

# О ВЛИЯНИИ НАДТЕПЛОВЫХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ НА КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

М.А. Берковский, Ю.К. Курilenков

В [1, 2] рассмотрены особенности спектра и характер затухания ионно-звуковых колебаний (ИЗК) в неидеальной плазме (НП), показана их выживаемость при волновых числах  $k \lesssim a^{-1}$  даже в изотермических условиях  $T_e = T_i$  и получены оценки теплового уровня колебаний, оказавшегося относительно высоким  $W/nT \sim 10^{-2}$

(параметр неидеальности  $\mu = \frac{e^2 n^{1/3}}{T} \sim 1, n = n_e + n_i, n_e = n_i$  - концентрация зарядов,  $T$  - температура,  $\frac{4}{3} \pi n_i a^3 = 1$ ). В данной работе обсуждается раскачка неравновесных ИЗК в плотной плазме с градиентом температуры, оценивается уровень колебаний на стадии нелинейного насыщения. На этой основе предложена интерпретация результатов измерений коэффициента отражения лазерного излучения от ударно сжатой неидеальной плазмы ксенона [3].

1. Рассмотрим неустойчивость низкочастотных флуктуаций в неоднородной стационарной НП с волновыми числами и частотами  $\omega$  в диапазоне

$$k^2 \chi_e \gg \chi_e k \bar{v} \ln T_0 \gg \omega, \quad (1)$$

где  $\chi_e \sim a v_{Te}$  - коэффициент электронной температуропроводности, индекс „0“ обозначает невозмущенные величины. Неравенства (1) означают, что длина неоднородности фоновой температуры  $L = |\bar{v} \ln T_0|^{-1}$  много больше масштабов флуктуаций  $k^{-1}$ , а колебания электронов изотермичны (колебания ионов адиабатичны при всех  $k < a^{-1}$ ). Последнее условие позволяет рассматривать флуктуации температуры электронов  $T'_e$  в линейном приближении.

Низкочастотные потенциальные движения НП могут быть описаны системой гидродинамических уравнений [1]:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \text{div } n_j \bar{v}_j = 0, \quad (2)$$

$$m_j n_j \frac{d\bar{v}_j}{dt} = n_j e_j \bar{E} - \bar{v}_j p_j + n_j \eta_j m_j \Delta \bar{v}_j, \quad (3)$$

$$n_j T_j \frac{ds}{dt} = \text{div } n_j \chi_j \bar{\nabla} T_j, \quad (4)$$

дополненных уравнением Пуассона  $\text{div } \bar{E} = 4\pi e(n_e - n_i)$  ( $j = e, i$ ). Здесь  $s_j = s_j(n_j, T_j)$  - удельная энтропия,  $\bar{v}_j$  - гидродинамическая скорость,  $\eta_j \sim a v_{Tj}$  - коэффициент вязкости  $j$ -й компонен-

ты,  $\vec{E}$  – поле пространственного заряда. При выполнении (1) можно определить энергию низкочастотных движений

$$\mathcal{E} = \int W d\vec{r}, \quad W = \frac{1}{2} m_i n_i \vec{v}_i'^2 + \frac{\vec{E}^2}{8\pi} + \int \mathcal{E}_i dn_i + \int \mathcal{E}_e dn_e,$$

где  $\mathcal{E}_e = \left. \frac{dP_e}{dn_e} \right|_{T_{e,0}} \frac{dn_e}{n_e}$ ,  $\mathcal{E}_i = \left. \frac{dP_i}{dn_i} \right|_{S_i,0} \frac{dn_i}{n_i}$  – электронный

и ионный вклады в потенциальную энергию колебаний. Из уравнений (2), (3) с учетом уравнения энергии для ионов (4) получим

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = - \int \left[ m_i n_i \eta_i (\text{div} \vec{v}_i')^2 + n_i \chi_i \frac{(\vec{\nabla} T_i')^2}{T_i} + \vec{v}_e' \vec{\nabla} \left( \frac{\partial P_e}{\partial T_e} \right)_{n_e} T_e' \right] d\vec{r}. \quad (5)$$

В неоднородной НП флуктуации температуры  $T_e'$  определяются уравнением энергии для электронов (4), которое при выполнении (1) принимает вид

$$(n_e \chi_e)_0 \Delta T_e' + \frac{\partial}{\partial n_e} (n_e \chi_e)_0 \vec{\nabla} n_e' \vec{\nabla} T_0 = 0. \quad (6)$$

Из (5) с учетом (6), опуская промежуточные выкладки, находим скорость изменения энергии ИЗК:

$$\dot{\mathcal{E}} = \frac{1}{2} \frac{v_{Ti}^2}{c_s} \left( \frac{\partial p_e}{\partial T_e} \right)_{n_{ep}} \left( \frac{\partial \ln n_e \chi_e}{\partial n_e} \right)_0 \frac{\vec{k} \vec{\nabla} \ln T_0}{k} - \frac{k^2}{2} (\eta_i + \frac{1}{6} \chi_i), \quad (7)$$

где  $c_s = \sqrt{8T_0 / 3m_i}$  – скорость звука. Энергия возмущения с волновыми числами  $L^{-1} < k_{||} < (aL)^{-1/2}$  ( $k_{||} = L(k \vec{\nabla}) \ln T_0$ ) нарастает за времена  $\sim \tau^{-1} \sim L / v_{Ti}$ .

Таким образом, источником неравновесности в неоднородной плазме с градиентом температуры может служить поток тепла из горячей в холодную область. Поток тепла вызывает флуктуации электронной температуры, что и приводит к неустойчивости. Флуктуации температуры учитываются в (3) членом  $\vec{\nabla} \left( \frac{\partial p_e}{\partial T_e} \right)_{n_e} T_e'$ . Взаимодействия ИЗК с плазмой, описываемые другими недиссипативными членами в (2), (3), носят адиабатический характер и не приводят к изменению  $\mathcal{E}$ . Обмен энергией между возникающим звуковым возмущением и фоновой плазмой приводит к росту энергии колебаний по мере их распространения вдоль градиента температуры.

Рассмотрим возможный механизм стабилизации неустойчивости и оценим уровень установившихся колебаний (пульсаций). С ростом энергии ИЗК нарастает и их диссипация. Соответствующую плотность

потока энтропии  $n_e T_e (\vec{v}_e' \vec{\nabla}) s_e' \sim W \frac{v_{Ti} k^2}{\omega^2}$  (нелинейный член

в левой части (4)) необходимо учитывать в (6) при  $W \sim nT$ . Когда нелинейная диссипация становится соизмеримой с источником не-

устойчивости (второе слагаемое в (6)), рост  $W$  прекращается. Отсюда следует, что характерная скорость пульсаций в условиях насыщения составляет  $v \sim \frac{e}{\partial n_e} (n_e \chi_e)_0 \nabla \ln T_0$ , а их уровень энергии  $\frac{W}{nT} \sim \frac{m_i v^2}{T} \sim \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{a}{L}\right)^2$ . При уменьшении области градиента до  $L \sim a \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2}$  рост  $W/nT$  прекращается, т.к. энергия осцилляторного движения ионов  $m_i v^2$  из-за столкновительного характера НП не может превысить их кинетическую энергию  $\sim T$ . Тогда для оценки уровня низкочастотных пульсаций в режиме насыщения неустойчивости можно положить

$$\frac{W}{nT} \approx \min \left[ 1, \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{a}{L}\right)^2 \right]. \quad (8)$$

2. Интенсивные ИЗК являются дополнительным фактором рассеяния импульса частиц в плазме, что может проявиться в росте эффективной частоты соударений электронов  $\nu_{eff} \sim \omega_{pe} W/nT$  аналогично разреженной турбулентной плазме [4]. С учетом (8) имеем

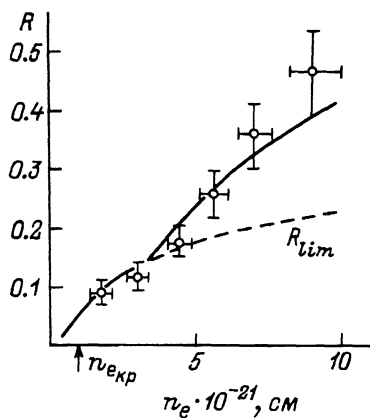
$$\nu_{eff} \sim \omega_{pe} \min \left[ 1, \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{a}{L}\right)^2 \right].$$

В случае достаточно больших градиентов  $T_0$  величина  $\nu_{eff}$  заметно превышает частоту парных  $e-i$  соударений в равновесной НП, что повлияет на переносные свойства, в частности может привести к аномально низким значениям электропроводности неоднородной плотной плазмы [5]. Ниже мы ограничимся обсуждением одного из возможных проявлений надтепловых низкочастотных колебаний в оптических свойствах НП.

В [3] представлены результаты первых экспериментов по определению коэффициента отражения  $R$  лазерного излучения от неидеальной ксеноновой плазмы, образованной мощной ионизирующей ударной волной ( $\mu \lesssim 2$ ,  $T \sim 3 \cdot 10^4$  К, длина волны зондирующего излучения  $\lambda = 1.06$  мкм). В эксперименте были зафиксированы относительно низкие значения  $R$  (см. рисунок) в области критической плотности  $n_e \approx n_{кр} \frac{m_e \omega^2}{4\pi e^2}$  (стрелка на рисунке), с ростом

$n_e > n_{кр} (\omega < \omega_{pe})$  почти на порядок  $R$  медленно возрастает без характерной "отсечки" излучения.

Возможное объяснение опытных данных состоит в следующем. Сильный градиент температуры на фронте ударной волны (по оценкам [3] - область размером  $L \lesssim 10^{-5}$  см) приводит в соответствии с (7) к раскачке на границе плазмы объемных низкочастотных пульсаций. Неравновесные колебания распространяются в плазме в область больших температур ( $k \nabla T_0 > 0$ ), выходя за пределы градиента  $T_0$  и релаксируя на длине  $l \sim \frac{c_s}{2k^2 \rho_i} < \frac{L^2}{a} \lesssim 10^{-3}$  см ( $L \ll l$ ).



Коэффициент отражения плотной плазмы Хе: точки - эксперимент [3], кривые - данный расчет (см. текст).

В слое плазмы толщиной  $l$ , прилегающем к фронту ударной волны и экранирующем равновесную плазму, уровень колебаний может составить  $W/nT \sim 1$ ,

а  $\nu_{eff} \sim \omega p_e$ , что существенно превышает равновесное значение [1]. Поскольку  $l < \lambda < L$ , оптические свойства слоя плазмы  $l$  с развитыми низкочастот-

ными пульсациями могут и определить отражательную способность, зафиксированную в эксперименте [3]. В этом случае для расчета коэффициента отражения турбулентного слоя по формуле Френеля

$$R = \left| \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \right|^2 \quad \text{нужно использовать модифицированное выражение}$$

для диэлектрической проницаемости плазмы  $\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_{eff})}$ ,

где  $\nu_{eff}$  определяется с учетом нелинейного насыщения низкочастотных пульсаций (8). Расчет показывает, что влияние турбулентных пульсаций сводится к уменьшению  $R$  и к росту поглощения лазерного излучения по сравнению с равновесной плазмой. Штриховая линия на рисунке, переходящая при  $n_e \sim n_{кр}$  в сплошную, построена для anomalously низких  $R_{lim} \left( \frac{W}{nT} \sim 1, \nu_{eff} = \omega p_e \right)$ . Насыщение колебаний с ростом  $n_e$  ( $n_e > 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) на меньшем уровне

$\left( \frac{\nu_{eff}}{\omega p_e} \sim \frac{W}{nT} \omega n_e^{-2/3} \right)$  приводит к некоторому увеличению  $R$  по

отношению к  $R_{lim}$  (сплошная кривая за изломом построена для параметра  $l = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ ).

Таким образом, проведенное рассмотрение показывает, что раскачка потоком тепла неравновесных шумов на границе плазмы (из-за градиента температуры) может существенно уменьшить ее отражательную способность в околоритической области параметров. В частности, это повлияет и на отражающие свойства плазменных зеркал [3].

Авторы благодарят В.Б. Минцева и В.Е. Фортова за полезные обсуждения.

- [1] Берковский М.А., Валуев А.А., Курилеников Ю.К. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, в. 2, с. 90-94.
- [2] B a t e n i n V.M., B e r k o v s k y M.A., K u r i l e n k o v Yu.K. ICPIG-XVIII, Swansea, England, 1987, Contrib. papers, p. 244-245.
- [3] Запорожец Ю.Б., Минцев В.Б., Форттов В.Е., Батовский О.М. - Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, в. 21, с. 1339-1343.
- [4] Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976. 238 с.
- [5] B a t e n i n V.M. et al ICPIG-XVII, Budapest, 1985, Contrib. papers, p. 336-338.

Институт высоких температур  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
4 июня 1987 г.  
В окончательной редакции  
3 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 7 12 апреля 1988 г.

## СПЕКТРАЛЬНО НЕСЕЛЕКТИВНЫЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ЗЕРКАЛА НА БИХРОМИРОВАННОМ ЖЕЛАТИНЕ

Ш.Д. Какчашвили,  
З.В. Вардосанидзе, Д.В. Леселидзе

Голографические зеркала, полученные по методу Денисюка, спектрально селективны [1, 2]. Спектральная селективность отражательных голограмм существенно важна в задачах увеличения плотности голографической информации, помехоустойчивости считывания и др. [3, 4].

В некоторых прикладных задачах (в том числе в изобразительной голографии) существует потребность создания неселективных относительно спектрального состава восстанавливающего света голографических структур [5, 6]. Это оказывается возможным для определенных актиничных длин волн и некоторых режимов съемки и последующей обработки слоев бихромированной желатины (БХЖ).

В предлагаемой работе описана методика получения голографических зеркал со спектрально неселективными характеристиками в широком диапазоне длин волн.

Для выявления наиболее оптимальных актиничных длин волн записи нами были проведены эксперименты по засветке и обработке БХЖ с использованием всего визуального диапазона. В качестве источника света использовалась ксеноновая лампа ДКСэл-1000-5.