



# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. А. Азаренков, А. Н. Кондратенко,  
В. В. Костенко, Параметрическое возбуж-  
дение поверхностных волн в пристеночном  
слое плазмы, *Письма в ЖТФ*, 1988, том 14,  
выпуск 6, 564–566

Использование Общероссийского математического портала  
Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны  
с пользовательским соглашением  
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:  
IP: 18.97.14.87  
15 февраля 2025 г., 09:34:42



## Л и т е р а т у р а

- [1] Г у р е в и ч А.Вл., М и н ц Р.Г., Р а х м а н о в А.Л.  
Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987.  
240 с.
- [2] Г р и г о р ь е в В.А., П а в л о в Ю.М., А м е т и с т о в Е.В.  
Кипение криогенных жидкостей. М.: Энергия, 1977. 288 с.

Институт высоких температур  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
27 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

### ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ПРИСТЕНОЧНОМ СЛОЕ ПЛАЗМЫ

Н.А. А з а р е н к о в, А.Н. К о н д р а т е н к о,  
В.В. К о с т е н к о

В работах [1–3] было показано, что на границе металла с плазмой при учете теплового движения электронов могут существовать волны поверхностного типа. Дисперсионные свойства этих волн, топографии полей отличаются от поверхностных волн (ПВ), существующих на границе плазма–диэлектрик [1, 4]. Так, ПВ в структуре плазма–металл в области частот  $\omega^2 \ll \omega_p^2$  ( $\omega_p$  – электронная плазменная частота) – потенциальны, а в структуре плазма–диэлектрик в этом диапазоне частот – электромагнитные, с совершенно разными законами дисперсии. Граница плазма–диэлектрик является плоскостью максимальной амплитуды для всех компонент электромагнитного поля ПВ [4]. Для ПВ на границе плазма–металл это не так [1, 2]. Возбуждение ПВ на границе плазма–металл пучками электронов было рассмотрено в [5]. Однако возможно также параметрическое возбуждение ПВ, которое рассматривается в данном сообщении. При этом возбуждаются ПВ на границах плазмы с вакуумом и с металлом.

Пусть падающая из вакуума на слой плазмы, граничащей с металлом, электромагнитная  $E$ -волна (вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости падения), образует угол  $\alpha$  с нормалью к границам слоя. Система координат выбрана таким образом, что вакуум занимает область пространства  $x > a$ , в области  $0 < x < a$  – плазма, а в области  $x < 0$  – металл. Ось  $z$  направлена вдоль границы плазма–металл. Зависимость от координаты  $y$  отсутствует. Границы плазма–вакуум и плазма–металл предполагаем резкими. Частота падающей ЭМВ  $\omega_0 < \omega_p$ , т.е. поле в плазме экспоненциально убывает от границы.

Если обратные глубины скинирования ПВ, распространяющихся на границе плазма-вакуум ( $\alpha^{(v)}$ ), и ПВ на границе плазма-металл ( $\alpha^{(m)}$ ) удовлетворяют условиям

$$\alpha^{(v)a}, \alpha^{(m)a} \gg 1, \quad (1)$$

то плазму можно считать полуограниченной для обеих волн и рассматривать отдельно возбуждение ПВ на разных границах раздела. Конечность поперечных размеров слоя плазмы нужно учитывать только для поля внешней скинирующей ЭМВ. При этом амплитуды волны накачки для возбуждения ПВ на обеих границах будут отличаться на экспоненциальный множитель, показатель которого пропорционален размерам слоя.

Для эффективного возбуждения ПВ должны выполняться условия пространственно-временного синхронизма для волн на обеих границах:

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \omega_1^{(v)} + \omega_2^{(v)} = \omega_1^{(m)} + \omega_2^{(m)}, \\ k_{z0} &= k_{z1}^{(v)} + k_{z2}^{(v)} = k_{z1}^{(m)} + k_{z2}^{(m)}. \end{aligned} \quad (2)$$

Так как  $\omega_1^{(m)2}, \omega_2^{(m)2} \ll \Omega_e^2$ , то из (2) следует, что частота волны накачки  $\omega_0^2 \ll \Omega_e^2$ . При таких частотах ПВ на границе плазмы с металлом потенциальные, а на границе с вакуумом — электромагнитные [1, 4]. При одинаковой амплитуде накачки инкременты возбуждения потенциальных волн значительно больше, чем электромагнитных. Но в данном случае ПВ возбуждаются неоднородной волной накачки. Поэтому в зависимости от плотности и температуры электронов плазмы толщины плазменного слоя и частоты падающей волны эффективнее могут возбуждаться как ПВ на границе плазмы с металлом, так и ПВ на границе плазмы с вакуумом.

На начальной стадии неустойчивости, когда амплитуды возбуждаемых ПВ значительно меньше амплитуды внешней ЭМВ, при условии (1) получим выражения для инкрементов:

$$\gamma^{(m)} = \frac{e}{m} \frac{\Omega_e}{\omega_0 \epsilon_0 v_T} \frac{k_{z0} k_1}{k^2} |E(0)|, \quad (3)$$

$$\gamma^{(v)} = \frac{e}{m} \frac{\omega_0^2 \cos^2 \alpha}{4\epsilon \Omega_e^2} \frac{k_{z0} k_1}{k} |E(a)|, \quad (4)$$

где  $\gamma^{(m)}$  и  $\gamma^{(v)}$  — инкременты возбуждения ПВ на границах плазмы с металлом и вакуумом соответственно,

$\epsilon = 1 - \frac{\Omega_e^2}{\omega_0^2}$ ,  $k_1^2 = k_{z0}^2 - \epsilon k^2$ ,  $k = \frac{\omega_0}{c}$ ,  $e, m$  — заряд и масса электрона,  $v_T$  — тепловая скорость электронов плазмы,  $c$  — скорость света. Заметим, что при нор-

мальном падении ЭМВ  $k_{z0} = k \sin \alpha = 0$ , т.е.  $\gamma^{(m)} = \gamma^{(0)} = 0$ . Отметим, что  $\gamma^{(0)}$  совпадает с инкрементом, полученным в [6].

Амплитуды поля в (3) и (4) связаны между собой

$$|E(0)| = |E(a)| \exp(-\alpha_0 a), \quad (5)$$

где  $\alpha_0^{-1}$  - глубина скинирования внешней ЭМВ в плазме.

Для плазменного слоя толщиной  $a = 5$  см плотности электронов  $n_0 = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, температуры электронов  $T_e = 10$  эВ при частоте падающей ЭМВ  $\omega_0 = 0.1 \Omega_e$  и угле падения  $\alpha = 5^\circ \frac{\gamma^{(m)}}{\gamma^{(0)}} \approx 10^2$ .

Таким образом, несмотря на существенное ослабление поля волны накачки ( $\sim \exp(-\alpha_0 a)$ ,  $\alpha_0 a \gg 1$ ), более эффективно возбуждаются ПВ на границе плазма-металл.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Кондратенко А.Н. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.
- [2] Азаренков Н.А., Кондратенко А.Н. - УФЖ, 1985, т. 30, в. 5, с. 718-725.
- [3] Азаренков Н.А., Костенко В.В. - УФЖ, 1986, т. 31, в. 4, с. 457-458.
- [4] Кондратенко А.Н. Плазменные волноводы. М.: Атомиздат, 1976. 232 с.
- [5] Азаренков Н.А., Костенко В.В. - РЭ, 1986, т. 31, в. 4, с. 831-832.
- [6] Азаренков Н.А., Кондратенко А.Н., Куклин В.М., Пенев Я.Х. - Болг. физ. журн., 1980, т. 7, в. 2, с. 214-223.

Поступило в Редакцию  
26 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

ХеСЛ ЛАЗЕР С ЭНЕРГИЕЙ ГЕНЕРАЦИИ 150 Дж

Ю.И. Бычков, Н.Г. Иванов,  
В.Ф. Лосев, Г.А. Месяц

Лазеры на галогенидах инертных газов являются в настоящее время наиболее мощными источниками когерентного ультрафиолетового излучения [1-4]. Наибольшая энергия генерации 10 кДж достигнута на молекуле KrF\* [4]. Данные лазеры рассматриваются как наиболее перспективные источники в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу. Как правило, во всех мощных лазе-