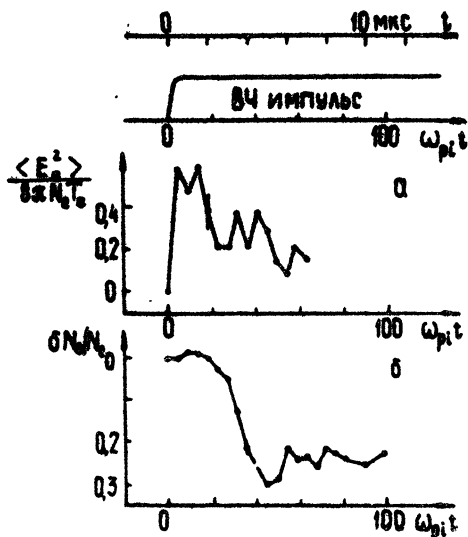
Динамика образования и развития кавитона изучалась с помощью импульсного внешнего поля  $E_0$  с переменной длительностью импульса. Распределение ВЧ поля измерялось с помощью электронного пучка, в то время как соответствующее возмущение плотности снималось лэнгмюровскими зондами после окончания импульса по описанной выше методике. (рис.2). Измерения показали довольно быстрый рост самосогласованного электрического поля до значений  $E_n^2$ :  $\delta N_e T_e \approx 0,6$  за время  $\tau \sim 0,6 \text{ мкс}$ . Затем наблюдалось более медленное развитие возмущения плотности, которое приводило к обратному влиянию на поле, так что оно спадало до значений  $E_n / \delta N_e T_e \approx 0,2$ . Измерения абсолютных значений электрического поля и возмущения плотности после наступления состояния, близкого к стационарному (через  $1,0 \text{ мкс}$  или  $10$  ионных плазменных периодов), показали, что

$$\frac{E_n^2}{\delta N_e T_e} \approx \frac{\delta N_e}{N_e} \quad (1)$$

с точностью  $\sim 30\%$ .

В работе [4] была также предложена гипотеза о том, что плазменные волны являются захваченными внутри кавитона, для подтверждения которой с помощью электронного пучка измерялось время затухания ВЧ колебаний в слое  $\epsilon = 0$  после выключения накачки.

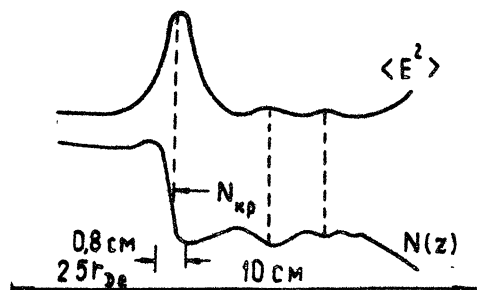
Р и с. 2. Динамика кавитона: зависимость от времени полного поля в кавитоне (а) и относительной плотности заряженных частиц (б) [4].



С целью уменьшения столкновительного времени затухания были несколько изменены условия эксперимента:  $p = 5 \cdot 10^{-5}$  торр,  $f_0 = 100$  МГц. В этих условиях измеренное время спада  $\tau \sim 1,5$  мкс оказалось значительно больше времени расплывания плазменных волн с групповой скоростью в невозмущенной плазме ( $\tau \sim 0,2$  мкс), т.е. ленгмюровские колебания действительно оказываются захваченными в ямку плотности. Авторы связывают время диссипаций со столкновительным затуханием, приводя значение отношения частоты столкновений электронов с нейтралами  $\nu_{en}$  к частоте поля  $\omega_0$ , равное  $\nu_{en}/\omega_0 \approx 10^{-3}$ , откуда следует оценка времени столкновительного затухания поля  $\tau_{\text{ст}} \approx 1$  мкс. На наш взгляд, эта оценка частоты соударений является завышенной в несколько (3+5) раз (см. [13]). Время жизни кавитона, по-видимому, определяется бесстолкновительным поглощением на пролетных быстрых электронах, присутствие которых связано с методом создания плазмы. В пользу этого соображения свидетельствуют результаты исследования взаимодействия в присутствии перпендикулярного градиенту плотности слабого постоянного магнитного поля ( $H \approx 7$  Гс) [6], в котором гирорадиус быстрых электронов

был сравним с расстоянием от катодов до кавитона. В таком поле пролетные потери подавлялись и, соответственно, наблюдалось усиление поля в кавитоне примерно в 5 раз.

Использование более длинных импульсов накачки позволило наблюдать установление стационарного распределения плотности, при котором в результате вытеснения плазмы из резонансной области возникали (рис.3) пологий участок (плато) в области  $\varepsilon > 0$  и крутой переход через критическое значение концентрации  $N = N_{кр}$  [7].

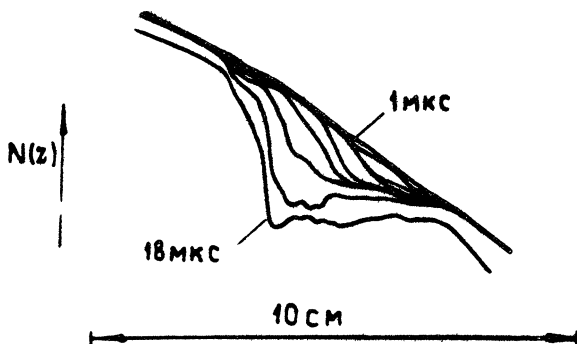


Р и с. 3. Стационарное распределение поля и концентрации плазмы в области кавитона [7]

С помощью зондовых измерений было также зарегистрировано квазистационарное распределение электрического поля, поддерживающего резкий градиент плотности (рис. 3). Использование плазмы двух различных газов (аргон и ксенон) позволило также установить, что характерное время установления стационарного профиля пропорционально  $M_i^{1/2}$  (рис.4).

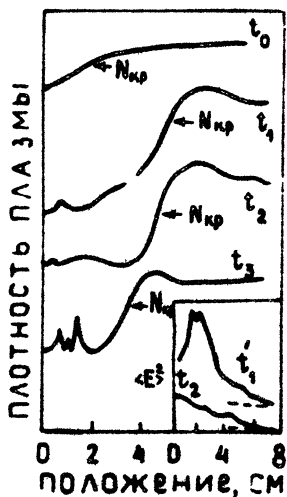
Как уже указывалось выше, наблюдавшиеся в квазистатических экспериментах эффекты мелкомасштабной деформации профиля плотности плазмы в резонансной области реализуются и при взаимодействии р-поляризованной электромагнитной волны с протяженным слоем неоднородной плазмы [3]. Ещё один эффект укрупнения профиля плотности возникает при отражении от слоя s-поляризованной волны. В этом случае возбуждения плазменных колебаний, распространяющихся в направлении градиента плотности, не происходит. Поэтому под действием ponderomotorной силы формируется более крупномасштабный переход через критическую поверхность с характерным масштабом, определяемым длиной электромагнитной волны в области отражения. О динамике такой

деформации профиля плотности можно судить по приведенным на рис. 5 распределениям плотности плазмы, измеренным в работе [14].



Р и с. 4. Динамика развития возмущения концентрации в области плазменного резонанса при взаимодействии с плазмой квазистатического поля  $\vec{E} \parallel \nabla N$

Р и с.5. Динамика образования плато в области критической концентрации при взаимодействии с плазмой  $\xi$ -поляризованной волны [14]



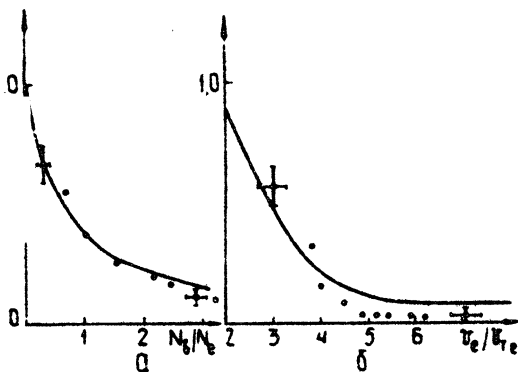
Остановимся кратко на сравнении наблюдавшейся в экспериментах картины формирования кавитона с существующими теоретическими представлениями о резонансном взаимодействии электромагнитной волны с неоднородной плазмой (см. статьи [16-17] в данном сборнике и цитируемую в них литературу). Характер взаимодействия на начальной стадии образования кавитона в резонансной области хорошо согласуется с результатами численного моделирования, проведенного в работах [16,18]. Однако в численных экспериментах, в отличие от лабораторных плазменных экспериментов, не происходило установления стационарного распределения плотности, а наблюдался лишь режим квазипериодической генерации кавитонов. Стационарная деформация профиля плотности плазмы в резонансной области под действием ВЧ поля исследовалась в работах [18,19], в которых фактически была предсказана наблюдаемая в эксперименте стационарная картина: образование плато и резкого перехода через критическую поверхность. По-видимому, одна из ближайших задач теории резонансного взаимодействия — это выяснение необходимых уточнений используемых идеализацией, которые позволят наблюдать процесс установления стационарного состояния в численном эксперименте.

Проведенные эксперименты позволили также обнаружить еще одну важную особенность взаимодействия — наблюдаемая картина имела принципиально квазиодномерный характер (поперечный размер возникавших кавитонов в 30 раз превышал их продольный размер  $\lambda_{\perp} \approx 20 \tau_d$ ,  $\lambda_{\parallel} \approx 600 \tau_d$ ) и фактически оказывалась устойчивой относительно малых поперечных возмущений. На первый взгляд, это противоречит существующим представлениям о неустойчивости одномерных солитонов (см., например, [20,21]). Разрешение парадокса, возможно, связано с тем, что в неоднородной плазме возникновение кавитона является беспороговым процессом, тогда как неоднородная неустойчивость тождественна по своему механизму обычной модуляционной неустойчивости однородного поля и обладает высоким порогом, связанным с конечностью затухания ленгмюровских колебаний \*).

\* ) При поперечной неустойчивости кавитона нарастающие ленгмюровские колебания имеют масштабы порядка характерного размера кавитона и, следовательно, обладают достаточно большим декрементом затухания Ландау.

Ускорение частиц. Образование в резонансной области кавитона с узким пиком сильного поля должно приводить к генерации быстрых электронов и ионов. Можно выделить два отличающихся механизма ускорения. Первый традиционный механизм — линейный, он связан с обсуждавшимся выше ускорением пролетных быстрых электронов, время пролёта которых через область кавитона меньше периода ВЧ колебаний. Вторая возможность ускорения связана с усредненной пондеромоторной силой  $F = -\nabla\Phi$ ,  $\Phi = e^2|E|^2/4m\omega^2$ . Если пик электрического поля возникает быстрее времени пролёта пары электрон-ион через область неоднородного поля  $\tau_H \ll L_E/v_s$ ,  $v_s = (T_e/M)^{1/2}$ , то при неабатическом вытеснении плазмы под действием усредненной пондеромоторной силы происходит ускорение ионов до энергии, определяемой высотой потенциального барьера [22].

Для исследования пролетного механизма ускорения электронов на квазистатической установке [4] использовался дополнительный пучок электронов с энергией  $W \sim (4 \div 70) T_e$ , направляющийся в плазму из области большей плотности в направлении вдоль градиента. Плотность пучка составляла  $N_b \approx (0,5 \div 4) \cdot 10^{-2} N_0$ , а разброс скоростей  $\Delta v/v_b \approx 1/3$ . На рис. 6 приведены графики зависимости интенсивности поля в кавитоне от плотности пучка (а) и от энергии электронов в пучке (б)



Р и с. 6. Зависимость интенсивности поля в кавитоне от плотности электронного пучка (а) и скорости электронов в пучке (б) [4]



Видно, что при достижении энергии электронов  $W \sim 10T_e$  ( $N_0 = 2,5 \cdot 10^{-2} N_e$ ) наблюдалось ослабление интенсивности поля в два раза. Это подтверждает предположение о том, что наиболее эффективно обмениваются энергией с полем только быстрые электроны.

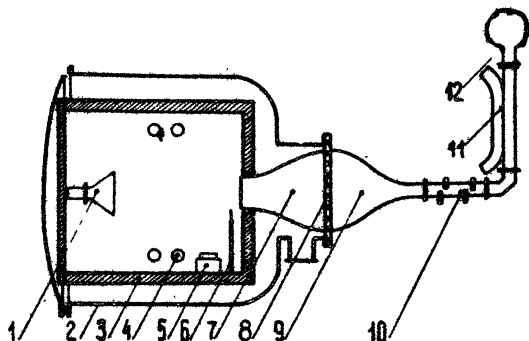
Исследование нестационарного ускорения ионов при включении коротких импульсов электромагнитного излучения, проведенное в [5] (см. также [7]), показало, что, как и следует из элементарных качественных представлений, образование в резонансной области узкого пика электрического поля с плотностью энергии, заметно превышающей плотность тепловой энергии электронов ( $E^2/8\pi \approx 7N_e T_e$ ), сопровождалось появлением потоков быстрых ионов, распространяющихся, главным образом, в направлении против градиента плотности. Были зарегистрированы также токи быстрых частиц в направлении по градиенту, но меньшей величины. Оценки [7] энергии, уносимой из области плазменного резонанса быстрыми частицами, показывают, что в сильных полях  $E^2/8\pi N_e T_e \approx 1$  потери на непосредственное ускорение частиц становятся одним из основных механизмов, ограничивающих рост поля в резонансной области.

## 2. Взаимодействие электромагнитной волны с плазмой

Эксперименты, модулирующие взаимодействие электромагнитных волн с протяженной плазмой, размеры которой значительно превышают длину волны излучения, проводились в ряде лабораторий [8-10, 23, 24]. Принципиальные схемы экспериментов были достаточно близки, поэтому при изложении основных результатов будем основываться на материалах экспериментов, выполненных в ИПФ, и для удобства пользования подробно воспроизведем условия этих экспериментов.

В вакуумной камере - 2 (рис. 7), откачиваемой до давления  $p = 5 \cdot 10^{-5}$  торр и заполняемой водородом с давлением  $p = 3 \cdot 10^{-4}$  торр, с помощью высокочастотного индукционного разряда ( $f_{\text{и}} = 4,5$  МГц) создавалась плазма [9]. Слой плазмы имел квазиплоскую структуру с характерными размерами: толщина слоя  $L_{\text{п}} \approx 40$  см, диаметр

$L_{\perp} \approx 70$  см. Эти размеры слабо зависели от концентрации плазмы в слое, поэтому распределение плазмы можно характеризовать величиной концентрации в максимуме  $N_m$ , которая могла достигать значения  $10^{12}$  см $^{-3}$ . \*) Температура электронов плазмы составляла  $T_e \approx 10$  эВ, температура ионов  $T_i \approx 0,5$  эВ.



Р и с. 7. Схема экспериментальной установки [9]:  
 1 - приемный рупор, 2 - вакуумная камера, 3 - СВЧ-поглотитель, 4 - индуктор, 5 - многосеточный анализатор, 6 - зонд Ленгмюра, 7, 9 - СВЧ-переход, 8 - вакуумное уплотнение, 10 - согласующие устройства, 11 - направленный ответвитель, 12 - генератор

Плазменный слой облучался импульсом излучения десятисантиметрового ( $\lambda_0 = 10$  см) диапазона длительностью  $\tau = 12$  мкс. Излучателем являлся открытый конец прямоугольного волновода -7 размером  $15 \times 15$  см $^2$ , расположенного на расстоянии 25 см от центра слоя.

Прошедший сквозь плазму сигнал регистрировался с помощью рупорной антенны - 1, расположенной на оси камеры. Внутренняя поверхность камеры была покрыта материалом, поглощающим электромагнитные волны (3) для того, чтобы электромагнитная волна не отражалась от металлических стенок и не огибала плазменного слоя. Распределение электри-

\*) Величина  $N_m$  контролировалась с помощью измерения отсечки слабых СВЧ сигналов.

ческого поля в формируемом волновом пучке имело довольно сложную пространственную структуру: в отсутствие плазмы поперечная компонента электрического поля  $E_x$  имела максимум на оси камеры ( $x=y=0$ ), тогда как продольная компонента  $E_z$  на оси обращалась в нуль ( $E_z=0$ ) и достигала максимума на периферии. Характерный поперечный размер волнового пучка в области критической концентрации составлял порядка  $2\lambda_0$ .

Интенсивность электромагнитной волны удобно характеризовать величиной отношения  $v_E/v_{Te}$  ( $v_E = eE_0/m\omega$  - скорость высокочастотных осциллирующий электрона,  $E_0$  - амплитуда поля в вакууме в выходном сечении волновода,  $v_{Te}$  - тепловая скорость электронов). В условиях эксперимента параметр нелинейности менялся в пределах  $10^{-2} < v_E/v_{Te} < 0,5$ .

Согласование. При облучении плазменного слоя волной малой амплитуды, для которой заведомо можно пренебречь нелинейностью взаимодействия, был обнаружен эффект полного согласования волнового пучка с плазмой [25]. Этот эффект, реализовавшийся в достаточно узкой области параметров плазмы  $N_m = 1,4 N_{кр}$ , заключался практически в полном исчезновении отраженного и прошедшего сигналов и, следовательно, в увеличении коэффициента поглощения волны в плазме до 100% (рис.8). С помощью обычного СВЧ зонда, имевшего пространственное разрешение 1-2 см, было также исследовано распределение интенсивности электрического поля ( $E_x^2 + E_z^2$ ) вдоль оси камеры.\*) При  $N_m = 1,4 N_{кр}$  действительно наблюдалось существенное изменение характера картины - пропадала стоячая структура волны в области прозрачности, что связано с уменьшением коэффициента отражения, и происходило значительное усиление поля вблизи слоя  $N = N_{кр}$ .

В работах [26,27] предложено объяснение эффекта полного согласования, связанное с возможностью существования в плазме вблизи слоя с  $N = N_{кр}$  квазилокализованной моды. Эта мода может резонансно возбуждаться падающей волной и затем трансформироваться в плазменные колебания, которые передают свою энергию электронам плазмы.

\*) К сожалению, используемый зонд не позволял различать поляризацию электрического поля.

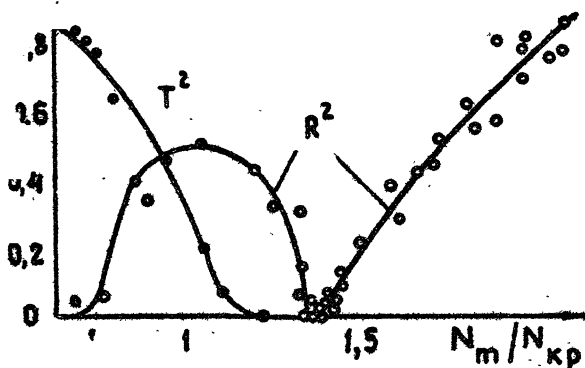
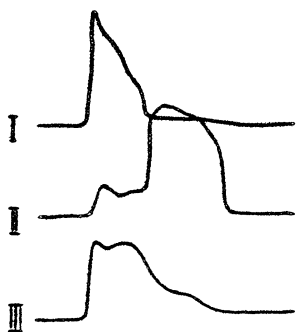


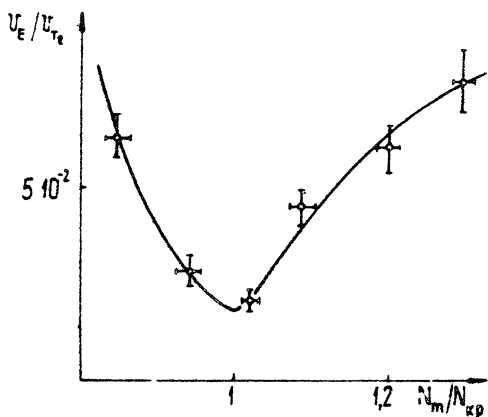
Рис. 8. Зависимость коэффициента отражения  $R^2$  и коэффициента прохождения  $T^2$  плазменного слоя от плотности плазмы в центре слоя

нелинейные электродинамические характеристики. Существенная зависимость линейных электродинамических характеристик слоя плазмы от величины концентрации в максимуме  $N_m/N_{кр}$  проявлялась и при нелинейном взаимодействии излучения с плазмой. Если плотность плазмы меняется в пределах  $0,8 \leq N_m/N_{кр} \leq 1,3$ , основную роль, по-видимому, играют нелинейные эффекты, связанные только с поперечной компонентой электрического поля  $E_x$ . В этой области параметров реализуется эффект аномально быстрой нелинейной прозрачности слоя плазмы, который возникает, если амплитуда падающей волны превышает некоторое пороговое значение (грубо  $v_E/v_{Te} > 10^3$ ). На рис.9 приведены типичные осциллограммы прошедшего и отраженного сигналов. Увеличение амплитуды прошедшего сигнала происходит за время, значительно меньшее времени макроскопического перераспределения плотности плазмы на размере слоя, которое в умеренно сильных полях может происходить с ионнозвуковой скоростью. Зависимость порога просветления от параметра  $N_m/N_{кр}$ , измеренная в [9], дана на рис.10. Аналогичный вид имеет пороговая кривая, снятая недавно в [24] для более широкой области значений плотности плазмы  $N_m/N_{кр} \leq 3$ . В этой же работе показано, что эффект просветления и его характеристики не зависят от типа поляризации

электрического поля падающей волны - нелинейная прозрачность слоя наблюдается как в случае линейно, так и в случае циркулярно поляризованного излучения.



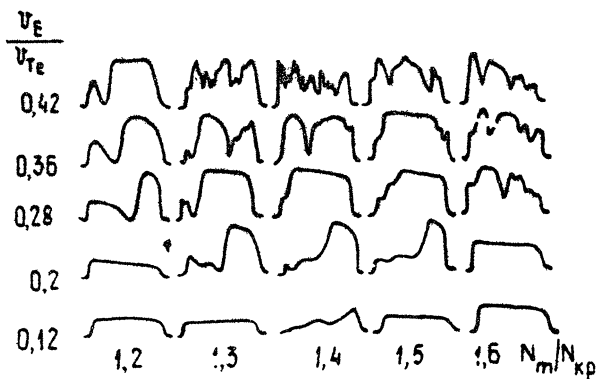
Р и с.9. Осциллограммы прошедшего (I) и отраженного (II) сигналов и тока быстрых электронов на многосеточный зонд (III)



Р и с.10. Зависимость порога просветления от плотности плазмы

На рис.11 приведено семейство осциллограмм, иллюстрирующих типичные изменения отраженного от слоя импульса в некоторой области параметров  $U_E/U_{Te}$ ,  $N_m/N_{кр}$ . Как и следовало ожидать, наименьшим порогом обладают нелинейные искажения отраженного импульса в плазме с  $N_m/N_{кр} \approx 1,4$ , в которой существует линейный эффект полного согласования волны со слоем. С увеличением  $U_E/U_{Te}$  происходит рассогласование волны со слоем, т.е. возрастание отраженного сигнала при практически полном отсутствии прошедшей волны. Взаимодействие является существенно нестационар-

ным — коэффициентом отражения оказывается немонотонной функцией времени. При увеличении  $U_E/U_{Te}$  изрезанность импульса возрастает.

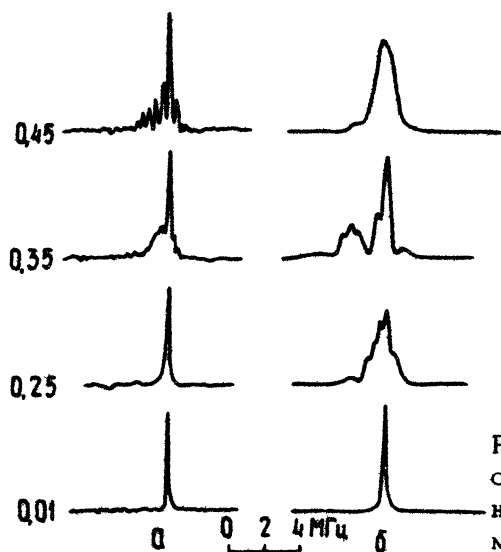


Р и с. 11. Осциллограммы отраженного сигнала при различных значениях плотности плазмы и параметра  $U_E/U_{Te}$

Спектральные характеристики колебаний. Одновременно с регистрацией прошедшего и отраженного импульсов производился спектральный анализ электромагнитных сигналов, высокочастотных и низкочастотных электрических полей в плазме и измерение функций распределения электронов в области взаимодействия. Исследование этих характеристик показывает, что не существует принципиальных качественных различий в их поведении во всей области изменения плотности плазмы — от параметра  $N_m/N_{кр}$  зависят только количественные значения измеряемых величин. Поэтому ниже, не обсуждая отдельно режимы нелинейного просветления и резонансного согласования, приведем лишь экспериментальные данные, иллюстрирующие общие качественные закономерности.

Спектральный анализ отраженных импульсов показал, что заметное уширение спектров наблюдалось лишь в момент резкого изменения коэффициента отражения. На рис.12,а дана диаграмма спектров отраженной волны в зависимости от параметра  $U_E/U_{Te}$ , для значения  $N_m/N_{кр}$ , соответствующего

минимальному порогу искажений спектра. Измерения проведены по начальной части импульса с длительностью строба  $\tau_{\text{стр}} = 5$  мкс. С ростом амплитуды падающей волны спектр несколько уширяется, а затем появляется интенсивный красный спутник шириной до 4 МГц ( $\Delta\omega/\omega_0 \approx 10^{-3}$ ). В режиме, в котором отраженный импульс становится сильно изрезанным, происходит дополнительное дробление спутника на линии с шириной, не превышающей 1 МГц.



Р и с.12. Характерные спектры отраженного сигнала и сигнала, наводимого на СВЧ-зонде

На рис.12,б приведены типичные спектры высокочастотных электрических полей в плазме. Измерения проводились с помощью вводимого в плазму коаксиального микрозонда (длина 0,2 мм, толщина 0,05 мм), позволявшего регистрировать спектры не только высокочастотных, но и низкочастотных ( $\omega \ll \omega_0$ ) колебаний.

При малых превышениях амплитуды волны над пороговым значением изменения высокочастотного спектра аналогичны изменениям в спектре отраженного сигнала. Однако при больших значениях  $U_E/U_{Te}$  спектр плазменных колебаний ведет себя иначе: спутник исчезает и только уширяется основная линия.

Низкочастотные колебания имеют широкий спектр с  $\Delta\omega \sim \omega$ . Максимальная интенсивность ионнозвуковых шумов достигается в условиях резонансного согласования. В ростом параметра  $v_E/v_{Te}$  положение максимума спектра сдвигается в область более высоких частот (рис.13), однако при всех значениях  $v_E/v_{Te} \leq 0,5$  частота возбуждаемых ионнозвуковых колебаний оказывалась много меньшей ионной плазменной частоты ( $f_{pi} \approx 70$  МГц).

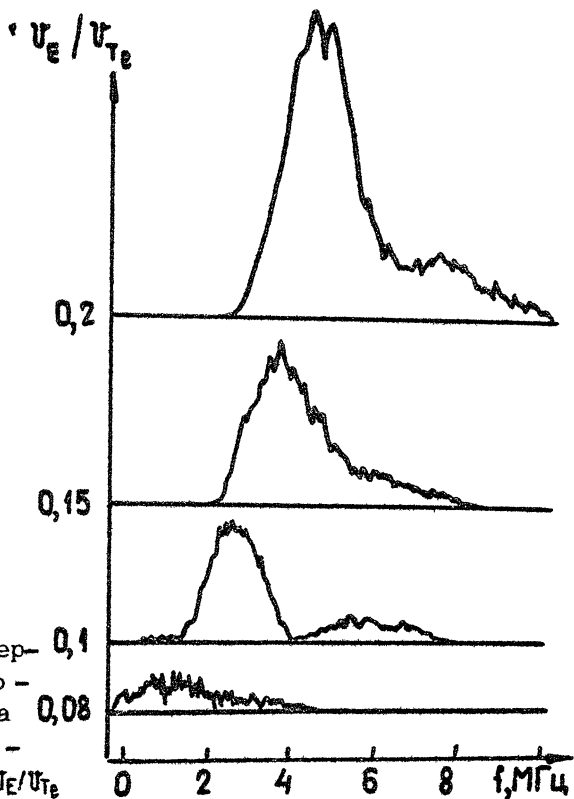


Рис.13. Характерные спектры низкочастотного сигнала при различных значениях параметра  $v_E/v_{Te}$

Ускорение электронов. Изменения функции распределения электронов в процессе воздействия электромагнитной волны на слой плазмы изучались с помощью многосеточных электростатических анализаторов энергии частиц. Использовались коллимированные анализаторы, позволявшие вырезать

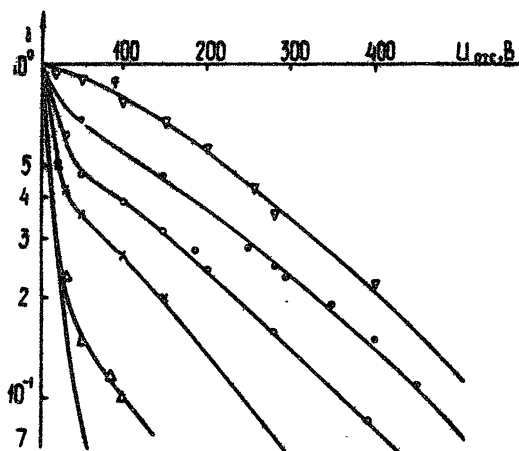


узконаправленные пучки электронов. Функция распределения электронов по энергиям в этом случае определяется простым дифференцированием зависимости тока на коллектор зонда  $J_k$  от напряжения на отсекающей сетке  $U$ .

В эксперименте проводилось измерение функций распределения электронов, движущихся в трех ортогональных направлениях: вдоль оси слоя  $Z$  за слоем плазмы (1); в направлении электрического поля волны накачки в волноводе  $[x$  (2); вдоль оси  $\vec{U}$ , перпендикулярно вектору электрического поля и градиенту концентрации (3). Во всех трех случаях зонды располагались вне области, занятой полем, так что анализировались только вылетевшие из плазмы электроны, которые смогли преодолеть барьер, определяемый электростатическим потенциалом плазмы. Следовательно, при таком измерении функция распределения заметно искажается в области малых энергий.

Взаимодействие излучения с плазмой сопровождалось увеличением тока быстрых электронов на зонд при любой ориентации зонда. Качественное поведение этого тока для всех трех ортогональных направлений было подобным, однако количественные характеристики заметно различались. Появление быстрых электронов наблюдалось, когда амплитуда падающей волны превышала некоторое пороговое значение. Величина порогового поля зависела как от величины  $N_m/N_{кр}$ , так и от направления ускорения электронов. Для всех направлений порог был минимальным при  $N_m/N_{кр} \approx 1,4$ , но наименьшим значением порогового поля характеризовалось ускорение электронов в  $T$ -направлении. Величина тока быстрых электронов в  $T$ -направлении существенно превышала ток быстрых электронов в направлении градиента плотности даже в условиях полного согласования. Зависимость зондового тока от времени была принципиально немонотонной и хорошо коррелировала с осциллограммами отраженного и прошедшего сигналов (см. рис. 9). В течение импульса протекало несколько циклов эффективного поглощения излучения, отличающихся характером ускорения электронов. В частности, быстрые электроны в направлении  $\vec{U}, \vec{E}, \nabla N$  появлялись лишь в условиях сильной нестационарности в моменты, когда отраженный сигнал достигал максимального значения.

На рис.14 изображены характерные зондовые кривые, снятые при  $N_m/N_{кр}=1,4$  и различных значениях  $U_E/U_{Te}$ . Обратка этих кривых показывает, что энергетическое распределение электронов хорошо аппроксимируется суперпозицией двух максвелловских функций с различными плотностями и температурами, причём температура горячей компоненты значительно превышает температуру основной компоненты  $T_e^{(r)} \gg$

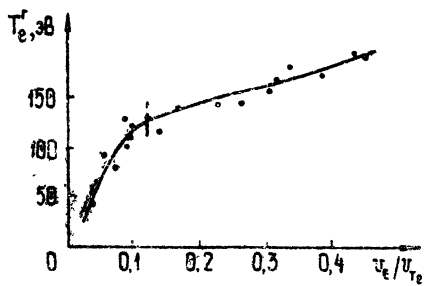


Р и с. 14. Характерные зависимости тока многосеточного зонда от величины анализирующего потенциала при  $N_m=1,4 N_{кр}$  и различных значениях параметра  $U_E/U_{Te}$

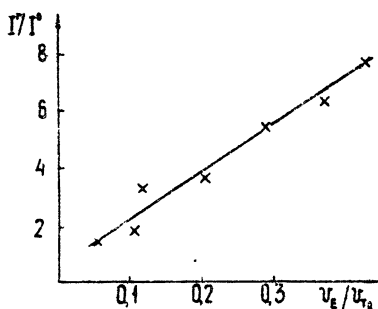
Зависимость эффективной температуры быстрых электронов от параметра  $U_E/U_{Te}$  (рис.15) имеет два участка: при  $U_E/U_{Te} < 0,1$  происходит быстрый рост  $T_e^{(r)}$  до значений  $\sim (100 \pm 130)$  эВ, дальнейшее увеличение температуры замедляется; при  $U_E/U_{Te} = 0,5$  она достигает  $T_e^{(r)} = 200$  эВ.

Число быстрых электронов с ростом  $U_E/U_{Te}$  значительно увеличивается, однако определить долю горячей компоненты по зондовым измерениям не удастся из-за обсуждавшегося выше отсекающего действия электростатического потенциала плазмы. Качественную информацию о росте плотности горячей компоненты дает приведенная на рис.16 зависимость

относительного увеличения полного тока на зонд (при нулевом значении задерживающего потенциала) от параметра  $U_E/U_{Te}$ .



Р и с.15. Зависимость эффективной температуры быстрых электронов от параметра  $U_E/U_{Te}$ .



Р и с.16. Зависимость плотности горячей компоненты от параметра  $U_E/U_{Te}$ .

Обсуждение результатов. Описанная выше общая картина взаимодействия имеет достаточно сложный характер. По-видимому, это в значительной степени связано со сложностью пространственного распределения электрического поля и сравнимостью размеров плазменного слоя с длиной волны излучения. При интерпретации полученных экспериментальных результатов целесообразно рассматривать отдельно нелинейные эффекты в двух предельных случаях взаимодействия: режиме нелинейного просветления плазмы, реализующемся при  $1 \leq N_m/N_{кр} \leq 1,35$ , и режиме резонансного согласования  $N_m/N_{кр} \approx 1,4$ .

В первом режиме вся совокупность наблюдавшихся в эксперименте эффектов, может явиться следствием развития в плазме модуляционной неустойчивости. В этой облас-

ти параметров наличие составляющей электрического поля  $E_z \parallel \nabla N$  не играет принципиальной роли. Для качественного объяснения результатов эксперимента можно воспользоваться простейшей одномерной <sup>\*</sup>) моделью модуляционной неустойчивости в линейно поляризованном поле электромагнитной волны [28]. Развитие неустойчивости приводит к образованию в плазме квазиодномерных солитонных структур и, соответственно, к мелкомасштабному расслоению плазмы перпендикулярно электрическому полю волны. В результате такого расслоения плазма становится прозрачной для исходной электромагнитной волны [28,29]. Проведенный в работах [9,24] анализ экспериментальных данных показал, что они находятся в достаточно хорошем согласии с теоретическими оценками. Из простейшей модели просветления следует выражение для порогового поля нелинейной прозрачности

$$\left( \frac{U_E}{U_{Te}} \right)_{\text{пор}} = \frac{1}{8} \left( \frac{2M}{m} \right)^{1/2} \left( \frac{N_m}{N_{кр}} - 1 \right)^{3/4}. \quad (2)$$

В [24] показано, что экспериментально измеренная зависимость порога от параметра  $N_m/N_{кр}$  качественно согласуется с теоретической (они отличаются на некоторый численный множитель) <sup>\*\*</sup>). Хорошо совпадает с экспериментальным и время просветления, определяемое временем развития модуляционной неустойчивости

$$\tau_{пр} \approx 5 \omega_{pe}^{-1} \left( \frac{m}{3M} \right)^{1/2} \left( \frac{U_E}{U_{Te}} \right)^{-1}. \quad (3)$$

Из выражения (3) получаем, что при минимальном пороговом поле просветления  $U_E/U_{Te} = 2 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tau_{пр} = 2 \cdot 10^{-7}$  с, а в эксперименте  $\tau_{пр} < 3 \cdot 10^{-7}$  с.

<sup>\*</sup>) Учёт неоднородных эффектов приводит лишь к некоторому изменению количественных характеристик.

<sup>\*\*</sup>) При сильной закритичности плазмы  $(N_m/N_{кр} - 1) \gg 1$  такое совпадение, по-видимому, является случайным, так как теоретическая модель [28] справедлива лишь в области слабой нелинейности и малой закритичности плазмы.

Предположение о возникновении в плазме квазиодномерных структур ленгмюровских солитонов (кавитонов) позволяет также объяснить ряд наблюдавшихся особенностей функций распределения ускоренных электронов и, в первую очередь, насыщение температуры быстрых электронов и монотонный рост их плотности с увеличением амплитуды волны  $U_E / U_{Te}$ .

Эффекты, связанные с усилением продольной составляющей поля в области плазменного резонанса и резонансным согласованием, доминируют, если плотность в максимуме близка к значению  $N_m \approx 14 N_{кр}$ . Из нелинейной теории резонансного поглощения следует [15,16], что заметная деформация профиля плотности в области плазменного резонанса происходит, если становится большим нелинейный параметр

$$\eta = \frac{U_E^2}{U_{Te}^2} \frac{l}{\sigma \pi k_0 v_d^2} \gg 1. \quad (4)$$

При выполнении этого условия в спектральном представлении распределения ленгмюровских колебаний  $[z(z)]$  возникают гармоники, бегущие в сторону плотной плазмы и, следовательно, приводящие к появлению электронов, ускоренных в направлении  $\nabla N$  (в линейном режиме, очевидно, электроны ускоряются только в сторону уменьшения плотности). Из условия (4) для порога появления ускоренных электронов в направлении  $\nabla N$  получаем условие  $(U_E / U_{Te})_{порог} > 10^{-2}$ , что неплохо согласуется с измеренным в эксперименте значением  $U_E / U_{Te} \approx 2 \cdot 10^{-2}$ .

В полях, существенно превышающих пороговое, качественная картина взаимодействия в обоих наблюдавшихся режимах оказывается близкой. Учитывая сложность этой картины, не будем проводить детального сравнения полученных результатов с существующими теоретическими моделями, а лишь кратко сформулируем важнейшие экспериментальные утверждения о характере взаимодействия, которые должна описывать теория.

Результаты описанных экспериментов (см. также работу [23]) показали значительную анизотропию энергетических спектров быстрых электронов. Преимущественное ускорение происходит в направлении электрического поля падающей

электромагнитной волны. Это определенно свидетельствует и о значительной анизотропии ответственных за ускорение электронов распределений ленгмюровских колебаний, возбуждаемых в плазме электромагнитной волной.

Измерения спектров низкочастотных электрических колебаний указывают на отсутствие в неизотермической плазме эффективного механизма генерации и накопления коротковолновых ионно-звуковых колебаний. Во всех экспериментах ионно-звуковые спектры достаточно быстро спадают с увеличением частоты и локализованы в области частот  $\omega \ll \omega_{pi}$ .

Наконец, принципиальной является существенная нестационарность всех процессов, возникающих при взаимодействии излучения с плотной плазмой. Эта нестационарность связана, по-видимому, с макроскопическими эффектами перераспределения плотности плазмы в неоднородном поле волнового пучка, возбуждающего ленгмюровскую турбулентность.

#### Л и т е р а т у р а

1. Бродский Ю.Я., Еремин Б.Г., Литвак А.Г., Сахончик Ю.А. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, с.136.  
Батанов Г.М., Силин В.А. - Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, с.445.
2. Геккер И.Р. Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой. М., Атомиздат, 1978.
3. Stenzel R.L., Wong A.V., Kim H.C. - Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p.645.
4. Kim H.C., Stenzel R.L., Wong A.V. - Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p.886.
5. Wong A.V., Stenzel R.L. - Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.727.
6. Wong A.V., Leung P., Eggleston D. - Phys. Rev.Lett., 1977, 39, p.1407.
7. Wong A.V. - Laser Interaction and Related Phenomena, 4B, Plenum Press, 1978, p.783.
8. Brodskii Yu.Ya., Goltsman V.L., Litvak A.G., Nechuev S.I. - Phenomena in Ionized Gases, XIX Int.Conf., Berlin, 1977, 1, p.809.
9. Бродский Ю.Я., Гольдман В.Л., Миронов В.А., Нечуев С.И. - ЖЭТФ, 1978, 78, с.1636.
0. Бродский Ю.Я. Экспериментальные исследования воздействия электромагнитного излучения на плотную плазму, Канд.дис. [Рукопись]. Горький, 1978. (ИФФ АН СССР),

11. Nishikawa K.N., Hojo H., Mima K., Ikezi H. - *Phys.Rev.Lett.*, 1974, 33, p.48.
12. Антипов С.В., Незлин М.В., Снежкин Е.Н., Трубников А.С. - *ЖЭТФ*, 1979, 76, с.1571.
13. Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М., Мир, 1967.
14. Mizuno K., DeGroot J.S. - *Phys.Fluids*, 1979, 22, p.2229.
15. Гильденбург В.Б. Наст.сборник, Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с.83.
16. Коврижных Л.М., Сахаров А.С. Наст.сборник, с.
17. Андреев Н.Е., Силин В.П., Стенчиков А.К. Наст.сборник, с.156.
18. Morales G., Lee Y.C. - *Phys.Rev.Lett.*, 1975, 34, 727; *Phys.Fluids*, 1977, 20, p.1138.
19. Гильденбург В.Б. - *ЖЭТФ*, 1964, 45, с.1978; Гильденбург В.Б., Фрайман Г.М. - *ЖЭТФ*, 1975, 69, с.1601
20. Дегтярев Л.М., Захаров В.Е., Рудаков Л.Н. - *ЖЭТФ*, 1975, 68, с.115.
21. Thornhill S.G., D. ter Haar - *Phys.Rev.*, 1978, 43, N2.
22. Миллер М.А. - *Изв.вузов. Радиофизика*, 1958, 1, с.113.
23. Батанов Г.М., Силин В.А. - *Тр. ФИАН*, 92, М., Наука, 1977, с.3.
24. Батанов Г.М., Задирака Ю.В., Левитский С.М., Силин В.А. Цыганков В.А. - *Препринт № 160*, М., -ФИАН, 1979.
25. Бродский Ю.Я., Гольцман В.Л., Нечуев С.И. - *Письма в ЖЭТФ*, 1976, 24, с.547.
26. Жаров А.А., Кондратьев И.Г., Миллер М.А. - *Письма в ЖЭТФ*, 1977, 25, с.355.
27. Алиев Ю.М., Вукович С.В., Градов О.М., Кирий А.Ю., Чадеж В. - *Письма в ЖЭТФ*, 1977, 25, с.365.
28. Литвак А.Г., Миронов В.А., Фрайман Г.М. - *Письма в ЖЭТФ*, 1975, 22, с.368; Литвак А.Г., Миронов В.А., Фейгин А.М. - *ЖЭТФ*, 1979, 77, с.1360.
29. Литвак А.Г., Фрайман Г.М. - *Наст.сборник, Горький*, с.50.

# СО Д Е Р Ж А Н И Е

От редактора .....	3
А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко . Сильная ленгмюровская турбулентность и ее макроско- пические следствия .....	6
А.Г.Литвак, Г.М.Фрайман. Модуляционная неустойчивость ленгмюровских колебаний в поле электромагнитной вол- ны .....	50
В.Б.Гильденбург. Скачок плотности плазмы в поле силь- ной электромагнитной волны и его влияние на эффектив- ность резонансного поглощения .....	83
Л.М.Коврижных, А.С.Сахаров. Динамика взаимодействия ВЧ поля с неоднородной плазмой и ускорение частиц в области плазменного резонанса .....	117
Н.Е.Андреев, В.П.Силин, Г.Л.Стенчиков. Динамика па- раметрической турбулентности плазмы .....	156
Ю.Я.Бродский, В.Л.Гольцман, А.Г.Литвак, С.И.Нечуев. Экспериментальное исследование резонансного взаимо- действия интенсивных электромагнитных волн с изо- тропной плазмой .....	186



#### УДК 533.951

Сильная ленгмюровская турбулентность и ее макроскопические следствия. Г а л е е в А.А., С а г д е е в Р.З., Ш а п и р о В.Д., Ш е в ч е н к о В.И. - В кн.: Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 6.

Рассматривается теория сильной турбулентности, основанная на представлении о коллапсе ленгмюровских волн, как механизме накачки коротковолновых колебаний. Развита теория квазистационарной турбулентности в предположении, что энергия ленгмюровских волн, возбуждаемых внешним источником, вследствие коллапса перекачивается в область сильного затухания Ландау. Определен спектр турбулентности, вычислена эффективная частота соударений, характеризующая скорость поглощения энергии внешнего источника. Обсуждаются макроскопические следствия коллапса ленгмюровских волн при поглощении электромагнитной волны в окрестности плазменного резонанса и в приложении к релаксации электронных пучков. Ил.9, список лит.43 назв.

#### УДК 533.951

Модуляционная неустойчивость ленгмюровских колебаний в поле электромагнитной волны. Л и т в а к А.Г., Ф р а й м а н Г.М. - В кн.: Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой. Горький, ИПФ АН СССР, 1980 с.50.

В обзоре излагаются существующие представления о сильной ленгмюровской турбулентности, возбуждаемой в однородной плазме монохроматической электромагнитной волной. Последовательно рассмотрены обоснование модельных уравнений, описывающих ленгмюровские колебания во внешнем поле, одномерные модели нелинейной стадии модуляционной неустойчивости, коллапс неоднородных ленгмюровских кавитонов, макроскопические характеристики сильной турбулентности и самовоздействия электромагнитной волны. Ил.5, список лит. 41 назв.

### УДК 533.951

Скачок плотности плазмы в поле сильной электромагнитной волны и его влияние на эффективность резонансного поглощения. Г и л ь д е н б у р г В.Б. – В кн.: Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с.83.

Дано систематическое изложение теории стационарной нелинейной деформации резонансной области неоднородной плазмы в поле сильной электромагнитной волны. На квазистатических моделях определены условия возникновения, параметры и структура самосогласованного скачкообразного перехода поля и плотности через поверхность плазменного резонанса. Исследовано влияние такого перехода на эффективность процессов столкновительного поглощения и трансформации волн в неоднородной плазме. Приведены результаты численного расчёта плоскостных плазменно-полевых структур, формируемых сильной волной  $\rho$ -поляризации. Ил.8, список лит. 41 назв.

### УДК 533.951

Динамика взаимодействия ВЧ поля с неоднородной плазмой и ускорение частиц в области плазменного резонанса. К о в р и ж н ы х Л.М., С а х а р о в А.С. – В кн.: Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с.117.

В рамках модели однородного поля накачки показано, что в условиях, когда в резонансной области существенную роль играет ВЧ давление самосогласованного поля, решение вых дит на квазипериодический режим генерации пиков ленгмюровских колебаний и каверн ионной плотности (кавитонов). На начальной стадии развития процесса электроны ускоряются преимущественно в направлении уменьшения плотности плазмы, а затем при формировании кавитонов происходят двусторонние выбросы ускоренных электронов. Получены оценки для энергии ускоренных ионов в сильном поле накачки, когда существенную роль играют эффекты, связанные с электронной нелинейностью. Ил.12, список лит. 47 назв.

УДК 533.951

Динамика параметрической турбулентности плазмы. А н д р е е в Н.Е., С и л и н В.П., С т е н ч и к о в Г.Л. - В кн.: Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с.156.

Численно исследована динамика нелинейного взаимодействия  $\beta$ -поляризованной электромагнитной волны с неоднородной плазмой. Исходная самосогласованная одномерная система уравнений учитывает влияние пондеромоторной силы на гидродинамическое течение плазмы и квазилинейную релаксацию функции распределения электронов по скоростям. Выявлены динамика изменения плотности плазмы и поглощения плазмой энергии электромагнитного поля, характер распределения электронов по скоростям. Рассмотрена генерация второй гармоники излучения. Обнаружено существование двух качественно различных режимов взаимодействия, зависящих от градиента скорости течения плазмы в окрестности критической плотности. Ил.11, список лит.32 назв.

УДК 533.951

Экспериментальное исследование резонансного взаимодействия интенсивных электромагнитных волн с изотропной плазмой. Б р о д с к и й Ю.Я., Г о л ь ц м а н В.Л., Л и т в а к А.Г., Н е ч у е в С.И. - В кн.: Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с.186.

Дан краткий обзор существующих модельных экспериментов с целью сформулировать выводы, важные для построения теории взаимодействия сильных электромагнитных волн с изотропной плазмой. В первой части проанализированы результаты известных квазистатических экспериментов по исследованию структуры и динамики элементарной ячейки взаимодействия - кавитона. Во второй - приведены сведения о нелинейных процессах, полученные на основании выполненных авторами измерений интегральных характеристик прошедшей и отраженной электромагнитных волн и плазменных колебаний, энергетических функций распределения электронов, Ил. 16, список лит. 29 назв.

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН  
С БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМОЙ**

**Сборник научных трудов**

**Редактор            Н.А.Городецкая  
Техн. редактор    А.И.Елисеева  
Корректор           И.С.Ипагова**

**МЦ 19016. Подписано к печати    7.07.1980.  
Формат 60x90/16. Бумага офсетная №1.  
Усл.печ.л. 13,3.    Уч.-изд.л. 10,27.    Тираж 500.  
Заказ 131.    Темплан 1980г. Поз.1.Цена 1р.50к.**

---

**Отпечатано на ротапринте в Институте прикладной  
физики АН СССР, 603600, г.Горький, ул.Ульянова,46**