

# Ускорение электронов при взаимодействии субтераваттного лазерного импульса с неоднородной плазмой

В.С.Попов, Н.Е.Андреев

*Рассмотрено влияние нелинейных процессов самофокусировки и самомодуляции на ускорение электронов при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса субтераваттной мощности с плазмой газовой струи. Проведенное трехмерное моделирование методом «частиц в ячейке» (3D PIC) взаимодействия лазерного излучения с малоплотной неоднородной плазмой показало, что самофокусировка лазерного импульса, возникающая при превышении его мощностью критической мощности релятивистской самофокусировки, определяемой локальной концентрацией электронов плазмы, ведет к эффективной генерации плазменной волны. Благодаря уменьшению фазовой скорости кильватерной плазменной волны, генерируемой в режиме самомодуляции лазерного импульса, происходит захват электронов в ускоряющую фазу плазменной волны и их ускорение до энергий  $\sim 10$  МэВ. Продемонстрировано, что в условиях ограничения области ускорения электронов длиной их дефазировки могут образовываться квазимоноэнергетические электронные сгустки с характерной энергией  $\sim 9$  МэВ. Эффективная температура ускоренных электронов и их угловое распределение, полученные при 3D PIC-моделировании, хорошо соответствуют определенным в эксперименте.*

**Ключевые слова:** ускорение электронов, субтераваттный лазерный импульс, неоднородная плазма, релятивистская самофокусировка.

## 1. Введение

В последнее время достигнуты значительные результаты в лазерно-плазменном ускорении электронов. В 2014 г. в Национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли с помощью лазера BELLA мощностью 0.3 ПВт с энергией в импульсе  $\sim 30$  Дж был получен квазимоноэнергетический пучок электронов с рекордной энергией 4.2 ГэВ [1]. С другой стороны, для многих приложений, таких как сверхбыстрая радиография с малой дозой облучения, исследования вещества, получение изотопов и другие, востребованы источники электронов относительно небольших энергий, 10–20 МэВ, для достижения которых энергия лазерного импульса может быть относительно невелика,  $\sim 0.1$  Дж. Лазеры с такими параметрами есть во многих лабораториях. Источники квазимоноэнергетических электронов с энергиями в десятки МэВ могут служить также инжекторами для последующего ускорения электронов в лазерно-плазменных каскадах ускорителей до высоких энергий (десятки и сотни ГэВ). В связи с этим разработана компактная лазерно-плазменная ускорительная система с драйвером субтераваттной мощности является востребованным перспективным направлением.

Первые исследования ускорения электронов лазерным импульсом субтераваттной мощности продемонстрировали возможность ускорения сгустков электронов с достаточно небольшим зарядом ( $\sim 10$  фКл) с помощью лазера с энергией 10 мДж в тонкой ( $\sim 100$  мкм) струе аргона

или гелия [2]. В работе [3] получены сгустки электронов с экспоненциальным энергетическим распределением и энергией до 10–12 МэВ. Авторы этой работы отмечают, что большое значение в процессе захвата и ускорения электронов играет эффект релятивистской самофокусировки лазерного импульса.

Генерация высокоэнергетических пучков электронов путем фокусировки лазерного импульса с энергией 100 мДж на край твердотельной мишени изучалась в работах [4, 5]. Влияние ионизационных эффектов на распространение лазерного импульса, его самомодуляцию, генерацию кильватерных полей и ускорение электронов в плазме алюминия рассмотрено в [6].

В настоящей работе с помощью трехмерного моделирования методом «частиц в ячейке» (3D PIC-метод) исследованы механизмы захвата и ускорения сгустка электронов с учетом нелинейных процессов самофокусировки и самомодуляции [7] субтераваттного лазерного импульса при его взаимодействии с неоднородной плазмой газовой струи. Исследованы энергетические и угловые характеристики ускоренных электронов и проведено сравнение энергетического спектра электронов с полученным в эксперименте [3].

## 2. Параметры моделирования

Схема численного моделирования приведена на рис. 1. Параметры падающего на плазму лазерного импульса в расчетах отвечали условиям эксперимента [3]. Длительность гауссова лазерного импульса  $\tau_{\text{las}}$ , который распространяется вдоль оси  $x$ , на уровне половины амплитуды интенсивности была равна 50 фс. Энергия лазерного импульса  $W = 40$  мДж, что соответствовало мощности лазерного импульса  $P = W/\tau_{\text{las}} = 0.8$  ТВт. Импульс имел линейную поляризацию вдоль оси  $y$  и гауссову форму пучка диаметром  $d_{\text{FWHM}}$  на уровне половины интенсивности

В.С.Попов, Н.Е.Андреев. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр.2; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: andreev@ras.ru, nikolay.e.andreev@gmail.com

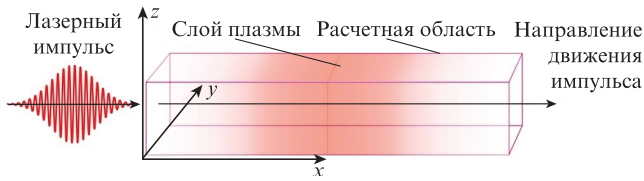


Рис.1. Схема численного расчета.

9.7 мкм. Длина волны лазерного излучения  $\lambda = 1$  мкм. Безразмерная амплитуда поля в максимуме  $a_0 = eE_0/(m_e c \omega_0) = 0.72$ , где  $e$  – абсолютная величина заряда электрона;  $m_e$  – масса электрона;  $c$  – скорость света;  $\omega_0$  – лазерная частота. Эта амплитуда соответствует интенсивности  $I_0 = 7 \times 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Длина расчетной области вдоль направления распространения лазерного импульса (ось  $x$ ) была равна 600 мкм, а поперечный размер в обоих направлениях ( $y$  и  $z$ ) составлял 60 мкм. Водородная плазма имела неоднородный гауссов профиль плотности в направлении оси  $x$  и ее однородное распределение в поперечном направлении (рис.2):

$$n_e(x) = n_0 \exp[-(x - x_c)^2/l^2] \text{ при } |x - x_c| \leq d, \quad (1)$$

где  $x_c = 300$  мкм – центр области;  $l = 120$  мкм;  $d = 240$  мкм. На краях области ( $|x - x_c| > d$ ) гауссов профиль (1) был дополнен более быстро убывающей функцией с непрерывной производной в точке сшивки для уменьшения области моделирования при близких к нулю значениях плотности на границах:

$$n_e(x) = n_0 \exp[-(x - x_c)^2/l^2] \exp[-(|x - x_c| - d)^2/b^2] \text{ при } |x - x_c| > d, \quad (2)$$

где  $b = 25$  мкм.

Расчеты проведены с помощью трехмерного релятивистского кода VLPL методом 3D PIC [8] для двух значений максимальной концентрации электронов в центре области,  $n_0 = 0.059n_{cr}$  и  $n_0 = 0.19n_{cr}$ , что соответствует  $6.5 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup> и  $2.1 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, где  $n_{cr} = m_e \omega_0^2 / (4\pi e^2)$  – критическая концентрация плазмы, равная  $1.1 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> для длины волны  $\lambda = 1$  мкм.

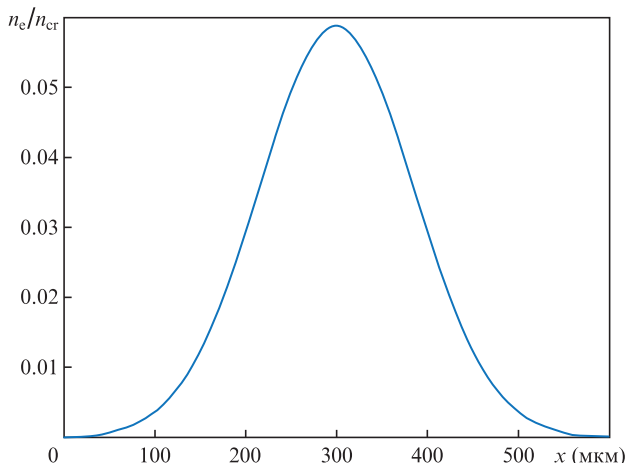


Рис.2. Пример начального гауссова профиля концентрации электронов плазмы вдоль направления распространения лазерного импульса, использованного в расчетах.

Размер вычислительной ячейки составлял  $0.05 \times 0.5 \times 0.5$  мкм по осям  $x$ ,  $y$  и  $z$  соответственно. Шаг по времени  $c\Delta t = 0.048$  мкм. Число частиц в вычислительной ячейке составляло 4 для  $n_0 = 0.059n_{cr}$  и 16 для  $n_0 = 0.19n_{cr}$ . Такое число частиц на ячейку необходимо для получения электронов больших энергий (от 7 МэВ) в количестве, достаточном для построения корректных угловых распределений частиц в этом диапазоне энергий. В начальный момент времени плазма считалась холодной, т. е.  $T_e = T_i = 0$ .

### 3. Динамика самофокусировки лазерного импульса

Для концентрации  $n_0 = 0.059n_{cr}$  на рис.3 представлены зависимости максимальной амплитуды поля на оси и ширины лазерного пучка (на половине высоты по интенсивности) от времени его распространения. Штриховой кривой показано начальное распределение концентрации электронов (в произвольных единицах), штрих-пунктирными линиями отмечена область самофокусировки. Процесс самофокусировки лазерного импульса приводит к значительному увеличению интенсивности лазерного поля и уменьшению его характерной ширины. С началом самофокусировки ( $ct \approx 180$  мкм) амплитуда лазерного поля на оси начинает резко расти от  $a = eE_y/(m_e c \omega_0) = 0.6$  и достигает максимума  $a = 1.6$  при  $ct = 380$  мкм. В этот же момент времени ширина лазерного импульса достигает минимума ( $d_{FWHM} = 3.4$  мкм).

Процесс самофокусировки начинается тогда, когда лазерный импульс, распространяющийся по плазме с нарастающей концентрацией, достигает области, в которой мощность лазерного импульса приближается к критической мощности релятивистской самофокусировки. Концентрация плазмы, при которой начинается самофокусировка,  $n_e/n_{cr} = 0.018$ . Этой концентрации соответствует критическая мощность импульса  $P_{cr} = 17.4n_{cr}/n_e = 956$  ГВт. Таким образом, отношение мощности лазерного импульса к критической мощности в этой области есть  $P/P_{cr} = 0.84$ .

Поскольку при только поперечном сжатии импульса его амплитуда будет возрастать пропорционально уменьшению его ширины, то сжатие импульса в 3.2 раза (см. рис.3) должно соответствовать увеличению лазерного поля

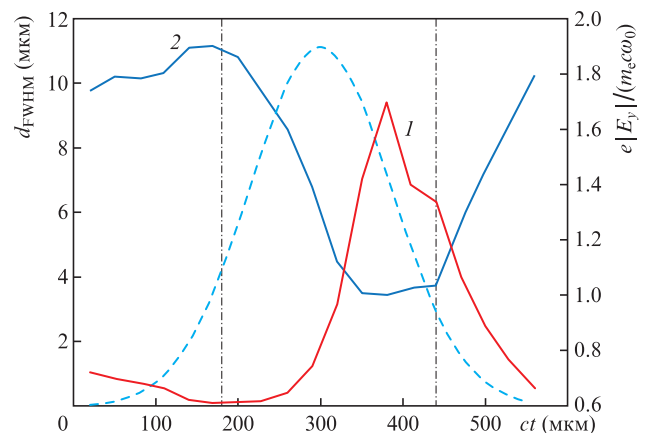


Рис.3. Зависимости от времени максимального значения лазерного поля на оси (1) и ширины лазерного пучка на половине высоты по интенсивности (2). Вертикальные штрих-пунктирные линии указывают область самофокусировки. Штриховой линией изображено начальное распределение концентрации электронов в произвольных единицах в той области, где в данный момент времени находится максимум лазерного импульса.

также в 3.2 раза. Однако лазерное поле увеличивается лишь в 2.67 раза, что свидетельствует также об изменении продольной формы импульса, приводящем к трехмерному перераспределению его энергии.

#### 4. Динамика самомодуляции лазерного импульса и возбуждения кильватерной волны

Вследствие самофокусировки лазерного импульса, укрупнения его фронта и самомодуляционной неустойчивости происходит эффективная генерация кильватерной плазменной волны [9]. Поле плазменной волны на оси  $x$  (вдоль направления распространения лазерного импульса) можно оценить в квадратичном по амплитуде лазерного импульса приближении с помощью следующего выражения [10]:

$$E_x(\xi) = -(m_e c^2 / e) (k_p^2 / 4) \int_{-\infty}^{\xi} d\xi' |a(\xi', t)|^2 \cos[k_p(\xi - \xi')]. \quad (3)$$

Здесь  $k_p = \omega_p / v_g$  – волновой вектор плазменной волны;  $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$  – плазменная частота;  $v_g \cong c$  – групповая скорость лазерного импульса;  $a(\xi, t)$  – нормированное значение огибающей лазерного импульса на оси;  $\xi = x - ct$ .

На рис.4 и 5 для  $ct = 290$  и  $380$  мкм (отвечают периоду развитой самофокусировки импульса, см. рис.3) показаны распределения вдоль оси  $x$  невозмущенной концентрации электронов, огибающей лазерного импульса  $E_y$  и поля кильватерной плазменной волны  $E_x$ , полученные при численном моделировании, а также поле кильватерной волны (3), определяемое полученной в расчете огибающей лазерного импульса.

Изображенные на рис.4,б и в пространственные распределения огибающей лазерного импульса и кильватерной волны для  $ct = 290$  мкм соответствуют началу процесса самомодуляции импульса (рис.6). При этом модуляция огибающей лазерного импульса выражена слабо, амплитуда возбуждаемой кильватерной волны невелика и плазменная волна хорошо описывается линеаризованным выражением (3) на протяжении нескольких первых периодов.

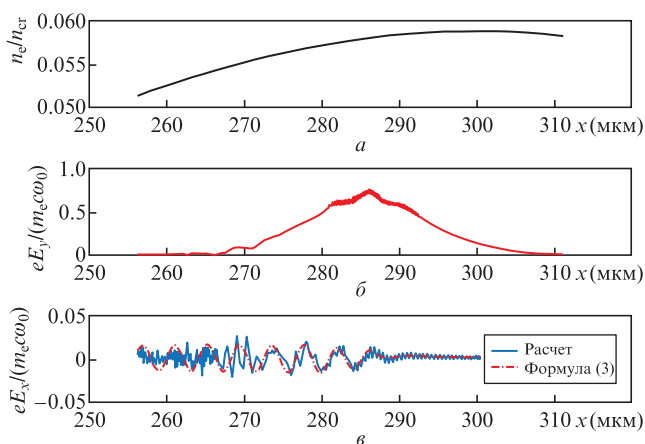


Рис.4. Распределения вдоль оси  $x$  невозмущенной концентрации электронов (а), огибающей лазерного импульса  $E_y$  (б) и поля кильватерной плазменной волны  $E_x$  (в), полученные при численном моделировании, а также поле кильватерной волны (3), определяемое полученной в расчете огибающей лазерного импульса (в, штрихпунктирная кривая), для  $ct = 290$  мкм.

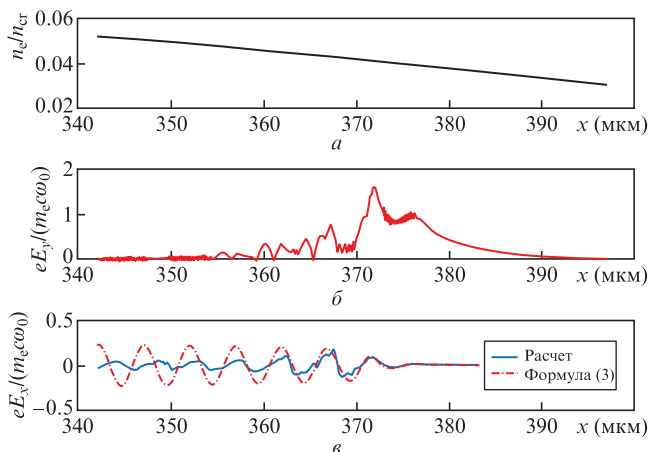


Рис.5. То же, что и на рис.4, для  $ct = 380$  мкм.

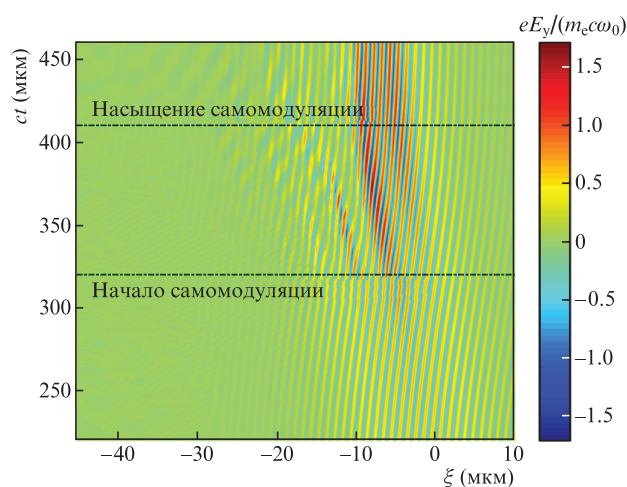


Рис.6. Зависимости распределения поля лазерного импульса на оси в координатах  $ct$  и  $\xi$ . Горизонтальными линиями отмечены моменты времени начала и насыщения самомодуляции лазерного импульса. Цветные варианты рис.6, 7 и 9 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

Зависимости при  $ct = 380$  мкм, отображенные на рис.5, отвечают сильно развитому режиму самомодуляции и самофокусировки лазерного импульса (см. рис.3, 5,б и 6). В этом сильно нелинейном режиме поле лазерного импульса превышает релятивистское значение,  $eE_y / (m_e c \omega_0) > 1$ , однако формула (3) позволяет оценить структуру и амплитуду плазменной волны в первом периоде возбужденного кильватерного поля с точностью  $\sim 10\%$ .

Важную роль в процессе захвата фоновых электронов плазмы, кроме амплитуды плазменной волны, играет также фазовая скорость плазменной волны. Ее уменьшение по сравнению с групповой скоростью лазерного импульса способствует эффективному захвату и ускорению электронов. Фазовая скорость плазменной волны уменьшается при развитии самомодуляционной неустойчивости [11], а также в результате линейных эффектов распространения лазерного импульса в плазме неоднородной плотности и изменения длины генерируемой им плазменной волны. На рис.7 показано распределение поля кильватерной плазменной волны на оси в координатах  $ct$  и  $\xi$  при  $ct = 260-460$  мкм. Черными линиями показаны траектории значений постоянной фазы волны. Наклон этих линий, определяющий фазовую скорость волны, означает уменьшение фазовой скорости для всех периодов возбужденной вол-

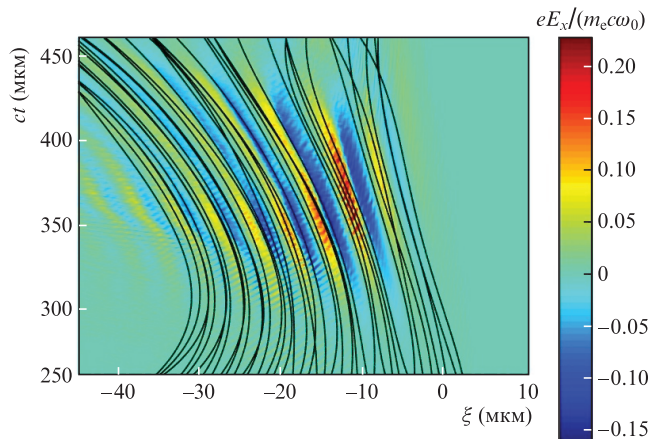


Рис.7. Зависимости распределения поля кильватерной плазменной волны на оси в координатах  $ct$  и  $\xi$ . Черные линии – траектории значений постоянной фазы волны.

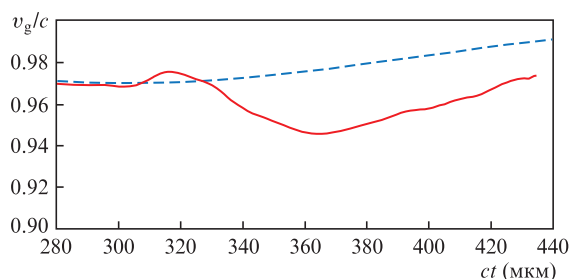


Рис.8. Скорость основного максимума лазерного импульса (сплошная кривая), а также оценка групповой скорости лазерного импульса с помощью линейного дисперсионного уравнения в неоднородной плазме (штриховая линия).

ны при  $ct > 320$  мкм. При этом фазовая скорость кильватерной волны с удалением от переднего фронта лазерного импульса ( $\xi = x - ct \approx 2$  при  $ct = 260$  мкм), где начинается генерация кильватерного поля, уменьшается по сравнению с групповой скоростью лазерного импульса, близкой к скорости света.

Захват фоновых электронов происходит в областях максимумов ускоряющего поля кильватерной волны (минимумов отрицательного значения поля  $E_x$ , нормированного с использованием абсолютной величины заряда электрона  $e$ , рис.7). Фазовая скорость кильватерной волны в этих областях определяется как скоростью движения основного максимума лазерного импульса, за которым происходит преимущественная генерация ускоряющего поля, так и расстоянием (номером периода кильватерной волны) от области генерации (максимума лазерного импульса), см. рис.6 и 7. На рис.8 показана скорость основного максимума лазерного импульса в интервале 280–440 мкм, а также дана оценка групповой скорости лазерного импульса с помощью линейного дисперсионного уравнения для неоднородной плазмы ( $v_g/c = \sqrt{1 - n_e(x)/n_{cr}}$ , где  $n_e$  – невозмущенная концентрация электронов). С началом процесса самомодуляции лазерного импульса ( $ct > 320$  мкм, см. рис.6) отчетливо видно уменьшение в результате этого нелинейного процесса скорости основного максимума лазерного импульса, которая существенно меньше линейной оценки групповой скорости лазерного импульса в неоднородной плазме и определяет фазовую скорость кильватерной волны в области генерации (рис.9, сплошная кривая для  $n = 1$ ).

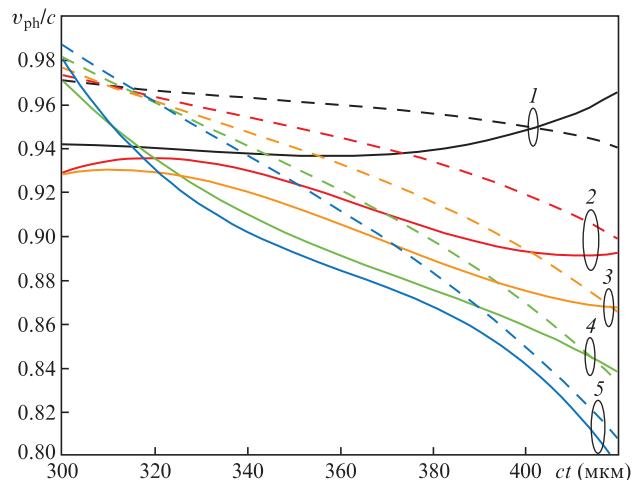


Рис.9. Изменение фазовой скорости кильватерной волны  $v_{ph}$  со временем для различных максимумов ускоряющего поля ( $n = 1-5$ , следующих за основным максимумом лазерного поля (сплошные кривые), а также оценка фазовой скорости, основанная на обусловленных неоднородностью концентрации плазмы линейных эффектах (штриховые кривые).

Изменение фазовой скорости кильватерной волны для пяти максимумов ускоряющего поля (минимумов отрицательного значения поля  $E_x$ ), следующих за максимумом лазерного импульса, показано на рис.9. Штриховые кривые для этих же пяти значений фазы кильватерной волны показывают, как изменяется фазовая скорость в результате линейных изменений групповой скорости лазерного импульса и длины кильватерной волны в неоднородной плазме. Различные кривые соответствуют скоростям различных максимумов ускоряющего поля в пяти периодах плазменной волны ( $n = 1-5$ ), отсчитываемых от основного максимума амплитуды лазерного импульса, за которым происходит преимущественная генерация кильватерной волны. Оценка фазовой скорости в линейном приближении получена в предположении, что передний фронт плазменной волны движется с групповой скоростью лазерного импульса, которая определяется линейным дисперсионным уравнением, а другие участки плазменной волны в этом приближении движутся со скоростью, определяемой со скоростью постоянной фазы, пропорциональной интегралу:

$$\int_{ct + \xi(ct)}^{ct + \xi_{fr}(ct)} \sqrt{n_e(x)/n_{cr}} dx$$

( $\xi_{fr}$  – сопутствующая координата максимума лазерного импульса;  $\xi(ct)$  – сопутствующая координата постоянной фазы;  $n_e(x)$  – невозмущенная концентрация электронов в точке  $x$ ).

Как показано на рис.10, захват фоновых электронов происходит при  $ct \approx 350$  мкм во втором и последующих периодах кильватерной волны ( $n = 2-5$ ). Из рис.9 следует, что на всем интервале, от  $ct \approx 350$  мкм (когда происходит захват электронов) до  $ct \approx 380$  мкм (когда ускоренные электроны с максимальной энергией попадают в тормозящую фазу кильватерной волны, см. рис.11), значения фазовой скорости, полученные из самосогласованного расчета для всех максимумов ускоряющего поля, в которых происходит захват электронов, существенно меньше значений, полученных согласно линейной оценке эффекта неоднородности плазмы. Это указывает на существен-

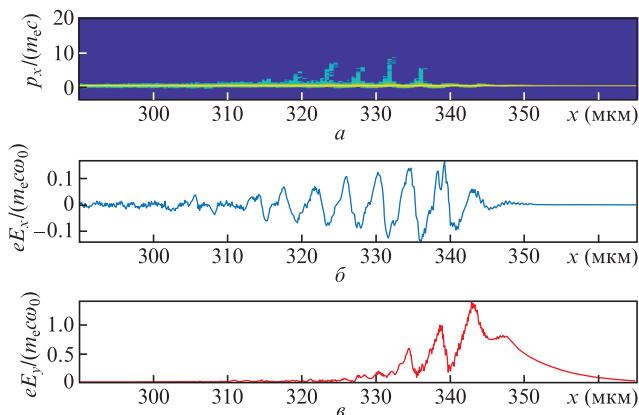


Рис.10. Фазовая плоскость  $(x, P_x)$  электронов плазмы (а), пространственное распределение поля плазменной волны  $E_x$  (б), а также амплитуды лазерного импульса (в) на оси  $x$  для  $ct = 350$  мкм и  $n_0 = 0.059n_{cr}$ .

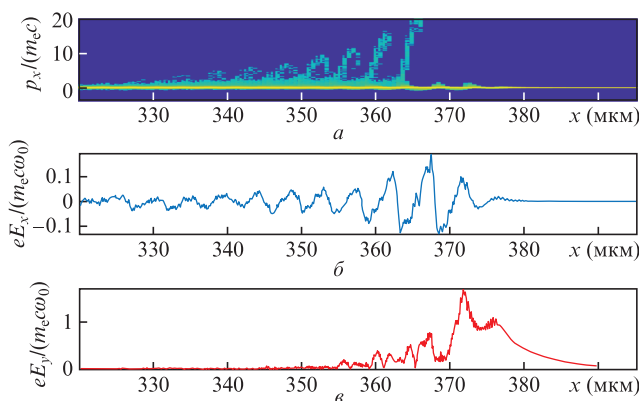


Рис.11. То же, что и на рис.10, для  $ct = 380$  мкм.

ный вклад нелинейных эффектов в уменьшение фазовой скорости, важное для захвата фоновых электронов плазмы. Линейный эффект неоднородности плазмы, малосущественный в области максимума невозмущенной концентрации плазмы ( $x \approx 300$  мкм), также вносит заметный вклад в уменьшение фазовой скорости кильватерной волны по мере удаления лазерного импульса от области максимума невозмущенной концентрации плазмы и увеличения расстояния от области генерации (см. штриховые кривые на рис.9). Отметим, что при  $ct > 380$  мкм, когда влияние нелинейных эффектов ослабевает (происходит насыщение самомодуляции лазерного импульса), фазовая скорость кильватерной волны, согласно линейной оценке, для периодов, достаточно далеко отстоящих от переднего фронта ее генерации, приближается к фазовой скорости, полученной в самосогласованном расчете (см. кривые для  $n = 5$  на рис.9).

### 5. Захват и ускорение электронов

Начиная с момента времени, соответствующего  $ct \approx 350$  мкм, когда амплитуда поля лазерного импульса в процессе самофокусировки достигает максимума (см. рис.3), а развитие процесса самомодуляции импульса приводит к эффективной генерации кильватерной волны (см. рис.6 и 7), фоновые электроны плазмы начинают захватываться полем кильватерной плазменной волны (рис.10,а), которая генерируется преимущественно за основным максимумом лазерного импульса (рис.10,б, в).

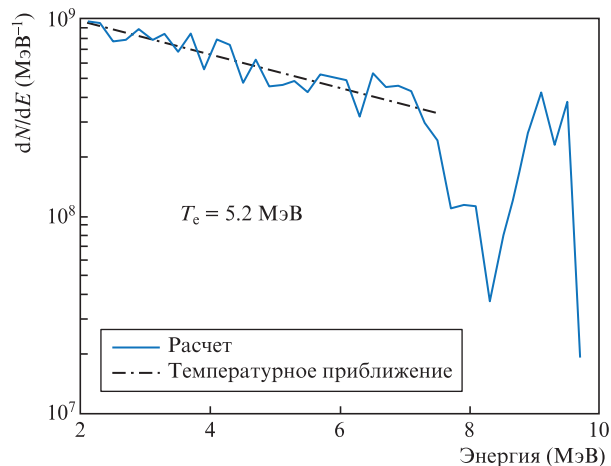


Рис.12. Спектр ускоренных электронов при  $ct = 380$  мкм и  $n_0 = 0.059n_{cr}$ .

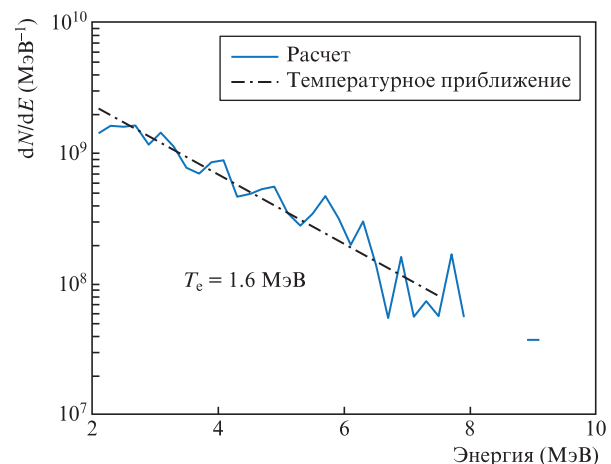


Рис.13. Спектр ускоренных электронов, вылетевших из плазмы за все время взаимодействия ( $ct > 550$  мкм), при  $n_0 = 0.059n_{cr}$ .

Процесс ускорения захваченных электронов продолжается до тех пор, пока ускоренные электроны, обгоняя кильватерную волну, не попадают в тормозящую фазу волны (рис.11). При этом происходит группировка электронов в фазовом пространстве, что находит отражение в формировании «квазимоноэнергетических» сгустков («бугра на хвосте» с характерной энергией  $\sim 9$  МэВ) в энергетическом спектре ускоренных электронов (рис.12). Характерная температура электронов  $T_e$  с энергией менее 7 МэВ составляет 5.2 МэВ.

При дальнейшем движении электронов в поле кильватерной волны, хотя и ослабевающей по мере уменьшения концентрации плазмы, происходит перемешивание электронов в фазовом пространстве и образование «температурного» распределения во всем диапазоне энергий ускоренных электронов, показанного на рис.13.

Большая часть электронов, попадая в тормозящую фазу плазменной волны, теряет свою энергию, и электронов с малой энергией (2–3 МэВ) становится в 2–3 раза больше (ср. рис.11 и 12). При этом характерная температура электронов снижается и становится равной 1.6 МэВ. Отсутствие электронов в некоторых диапазонах для энергии свыше 8 МэВ на рис.13 является следствием малого числа частиц, использованного в этом расчете.

С целью сопоставления результатов моделирования с полученными в эксперименте [3] данными был проведен

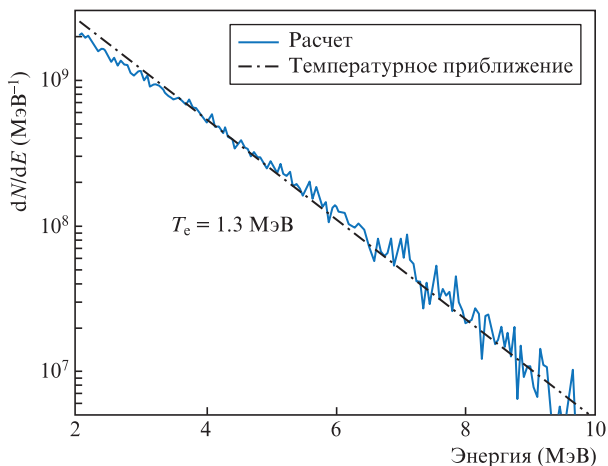


Рис.14. Энергетический спектр электронов, вылетевших из плазмы, для  $n_0 = 0.19n_{cr}$ .

расчет для максимальной концентрации электронов  $n_0 = 0.19n_{cr}$ , что соответствует  $2.1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Энергетический спектр ускоренных электронов, вылетевших из мишени за все время взаимодействия, показан на рис.14 и 15. Уменьшение характерной температуры и соответствующее уменьшение числа ускоренных электронов на «хвосте» распределения (при энергии больше 5 МэВ) с ростом концентрации плазмы (ср. рис.13 и 14) обусловлено уменьшением фазовой скорости кильватерной волны и определяемой ею длиной дефазировки, на протяжении которой электроны набирают энергию.

Энергетический спектр на рис.15 нормирован на величину телесного угла, в который летят электроны, для каж-

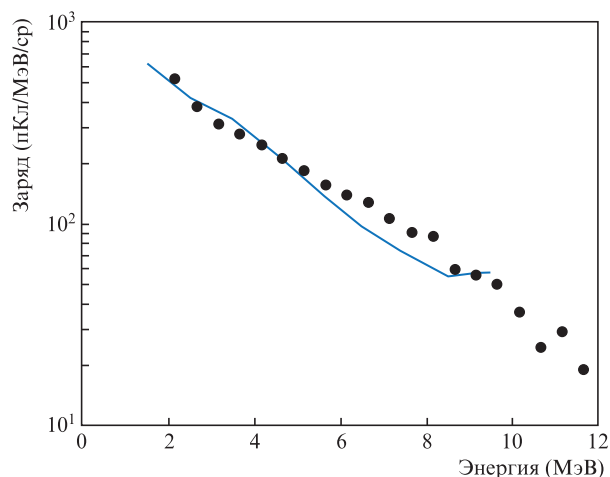


Рис.15. Энергетические спектры электронов, вылетевших из плазмы, в PIC-моделировании (сплошная кривая), а также полученные в эксперименте [3] (точки), нормированные на телесный угол, в который летят электроны, при  $n_0 = 0.19n_{cr}$ . Расчетный спектр умножен на 3.63.

дого диапазона энергий. Нормировка проводилась с учетом ширины угловых распределений электронов по полярному и азимутальному углам. На рис.16 приведены угловые распределения сгустка ускоренных электронов, вылетевших из плазмы за все время взаимодействия для различных диапазонов энергий. На всех рисунках азимутальный угол  $\varphi$  отсчитывается от оси  $z$ , полярный угол  $\theta$  – от направления распространения лазерного импульса (ось  $x$ ). Заметна сильная асимметрия распределения по осям  $y$  и  $z$ . Эта асимметрия возникает вследствие линей-

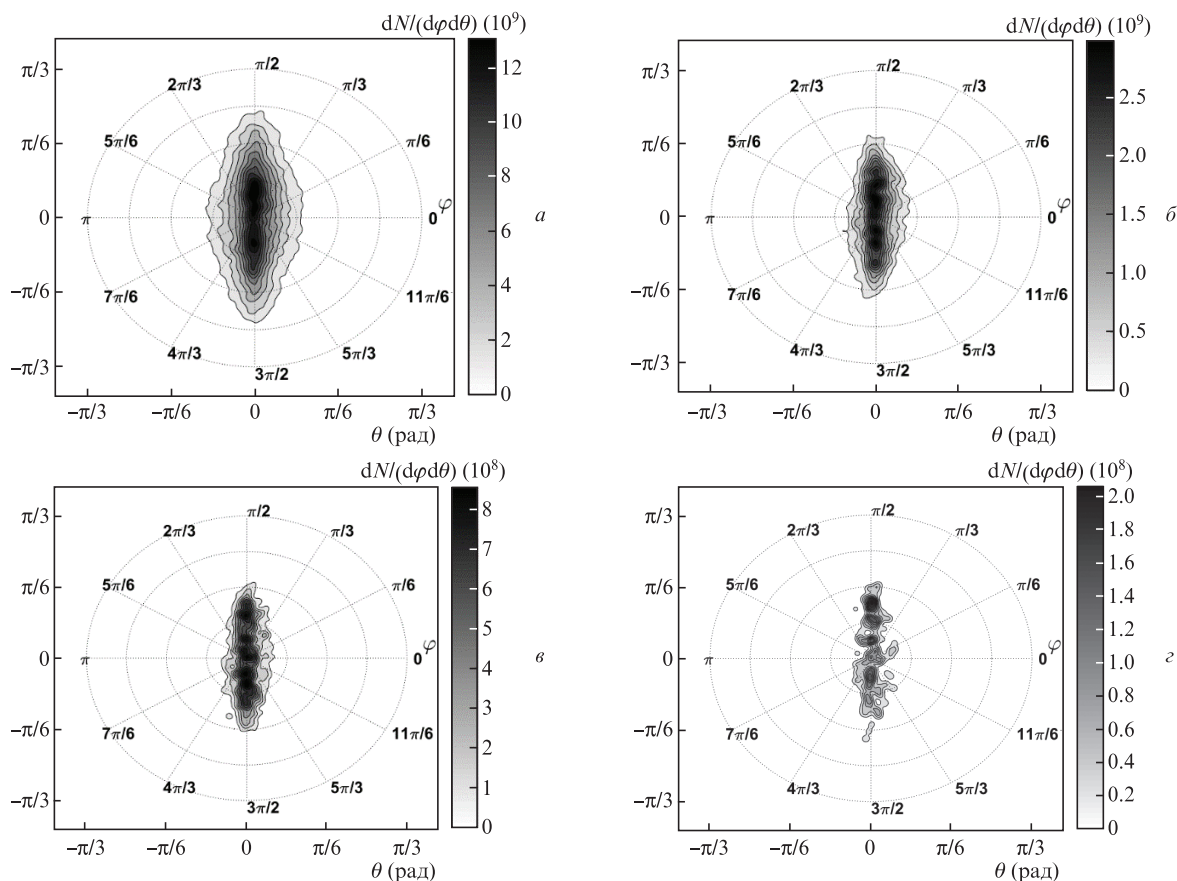


Рис.16. Распределения по полярному и азимутальному углам ( $dN/(d\varphi d\theta)$ ) электронов с энергиями более 2 (а), 5 (б), 7(в) и 9 МэВ (г).

ной поляризации лазерного импульса в плоскости  $xu$ , что приводит к большей величине поперечного импульса в направлении  $y$  под действием электрического поля лазера.

В работе [3] угловой разброс электронов был измерен только поперек направления поляризации лазерного импульса, где эта величина заметно меньше, чем в направлении поляризации. Эффективный телесный угол, определяемый шириной углового распределения только в измеренном направлении (на него нормировался спектр ускоренных электронов в работе [3]), был заметно меньше телесного угла, найденного в наших расчетах с учетом асимметрии вылета ускоренных электронов. Этим обстоятельством определяется коэффициент, на который умножен спектр вылетевших электронов, полученный при моделировании (рис.15). Эффективная температура ускоренных электронов (наклон их спектра на рис.15), полученная из 3D PIC-моделирования, хорошо соответствует найденной экспериментально [3], что указывает на адекватность численного анализа имеющихся экспериментальных данных.

## 6. Заключение

С помощью 3D PIC-моделирования исследовано взаимодействие субтераваттного лазерного импульса с неоднородной плазмой газовой струи. Определены условия возникновения и характеристики процессов самофокусировки и самомодуляции лазерного импульса. Продемонстрирована эффективная генерация кильватерной плазменной волны лазерным импульсом в условиях, когда его мощность превышает критическую для релятивистской самофокусировки, определяемую локальной концентрацией электронов плазмы. Изучены параметры (амплитуда и фазовая скорость) кильватерной плазменной волны, генерируемой в неоднородной плазме в режиме самомодуляции лазерного импульса. Благодаря уменьшению фазовой скорости кильватерной волны и росту ее амплитуды в результате процессов самомодуляции и самофокусировки лазерного импульса, а также вкладу линейных эффектов неоднородности концентрации плазмы в умень-

шение фазовой скорости кильватерной волны, происходит захват фоновых электронов плазмы и их дальнейшее ускорение в кильватерном поле. Определены энергетические и угловые характеристики ускоренных электронов. Показано, что при ограничении области ускорения электронов длиной их дефазировки спектр ускоренных электронов характеризуется формированием квазимоноэнергетического сгустка электронов с энергией  $\sim 9$  МэВ и зарядом  $\sim 30$  пКл (для обсуждаемых параметров лазера и плазмы). Эффективная температура ускоренных электронов и их угловое распределение, полученные при 3D PIC-моделировании, хорошо соответствуют определенным в эксперименте.

Авторы благодарят А.А.Голованова за обсуждение роли нелинейных эффектов неоднородности плазмы в процессе уменьшения фазовой скорости кильватерной волны.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом» и РФФИ (грант №19-02-00908).

1. Leemans W.P. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 245002 (2014).
2. He Z.-H., Hou B., Nees J.A., Easter J.H., Faure J., Krushelnick K., Thomas A.G.R. *New J. Phys.*, **15**, 053016 (2013).
3. Goers A.J., Feder G.A., Miao B., Salehi F., Wahlstrand J.K., Milchberg H.M. *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 194802 (2015).
4. Пугачев Л.П., Андреев Н.Е., Левашов П.Р., Мальков Ю.А., Степанов А.Н., Яшунин Д.А. *Физика плазмы*, **41** (7), 588 (2015).
5. Мальков Ю.А., Степанов А.Н., Яшунин Д.А., Пугачев Л.П., Левашов П.Р., Андреев Н.Е., Андреев А.А. *Квантовая электроника*, **43** (3), 226 (2013) [*Quantum Electron.*, **43** (3), 226 (2013)].
6. Pugachev L.P., Popov V.S., Andreev N.E. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **774**, 012106 (2016).
7. Андреев Н.Е., Горбунов Л.М., Кирсанов В.И., Погосова А.А., Рамазашвили Р.Р. *Письма в ЖЭТФ*, **55**, 551 (1992) [*JETP Lett.*, **55**, 551 (1992)].
8. Pukhov A.J. *Plasma Phys.*, **61**, 425 (1999).
9. Popov V.S., Pugachev L.P., Andreev N.E. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1147**, 012078 (2019).
10. Горбунов Л.М., Кирсанов В.И. *ЖЭТФ*, **66**, 509 (1987) [*Sov. Phys. JETP*, **66**, 290 (1987)].
11. Andreev N.E., Kirsanov V.I., Gorbunov L.M., Sakharov A.S. *IEEE Transact. Plasma Sci.*, **24** (2), 363 (1996).