

О ВЛИЯНИИ ЗАХВАЧЕННЫХ ЧАСТИЦ НА МОДУЛЯЦИОННУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЕННОЙ ВОЛНЫ

М.И. С и т н о в

Важное место в физике плазменных ускорителей высоких энергий занимает проблема устойчивости плазменной волны большой амплитуды, в поле которой осуществляется ускорение частиц [1-3]. Неустойчивости (в частности, модуляционная неустойчивость [1]) являются одним из факторов, ограничивающих время ускорения и затрудняющих реализацию главного преимущества волн плотности заряда — исключительно высокого темпа ускорения [2]. Среди предлагаемых для модуляционной неустойчивости контрмер рассматриваются укорочение лазерного импульса до пикосекундного диапазона, возбуждение второй бернштейновской моды, а также быстрая перекачка энергии от волны к ускоряемым захваченным частицам в поперечном магнитном поле [2, 4, 5]. Но в последнем случае существенное уменьшение инкремента неустойчивости достигается ценой не менее быстрого, чем бездиссипативная модуляция, затухания волны и не увеличивает время ускорения. Однако оказывается, что стабилизация модуляционной неустойчивости захваченными частицами возможна и без затухания волны в целом. При адиабатической модуляции амплитуды волны изменение энергии осцилляций захваченных частиц поперек фронта волны пропорционально изменению ее амплитуды. В этом случае захваченные частицы демпфируют только модуляцию, не влияя на глобальное затухание волны.

Запишем уравнения нелинейной геометрической оптики [6, 7] для системы продольная волна — захваченные частицы в виде

$$\frac{\partial}{\partial t}(a^2 + \tau^\infty) + \frac{\partial}{\partial x}(c_g a^2 + c\tau^{01}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + v_g \frac{\partial k}{\partial x} + \alpha \frac{\partial a^2}{\partial x} = 0, \quad v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}. \quad (2)$$

Здесь αa^2 - нелинейный сдвиг частоты, $a = (4\pi)^{-1/2} E$ - нормированная амплитуда волны, распространяющейся в плазме плотности n с групповой скоростью v_g при фазовой скорости $v_{ph} \gg v_g$ и нагруженной захваченными частицами плотности $n_{TR} \ll n$. В уравнениях (1), (2) не учитываются слагаемые, связанные с дисперсионным распылением пакета, что справедливо при значительном превышении порога модуляционной неустойчивости, возникающего из-за этого распыления (см., например, [7]). В то же время в уравнение энергетического баланса (1) включены компоненты τ^{ij} тензора энергии-импульса захваченных частиц, рассматриваемых как поток осцилляторов. При достаточно большой частоте колебаний захваченных частиц в поле волны ω_{TR} (см. ниже) для их описания можно использовать адиабатическое приближение в дополнение к адиабатическому приближению Уитема для волн [6]. Адиабатическое приближение позволяет выделить в тензоре τ^{ij} зависимость от параметров a и k . В простейшем случае у дна потенциальной ямы

$$\tau^{00} = \epsilon a^{1/2} k^{3/2} j_{ph}^{1/2}, \quad j_{ph} = \left(1 - \frac{v_{ph}^2}{c^2}\right)^{-1/2}, \quad (3)$$

$$\tau^{0i} = \epsilon a^{1/2} k^{1/2} \omega j_{ph}^2 c^{-1}, \quad \epsilon = \text{const}. \quad (4)$$

Стандартная процедура линеаризации и фурье-анализа системы (1), (2) при $\omega \gg |\alpha| a^2$ и $\mu = 1/4 \tau^{00} a^2 \ll 1$ приводит к следующему результату для комплексной частоты модуляции $\tilde{\omega}$ как функции волнового числа \tilde{k} :

$$\tilde{\omega} = \tilde{k} \left\{ v_g + \frac{1}{2} \mu v_{ph} \pm \left[\frac{1}{4} \mu^2 v_{ph}^2 + 2 \mu v_N v_{ph} + \alpha a^2 (v_g)_k \right]^{1/2} \right\}, \quad v_N = \frac{\alpha a^2}{k} \left(1 - \frac{v_{ph}^2}{c^2 j_{ph}^2}\right). \quad (5)$$

Таким образом, при учете осцилляций захваченных частиц модуляционная неустойчивость имеет порог по амплитуде

$$\mu < 4 \frac{|v_N|}{v_{ph}} \left\{ -\text{sign } \alpha + \left[1 - \frac{\alpha a^2 (v_g)_k}{4 v_N^2} \right]^{1/2} \right\}. \quad (6)$$

В частности, для плазмы с тепловой скоростью электронов $v_T \ll (v_N c)^{1/2}$ и ленгмюровской волны с фазовой скоростью $v_{ph} \sim c$

неустойчивость, связанная с электронной нелинейностью $|\alpha|a^2 \sim \omega \times \frac{3}{16} v_E^2 c^{-2}$ [1, 8] ($v_E = eE(m\omega)^{-1}$ - амплитуда осцилляций в волне нерезонансных частиц основной массы плазмы), может быть подавлена при плотности захваченных частиц

$$n_{TR} \approx \frac{3}{2} n \left(\frac{v_E}{c} \right)^3 \gamma'^{-2} \rho h. \quad (7)$$

С увеличением плотности захваченных частиц возрастает роль их когерентного излучения, нарушающего адиабатичность и приводящего к модуляции волны из-за сателлитной неустойчивости [9].

Максимальный инкремент этой неустойчивости $\delta \sim \left(\frac{n_{TR}}{n} \right)^{2/3} \left(\frac{\omega}{2\omega_{TR}} \right)^{1/3} \omega$ в пределе "холодного" пучка [10] ограничивает максимальный прирост энергии частиц $\Delta \mathcal{E} \sim e E c \delta^{-1}$ на уровне порядка 10 МэВ при параметрах $E \sim 5 \cdot 10^6$ В/см, $k \sim 6 \cdot 10^2$ см⁻¹, $n \sim 10^{17}$ см⁻³, типичных для современных экспериментов [2], и может быть значительно уменьшен при учете конечной температуры пучка и нелинейности потенциальной ямы вплоть до полной стабилизации неустойчивости на нелинейной стадии из-за перемешивания фаз колебаний захваченных частиц [11].

Описанный эффект предполагает многократное отражение от фронта волны, по крайней мере части захваченных частиц. Поэтому условие медленности модуляции относительно колебаний этих частиц запишем для случая ускорения вдоль фронта волны [2, 4, 5]:

$$\tilde{\omega} \ll \omega_{TR} \ll \omega_p \gamma'^{-3/2} \rho h^{-1/2} \left(\frac{n_W}{n} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Здесь n_W - амплитуда осцилляций электронной плотности в волне, γ' - релятивистский фактор dampирующих захваченных частиц в движущейся с волной системе отсчета.

Автор глубоко благодарен Л.М. Горбунову, А.П. Кропоткину, А.А. Рухадзе и О.О. Трубачеву за обсуждение работы и ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

- [1] Богомолов Я.Л., Литвак А.Г., Фейгин А.М. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, в. 1, с. 12-15.
- [2] Файнберг Я.Б. - Физика плазмы, 1987, т. 13, в. 5, с. 607-625.
- [3] Salimullah M d. - Phys. Rev. A, 1986, v. 33, N 5, p. 3537-3539; v. 34, N 3, p. 2210-2214.
- [4] Грибов Б.Э., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, в. 2, с. 54-58.

- [5] С и т н о в М.И. - Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, в. 1, с. 89-92.
- [6] К а р п м а н В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973. 175 с.
- [7] Г а л е е в А.А., С а г д е е в Р.З. В сб.: Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1973, в. 7, с. 3-145.
- [8] Ц и н ц а д з е Н.Л. - ЖЭТФ, 1970, т. 59, в. 10, с. 1251-1253.
- [9] Ш а п и р о В.Д., Ш е в ч е н к о В.И. - ЖЭТФ, 1969, т. 57, в. 12, с. 2066-2078.
- [10] К у з е л е в М.В., Р у х а д з е А.А. - Физика плазмы, 1981, т. 7, в. 1, с. 91-96.
- [11] М е е р с о н В.И., С а с о р о в П.В., Ш к л я р Д.Р. - Физика плазмы, 1980, т. 6, в. 5, с. 1074-1080.

Поступило в Редакцию
22 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

ТОКОВЫЕ ПЕРЕСТРОЕЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
InGaAsP/InP -ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ С ВНЕШНИМ
ДИСПЕРСИОННЫМ РЕЗОНАТОРОМ

М.И. Б е л о в о л о в; Д.З. Г а р б у з о в,
Е.М. Д и а н о в, С.В. З а й ц е в,
А.П. К р ю к о в, И.С. Т а р а с о в

Интерес к изучению свойств полупроводниковых лазеров с внешним резонатором (ПЛВР), несмотря на большое количество работ, по-прежнему не ослабевает. Это объясняется тем, что для некоторых практических применений (когерентная оптическая связь, лазерная спектроскопия) именно внешний резонатор обеспечивает одностотный режим работы лазера с узкой (< 1 мГц) или предельно узкой (< 1 кГц) линией генерации. Кроме того, у ПЛВР в режиме автостабилизации одностотной генерации значительно расширяется диапазон непрерывной перестройки частоты. Режим автостабилизации подробно исследовался в работах [1, 2]. Здесь отметим, что в режиме автостабилизации, в отличие от обычного одностотного режима, отсутствуют периодические изменения мощности генерации, вызванные переключением продольных мод внешнего резонатора (при изменении тока или длины внешнего резонатора). Одностотная генерация в этом случае во всем диапазоне тока (или во всем диапазоне изменения длины внешнего резонатора) от возникновения и до срыва происходит на одной моде.

В упомянутых выше работах исследовались ПЛВР с активным элементом на основе *AlGaAs* ($\lambda \sim 0.85$ мкм). Однако этот