

# Электронные параметрические неустойчивости в неоднородной плазме с резким градиентом концентрации, возбуждаемые фемтосекундным лазерным импульсом субрелятивистской интенсивности

И.Н.Цымбалов, Д.А.Горлова, В.Ю.Быченков, А.Б.Савельев

*Рассмотрено возбуждение параметрической электронной неустойчивости при наклонном падении фемтосекундного лазерного излучения субрелятивистской интенсивности на плазму с масштабом неоднородности порядка длины волны излучения  $\lambda$ . Получены оценки инкрементов двухплазменной неустойчивости в такой плазме и проведено численное моделирование методом крупных частиц генерации плазменных волн вследствие параметрических неустойчивостей. Показано, что в пространственном спектре таких волн наблюдается уширение до уровня, соответствующего нескольким значениям волнового числа  $k_0$  компоненты, направленной вдоль градиента электронной концентрации, а волновые числа нормальной к градиенту компоненты имеют значения  $\sim k_0$ .*

**Ключевые слова:** фемтосекундная лазерная плазма, параметрические неустойчивости, двухплазменный распад, резкий градиент концентрации.

## 1. Введение

Плазма, создаваемая релятивистским ультракоротким импульсом (УКИ), является ярким источником ускоренных до высоких энергий электронов [1–3]. Подобный источник может найти множество применений в таких областях, как лабораторная астрофизика [4], исследование ядерных реакций [5], электронная и рентгеновская микроскопия [6] и др. Захват и ускорение электронов может происходить при опрокидывании плазменных волн за счет оставшихся после их разрушения квазистатических электрических полей [7]. Поскольку в реальном эксперименте имеет место формирование плазмы предимпульсом еще до прихода основного УКИ, плазменные волны возбуждаются им в области градиента концентрации этой плазмы. При этом одной из основных причин возбуждения плазменных волн являются параметрические неустойчивости в области, где концентрация электронов  $n_e$  близка к одной четверти от критической концентрации  $n_c$ .

Параметрические процессы подробно изучены в случае взаимодействия наносекундных лазерных импульсов с квазиоднородной плазмой (т.е. плазмой, в которой характерный пространственный масштаб градиента концентрации  $L = n_e(dn_e/dx)^{-1}$  много больше длины волны лазерного излучения  $\lambda$ ) [8, 9]. Отметим, что условие  $L \gg \lambda$  для

наносекундных импульсов почти всегда выполняется. В случае УКИ данное условие нарушается, и характерна ситуация, в которой  $L \leq \lambda$ , т.е. плазменная волна оказывается локализованной в очень узком слое. Кроме того, малая длительность фемтосекундного лазерного импульса требует исследования вопроса о достаточности инкремента нарастания неустойчивости для возбуждения плазменной волны существенной амплитуды за время действия такого импульса.

Данная ситуация изучена слабо. Так, в работах [10, 11] параметрические неустойчивости исследованы в случае воздействия фемтосекундных импульсов на плазму с достаточно протяженными градиентами концентрации, и эти результаты нельзя напрямую перенести на случай «коротких» плазменных градиентов. Единственной известной нам работой, в которой проведены экспериментальные исследования в случае коротких плазменных градиентов и фемтосекундных лазерных импульсов, является работа [12]. В ней дана интерпретация наблюдаемых эффектов (угловых зависимостей излучения плазмы на частоте, составляющей 3/2 от частоты греющего излучения  $\omega_0$ ) в приближении плоских волн, которое в условиях резкого градиента концентрации несправедливо.

Цель настоящей работы – численное исследование формирования плазменных волн при наклонном падении интенсивного фемтосекундного лазерного импульса на плазму с  $L \sim \lambda$ . Расчеты проведены с учетом широкого углового спектра волны накачки, связанного как с жесткой фокусировкой излучения на мишень, так и с плавным поворотом пучка при отражении вследствие его рефракции в области градиента.

В работе [13] нами приведены результаты эксперимента по возбуждению плазменных волн и ускорению электронов в плазме с коротким градиентом, сопровождаемые данными численного расчета при начальных условиях, соответствующих экспериментальным. В этой работе также представлены оценки в случае протяженности плазменного градиента  $L \sim \lambda$ , которые примем за исходные. Для детального изучения процессов возбуждения плазменных

**И.Н.Цымбалов, Д.А.Горлова.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: ivankrupenin2@gmail.com

**В.Ю.Быченков.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

**А.Б.Савельев.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 23 ноября 2018 г., после доработки – 29 января 2019 г.

волн нами проведено моделирование с более низкой интенсивностью и большей длительностью лазерного импульса, чем в работе [13]. Это значительно упростило наблюдаемую картину и позволило разработать методы анализа временных и пространственных зависимостей концентрации плазмы, полученных при моделировании.

Расчет проводился с использованием 3D3V-кода MANDOR [14] в 2D3V-режиме. Профиль плазмы задавался в виде  $n_e = n_0 \exp(y/L)$ , где  $y$  – координата вдоль нормали к мишени в глубь нее, отсчитываемая от исходной поверхности мишени. Параметр  $n_0$  выбирался таким образом, чтобы в той части расчетной области, где создавалась плазма, концентрация изменялась от  $0.01n_c$  до  $4n_c$ . Размеры расчетной области составляли  $36 \times 14$  мкм, пространственный и временной шага сетки –  $0.01$  мкм и  $0.003$  фс соответственно. Лазерный импульс ( $\lambda = 1$  мкм) с интенсивностью  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, диаметром пятна на мишени по поперечной оси  $4$  мкм и длительностью по поперечной оси  $100$  фс наклонно фокусировался на указанный плазменный профиль при параметре  $F/D \sim 10$  ( $F$  – фокусное расстояние линзы,  $D$  – диаметр лазерного пучка). Исследовалось взаимодействие при углах падения от  $45^\circ$  до  $60^\circ$ , вектор электрического поля падающей волны лежал в плоскости падения. Ионы были неподвижны, начальная температура электронов составляла  $100$  эВ. При расчете сохранялась информация о полях в плазме и концентрации электронов в ней с пространственным и временным шагом, позволяющим иметь больше двух точек на период самой высокочастотной из присутствующих в плазме гармоник полей. Это позволило выделять и анализировать интересные нас плазменные волны при помощи пространственной и временной фурье-фильтрации.

## 2. Анализ неустойчивостей

Перейдем к анализу плазменных неустойчивостей – двухплазменной неустойчивости и вынужденного рассеяния на флуктуациях электронной концентрации. Двухплазменная неустойчивость приводит к генерации двух плазменных волн, причем биения полей волны накачки (т.е. лазерной электромагнитной волны) и 1-й плазменной волны создают пондеромоторную силу, приводящую к росту амплитуды 2-й плазменной волны, и наоборот [15, 16]. В однородной плазме и для плоской монохроматической волны накачки эта неустойчивость хорошо исследована и получено аналитическое выражение для ее линейного инкремента [16]:

$$\gamma = \frac{|k v_{osc}|}{4} \frac{|(k - k_0)^2 - k^2|}{k |k - k_0|}, \quad (1)$$

где  $k$  и  $k_0$  – волновые векторы одной из плазменных волн и волны накачки;  $v_{osc}$  – осцилляторная скорость электрона в волне накачки. Максимальный инкремент достигается на гиперболе (см. рис.1)

$$k_{\perp}^2 = k_{\parallel}(k_{\parallel} - k_0), \quad (2)$$

где  $k_{\parallel}$  и  $k_{\perp}$  – компоненты  $k$ , параллельные и перпендикулярные  $k_0$  соответственно.

При взаимодействии с неоднородной плазмой с достаточно резким градиентом волна накачки не является плоской. Рассмотрим распространение лазерного импульса в

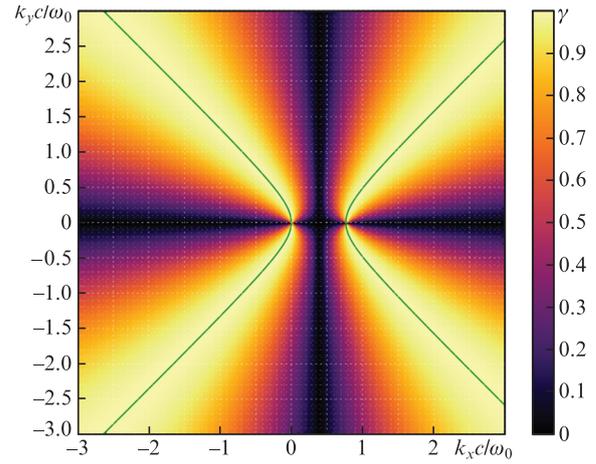


Рис.1. Нормированный инкремент двухплазменной неустойчивости в однородной холодной плазме ( $\omega_0$  – частота волны накачки).

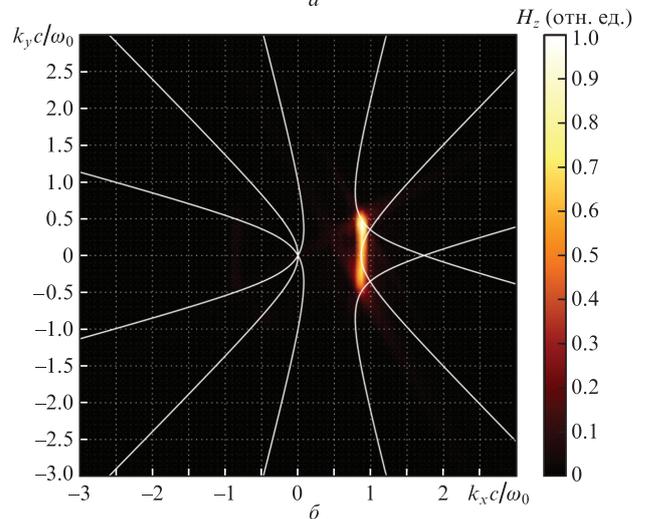
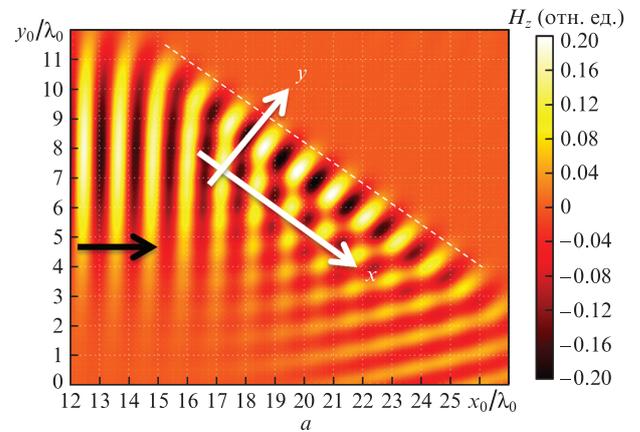


Рис.2. Отражение лазерного импульса при  $L/\lambda = 1.25$  и угле падения  $45^\circ$ : зависимость напряженности магнитного поля  $H_z$  (в единицах безразмерного векторного потенциала) от координат ( $a$ ) и нормированный на максимальное значение пространственный спектр поля ( $b$ ). Результаты получены PIC-моделированием. Сплошные линии – гипербола максимального инкремента (2), рассчитанные для падающей (направленной вдоль поверхности) и отраженной волн накачки. Штриховая линия соответствует критической концентрации  $n_c$ .

такой плазме, систему координат выберем так, чтобы неоднородность электронной концентрации была только вдоль координаты  $y$  (рис.2). Тогда компоненты волнового вектора падающего излучения записываются как  $k_x =$

$k_0 \sin \alpha$ ,  $k_y = k_0 \cos \alpha$ , где  $\alpha$  – угол падения. Поскольку в нашем случае диэлектрическая проницаемость плазмы зависит только от координаты  $y$ ,  $x$ -компонента волнового вектора будет сохраняться [17], а  $y$ -компонента – изменяться от  $k_0 \cos \alpha$  для падающего излучения до  $-k_0 \cos \alpha$  для отраженного. В случае короткого плазменного градиента ( $L \sim \lambda$ ) эти пространственные гармоники будут образовывать волновой пакет, локализованный вблизи плоскости поворота, соответствующей  $n_{\text{eturn}} = n_c \cos^2 \alpha$ . Таким образом, накачка может быть представлена в виде суперпозиции плоских волн, пространственный спектр которых изображен на рис.2,б.

Отметим, что выражение для инкремента двухплазменной неустойчивости в случае конечного числа симметричных относительно одного из плазмонов волн накачки приведено в [18], однако обобщить его на произвольный непрерывный набор волн накачки не представляется возможным. Тем не менее, можно грубо оценить области возможного усиления плазменных волн, разбив пространственный спектр лазерного импульса на участки достаточно малой ширины  $\Delta k_0$ , чтобы считать соответствующие волны плоскими, и для каждого волнового вектора плазменной волны  $\mathbf{k}$  просуммировать инкременты (1):

$$\Gamma(\mathbf{k}) = \sum_{\Delta k_0} \gamma(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \mathbf{v}_{\text{osc}}(\mathbf{k}_0)). \quad (3)$$

Результаты суммирования инкрементов для различных углов падения приведены на рис.3,а,б,в. Кроме того, там же изображены гиперболы (2), соответствующие максимальному инкременту при  $k_y = k_0 \cos \alpha$ , 0 и  $-k_0 \cos \alpha$ . Видно, что при уменьшении угла падения от  $60^\circ$  до  $45^\circ$

появляются новые области усиления, нехарактерные для плоской волны накачки. Это находит подтверждение при численном моделировании (рис.3,з,д,е). Вместе с тем, пространственный спектр формирующихся плазмонов, полученный при численном моделировании, существенно отличается от спектров, рассчитанных по формуле (3), т.е. усиление происходит не для любых волновых векторов плазмонов.

«Затравку» для развития неустойчивости плазмы обеспечивали тепловые шумы, начальная температура составляла 100 эВ. Это позволило на малых временах расчета наблюдать в пространственном спектре плазмы компоненты, в основном согласующиеся с результатами расчетов максимального инкремента по формуле (3) (рис.4). При этом уже через несколько периодов лазерного поля вклад компонент с большими  $k$  ослабевает. В то же время на рис.4 отсутствуют компоненты с  $k \sim 0$ , хотя они имеются на рис.3,а–в. Это связано с тем, что наша оценка инкремента лишь указывает возможные области развития неустойчивостей, т.к. при суммировании не учитываются фазовые соотношения. Поскольку накачка в выбранной системе координат имеет узкий пространственный спектр по  $x$  и широкий по  $y$ , неудивительно, что и спектр генерируемых на неустойчивостях плазменных волн ведет себя аналогичным образом. Приведем отдельные плазменные волны, называя  $x$ -компоненту волнового вектора. В случае  $\alpha = 60^\circ$  усиливаются две волны с  $k_{1x} \approx 1.1\omega_0/c$  и  $k_{2x} \approx -0.23\omega_0/c$  (рис.3,в), при этом для волны накачки  $k_{0x} \approx 0.87\omega_0/c$ . В случае  $\alpha = 45^\circ$  усиливаются волны с  $k_{1x} \approx k_{2x} \approx 0.35\omega_0/c$  (рис.3,а), при этом  $k_{0x} \approx 0.71\omega_0/c$ . Если  $\alpha = 50^\circ$ , наблюдается промежуточный режим с  $k_{11x} \approx k_{21x} \approx 0.38\omega_0/c$  и  $k_{12x} \approx 1.0\omega_0/c$ ,  $k_{22x} \approx -0.13\omega_0/c$  (рис.3,б), при этом  $k_{0x} \approx 0.77\omega_0/c$ . Таким образом, волновые числа ряда

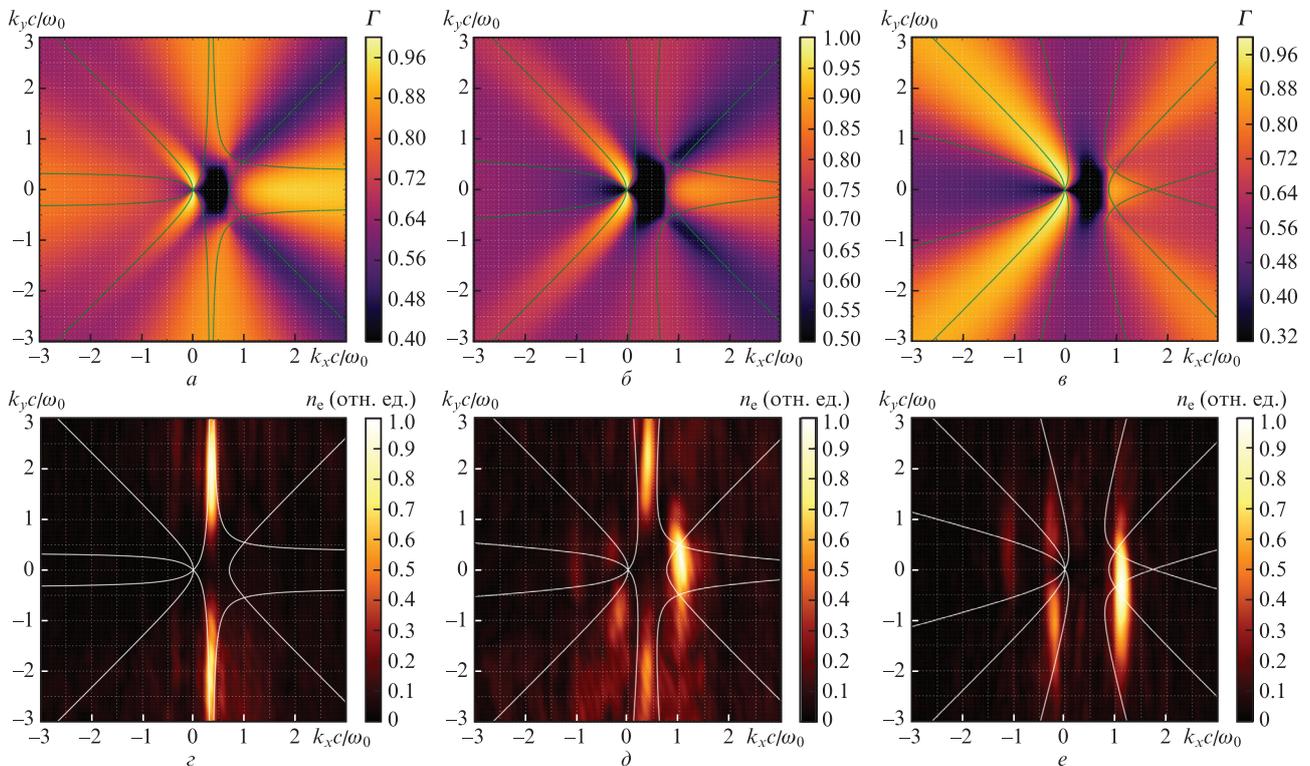


Рис.3. Инкремент двухплазменной неустойчивости для падающей под различными углами волны накачки, рассчитанный по формуле (3) (а, б, в), и пространственные спектры концентрации плазмы после полосовой фильтрации, выделяющей частоту  $\omega_0/2$  (полоса фильтрации от  $\omega_0/4$  до  $3\omega_0/4$ ), полученные численным расчетом (з, д, е), при  $\alpha = 45^\circ$  (а, з),  $50^\circ$  (б, д) и  $60^\circ$  (в, е). Сплошные линии – гиперболы (2). Величины инкрементов и амплитуды спектров нормированы на собственные максимальные значения.

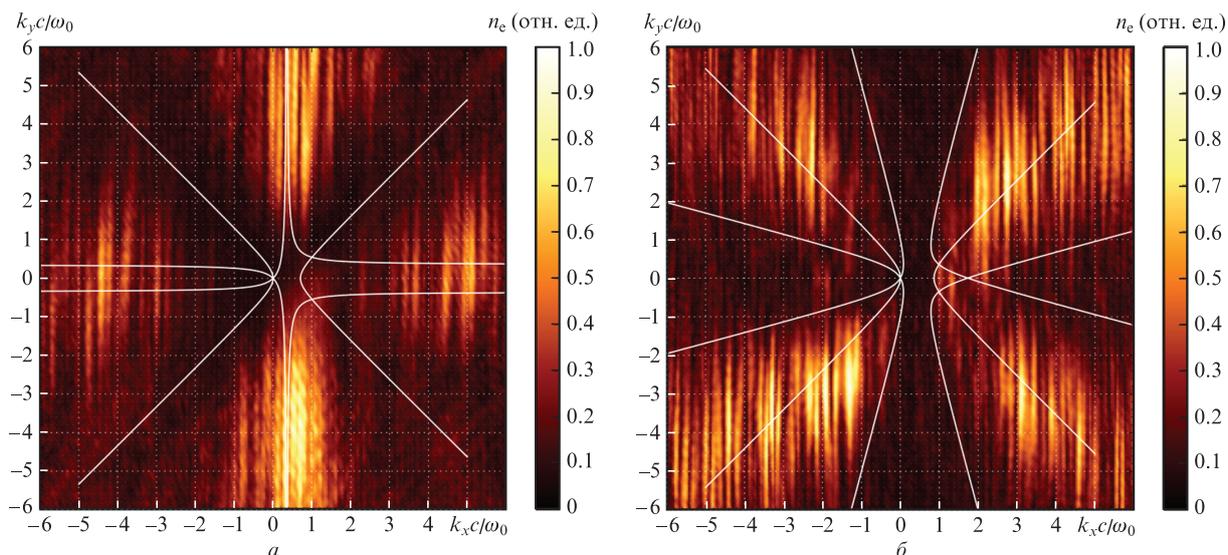


Рис.4. Пространственные спектры концентрации плазмы после полосовой фильтрации, выделяющей частоту  $\omega_0/2$  на начальных этапах развития неустойчивости. Представлены результаты расчетов для углов падения  $45^\circ$  (а) и  $60^\circ$  (б). Амплитуды спектров нормированы на их максимальные значения. Сплошные линии – гиперболы максимального инкремента (2).

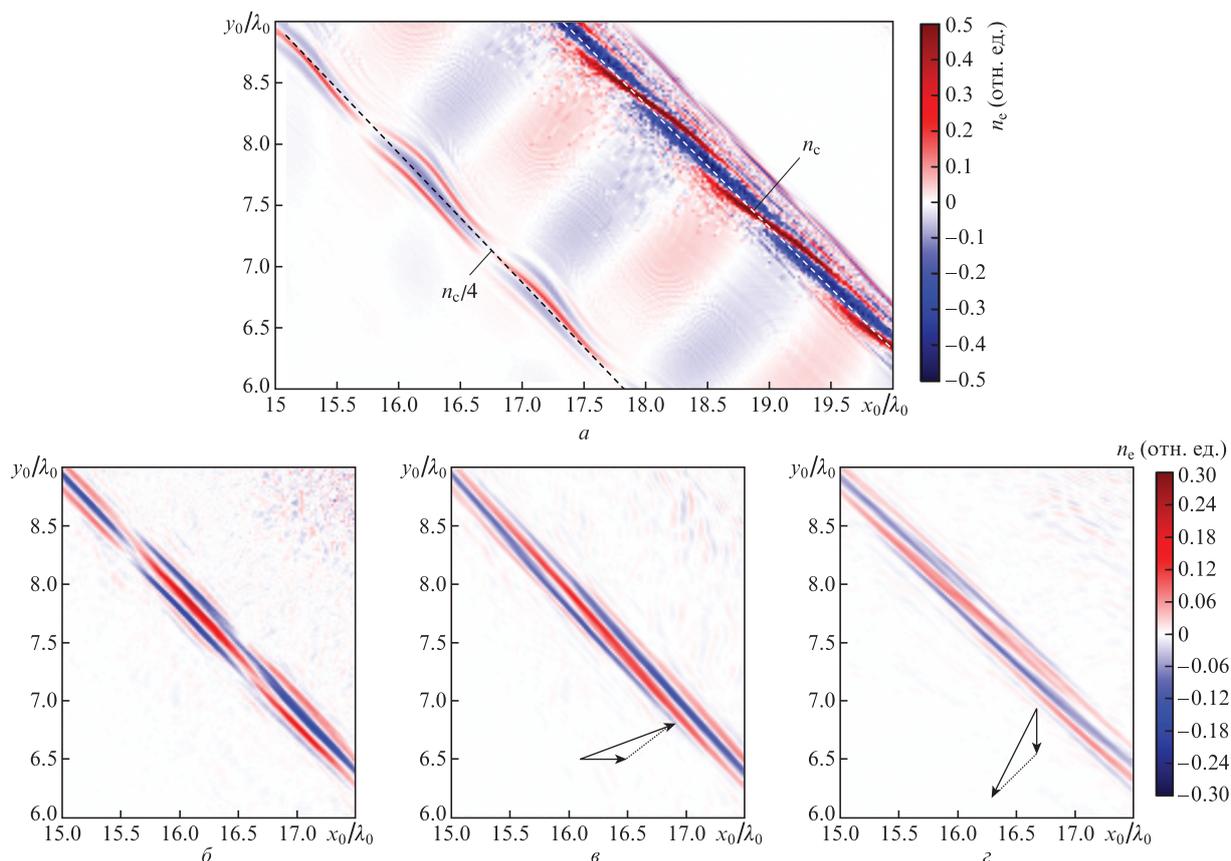


Рис.5. Возмущения электронной концентрации относительно исходной при угле падения  $45^\circ$  (а), а также после полосовой фильтрации вблизи частоты  $\omega_0/2$  (б) и последующей фильтрации по пространственным частотам, выделяющей волны  $k_y > 0$  (в) и  $k_y < 0$  (з). На рис. в и з схематично показаны диапазоны изменения соответствующих волновых векторов плазмонов. Амплитуды возмущений  $n_e$  нормированы на критическую концентрацию электронов  $n_c$ .

плазмонов лежат вблизи  $k_0$ , что характерно для вынужденного комбинационного рассеяния при  $n_e \approx 0.25 n_c$  [19]. Следовательно, наблюдаемое исчезновение компонент на высоких пространственных частотах и усиление волн с малыми  $k$  обусловлено тем, что помимо двухплазменной неустойчивости, являющейся следствием взаимного усиления плазменных волн биениями их полей с полем вол-

ны накачки, начинает работать эффект ВКР, связанный с взаимодействием стоксовой волны с волной накачки. Взаимодействие этих двух неустойчивостей более детально будет рассмотрено нами в следующей работе.

На рис.5,а представлены полученные при моделировании возмущения концентрации плазмы. Видны волны параметрических неустойчивостей вблизи концентрации

$n_c/4$ , резонансное возбуждение плазменных волн в области критической концентрации и плазменные осцилляции вдоль поверхности, вызванные линейной трансформацией лазерного импульса в точке поворота. На рис.5,б показаны только волны вблизи частоты  $\omega_0/2$  (применен полосовой фильтр с прямоугольным окном от  $\omega_0/4$  до  $3\omega_0/4$ ). В их пространственном спектре (см. рис.3,з) выделяются две области с  $k_y > 0$  и  $k_y < 0$ ,  $k_x \approx 0.35\omega_0/c$ . При помощи фурье-фильтра были выделены волны с  $k_y < 0$  (рис.5,в) и  $k_y > 0$  (рис.5,г). Видно, что волны локализованы вдоль поверхности мишени в узкой (шириной  $\sim \lambda$ ) области вблизи концентрации  $n_c/4$ . Из-за низкой температуры плазмы и резкого градиента концентрации эти волны не распространяются вне области, в которой локализованы возбуждающие их источники пондеромоторных сил.

### 3. Заключение

Таким образом, основная особенность электронных плазменных неустойчивостей, возникающих при наклонном падении лазерного излучения на сильно неоднородную плазму ( $L/\lambda \sim 1$ ) заключается в том, что возбуждаемые волны имеют широкий пространственный спектр  $\Delta k \sim k$  вдоль оси, направленной по градиенту электронной концентрации. Это вызвано тем, что пространственный спектр волны накачки этих неустойчивостей, т. е. лазерного импульса, испытывает аналогичные изменения при отражении импульса от рассматриваемой плазмы. На начальных этапах развития неустойчивости ее пространственный спектр хорошо описывается выражением для инкремента двухплазменной неустойчивости, рассчитанным с учетом пространственного спектра накачки. Однако всего через несколько периодов лазерного поля уже при интенсивности  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> наблюдается существенное усиление тех компонент, волновые числа которых близки к  $k_0$ . Это указывает на то, что при усилении плазменных волн начинает играть роль вынужденное комбинационное рассеяние. Получены следующие значения  $x$ -проекции волнового вектора плазменных волн:  $k_{1x} \approx 1.1\omega_0/c$  и  $k_{2x} \approx -0.23\omega_0/c$  при  $\alpha = 60^\circ$  и  $k_{1x} \approx k_{2x} \approx 0.35\omega_0/c$  при  $\alpha = 45^\circ$ . Отметим, что диагностика плазменных волн может быть осуществлена по измерению характеристик излучения на частоте  $3\omega_0/2$ , которое появляется вследствие рассеяния лазерного импульса на сгенерированных плазмонах.

Предварительные расчеты показывают, что подобная картина взаимодействия сохраняется при протяженностях плазменного градиента от  $0.2\lambda$  до  $5\lambda$  и интенсивностей до  $5 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. При этом начинает играть роль модификация плазменного профиля под действием светового давления и релятивистской прозрачности. С повышением интенсивности возникновение плазменных волн параметрических неустойчивостей наблюдается при более резких градиентах – при интенсивностях  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> уже при  $L = 0.25\lambda$ . Однако при интенсивностях больше  $5 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> происходит слишком быстрое расталкивание плазмы пондеромоторными силами и неустойчивость не успевает развиваться. При протяженностях градиента более  $5\lambda$  наблюдаются преимущественно плазменные волны ВКР.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 18-32-00868 мол а, №16-02-00263 А), выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова.

- Gibbon P., Förster E. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **38** (6), 769 (1996).
- Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V. *Rev. Modern Phys.*, **78**, 309 (2006).
- Umstadter D. *J. Phys. D.*, **36**, 151 (2003).
- Booth N. et al. *Nature Commun.*, **6**, 8742 (2015).
- Tsymbalov I.N. et al. *Phys. Atomic Nuclei*, **80**, 397 (2017).
- Najmudin Z. et al. *Phil. Trans. R. Soc. A.*, **372**, 20130032 (2014).
- Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. *Rev. Modern Phys.*, **81**, 1229 (2009).
- Afeyan B.B., Williams E.A. *Phys. Plasmas*, **4** (11), 3827 (1997).
- Силин В.П. *Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму* (М.: Наука, 1973).
- Veisz L. et al. *Phys. Plasmas*, **9** (8), 3197 (2002).
- Veisz L. et al. *Phys. Plasmas*, **11** (6), 3311 (2004).
- Tarasevitch A. et al. *Phys. Rev. E.*, **68** (2), 026410 (2003).
- Ivanov K.A. et al. *Phys. Plasmas*, **24** (6), 063109 (2017).
- Romanov D.V., Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Capjack C.E., Fedosejevs R. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 215004 (2004).
- Mulser P., Bauer D. *High Power Laser-Matter Interaction* (Berlin: Springer, 2010, v. 238).
- Kruer W. *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Florida: CRC Press, 2018).
- Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Наука, 1967).
- Follett R.K. et al. *Phys. Plasmas*, **24** (10), 102134 (2017).
- Quesnel B. et al. *Phys. Plasmas*, **4** (9), 3358 (1997).