

РЕЗУЛЬТАТЫ ДВУМЕРНОГО И ТРЕХМЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕННОЙ КИЛЬВАТЕРНОЙ ВОЛНЕ

Н. А. Андреюк, А. И. Голубев, Н. П. Пятаков, Б. П. Якутов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Введение

Пучки заряженных частиц с энергией порядка десятков ГэВ используются для различных научных и медицинских приложений. С целью их получения создаются ускорительные комплексы внушительных размеров. Причем для дальнейшего увеличения энергии ускоряемых частиц, приходится использовать все более масштабные установки. Например, по проекту Международного линейного коллайдера (ILC) предполагается, что для получения ускоренных лептонов с энергией 500 ГэВ, ускоритель должен быть длиной 40 км. Необходимость таких больших размеров вызвана тем, что существует ограничение сверху на поля, ускоряющие частицы в таких установках. Чтобы не допустить электрического пробоя среды, напряженность электрического поля в ускорителях обычно не превышает значений 10^4 – 10^5 В/см.

Однако существуют альтернативные методы ускорения частиц в лазерных полях и в полях разделения зарядов в плазме, лишенные ограничений, связанных с пробоем среды [1]. Напряженность ускоряющего поля, создаваемого в плазменных ускорителях, достигает значений порядка 10^9 – 10^{10} В/см при длине ускорения от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров. Рекордной, на настоящий момент, является энергия 4,2 ГэВ у электронов, ускоренных в плазме на длине 9 см лазерным излучением мощностью 300 ТВт [2]. При этом способе ускорения мощный короткий лазерный импульс, распространяясь в докритической плазме, возбуждает волну колебаний электронной плотности, идущую вслед за ним. В результате в плазме генерируются продольные электрические поля, ускоряющие электроны. Так как процесс возбуждения электронной плазменной волны лазерным импульсом в чем-то аналогичен возбуждению кораблем волн на поверхности воды, то их принято называть кильватерными.

В данной работе представлен анализ результатов 3D и 2D численного моделирования ускорения электронов в плазменной кильватерной волне. Расчеты были проведены при помощи разработан-

ного во ВНИИЭФ трехмерного параллельного релятивистского кода PLASMA-3P (3D3V), основанного на методе «частиц-в-ячейке». Код PLASMA-3P является дальнейшим развитием двумерного кода PLASMA-2P [3]. Численное моделирование было проведено для различных режимов генерации плазменной кильватерной волны. Моделирование проводилось в двумерной и трехмерной постановках с целью выяснить – существуют ли значимые отличия результатов 2D и 3D моделирования.

1. Возбуждение кильватерной волны лазерным импульсом. Основные особенности режима кильватерного ускорения электронов

Кильватерная волна возбуждается в плазме под воздействием ультракороткого, мощного (порядка 10^{18} – 10^{20} Вт/см²) лазерного излучения, либо пучка высокоэнергетичных электронов. Она представляет собой череду сгущений и разрежений электронной плотности, следующей за «драйвером» (лазерным импульсом или электронным сгустком). В данной работе моделируется первый способ генерации кильватерной волны, который впервые был предложен в 1979 г. в работе [4]. На рис. 1 схематично изображен первый период плазменной кильватерной волны. Электроны обозначены маленькими кружками, ионы – большими со знаком «плюс». Лазерный импульс распространяется справа налево и отмечен большой стрелкой. Изогнутыми стрелками показано направление разлета электронов.

Как видно из рисунка, распространяясь в плазме докритической плотности, лазерный импульс вытесняет электроны из области взаимодействия излучения с плазмой за счет действия ponderomotorной силы $\vec{F}_p \sim -\nabla I$. Положительно заряженные ионы остаются при этом практически неподвижны. Таким образом, позади лазерного импульса образуется зона избыточного положительного заряда, которая в свою очередь, начинает

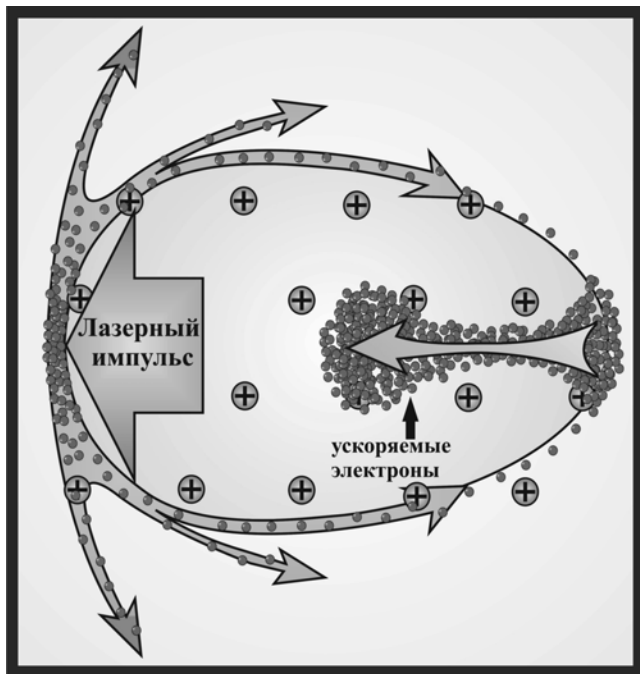


Рис. 1. Схема ускорения электронов в плазменной кильватерной волне. На рисунке большой стрелкой отмечен лазерный импульс, маленькими кружками показаны электроны плазмы, большими со знаком «плюс» – ионы

притягивать электроны обратно. Вследствие чего, в плазме возбуждаются колебания плотности электронов, следующие за лазерным импульсом. Эта плазменная волна, которую еще называют кильватерной, совершает колебания с плазменной частотой $\omega_{pl} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$, где n_e – начальная плотность электронов плазмы, e – заряд, m_e – масса электрона и распространяется с фазовой скоростью равной групповой скорости лазерного импульса:

$$v_{ph} = v_g \approx c \sqrt{1 - \omega_p^2 / \omega_0^2} \quad (1)$$

где c – скорость света, ω_0 – несущая частота лазерного импульса. В область избыточного положительного заряда, вследствие самоинжекции, могут попасть фоновые электроны плазмы и под действием продольного ускоряющего поля набрать энергию от сотен до нескольких тысяч МэВ. При этом, находясь в ускоряющей фазе, электроны постоянно набирают скорость, стремясь к скорости света $v_e \rightarrow c$. Скорость плазменной волны остается постоянной. В результате, электроны могут обогнать плазменную волну и перейти в область с тормозящим продольным электрическим полем. Длину участка плазмы, где происходит только ускорение электронов, принято называть длиной дефазировки – l_d . Если считать,

что электрон в плазменной волне движется со скоростью света, то длина дефазировки равна [5]:

$$l_d = \frac{\lambda_{pl}}{2(c - v_{ph})} c \approx \frac{\omega_0^2}{\omega_{pl}^2} \lambda_{pl}, \quad (2)$$

где λ_{pl} – длина одного периода плазменной волны. Таким образом, максимальное приращение энергии, которое могут набрать электроны, ускоряясь в кильватерной волне равно:

$$\Delta E = q E_l l_d \approx q E_l \frac{\omega_0^2}{\omega_{pl}^2} \lambda_{pl}, \quad (3)$$

где q – заряд электрона, E_l – среднее значение продольного ускоряющего поля. Выражение (3) хорошо лишь для приблизительной оценки, так как в нем не учитываются нелинейные эффекты, возникающие при кильватерном ускорении, например, самофокусировка лазерного импульса. Данные эффекты приводят к изменению амплитуды ускоряющего поля и длины дефазировки.

2. Различные типы плазменной кильватерной волны. Bubble-режим ускорения

В зависимости от длительности, пространственного профиля и интенсивности лазерного импульса, а также плотности плазмы кильватерная волна может иметь различную форму. Обычно при интенсивности порядка 10^{17} – 10^{18} Вт/см² и плотности электронов меньше 10^{19} см⁻³ в плазме возбуждается линейная кильватерная волна – продольное ускоряющее электрическое поле имеет синусоидальную форму и позади лазерного импульса образуется много периодов плазменной волны с одинаковой амплитудой. При увеличении интенсивности до значения 10^{19} Вт/см² и выше наблюдается переход в режим генерации нелинейной кильватерной волны. В этом случае амплитуда ускоряющего поля возрастает по сравнению с линейным режимом, приобретает пилообразный характер, но начинает быстро затухать от периода к периоду. В пределе, при достаточной величине интенсивности импульса наблюдается так называемый режим «пузыря» или bubble-режим – в плазменной волне остается только одна – две области, практически полностью лишенных фоновых электронов. На рис. 2 показаны полученные при трехмерном численном моделировании картины плотности электронов в нелинейном и в bubble-режиме.

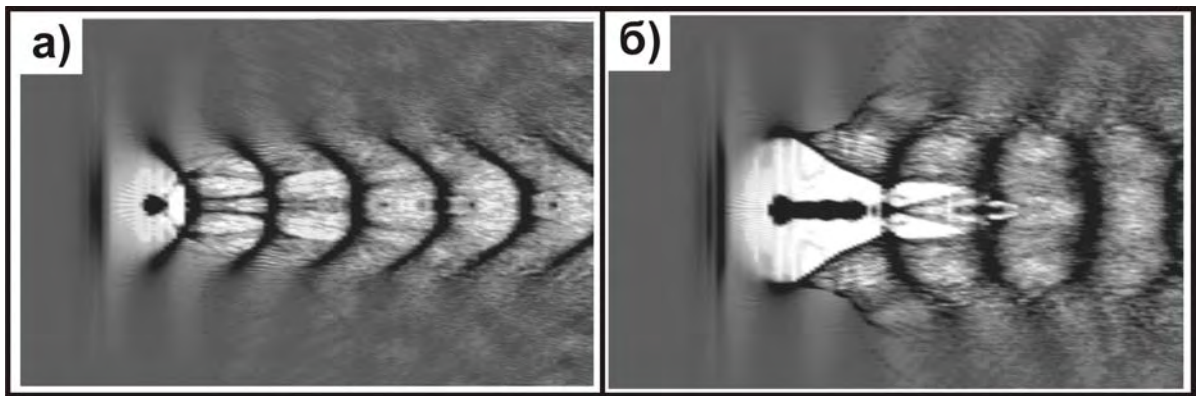


Рис. 2. Распределения плотности электронов плазменной кильватерной волне, полученные в трехмерных расчетах при разной интенсивности лазерного импульса. Лазерное излучение и кильватерная волна распространяются на рисунке справа налево. Черным цветом обозначены области сгущения электронной плотности, белым – разрежения. Под буквой «а» показан нелинейный профиль кильватерной волны, полученный при интенсивности лазерного импульса 1×10^{19} Вт/см², под буквой «б» – профиль волны, характерной для bubble-режима ускорения, интенсивность лазерного излучения в данном случае составляет 2×10^{19} Вт/см². Начальная плотность электронов плазмы во всех расчетах была равна 2×10^{19} см⁻³

На рисунке отчетливо видна область избыточного положительного заряда (обозначена белым цветом). Видно как в эту область у ее основания втягиваются фоновые электроны плазмы. на обоих рисунках отчетливо видны сгустки ускоряемых электронов. Численное моделирование bubble-режима ускорения было впервые выполнено в работе [6] в 2002 году. Очень скоро независимо, тремя группами ученых данный режим был экспериментально подтвержден [7], [8], [9]. Одной из главных особенностей этого типа генерации кильватерной волны является возможность получения моноэнергетических пучков ускоренных электронов, так как все электроны ускоряются в одном периоде плазменной волны.

тая при моделировании, схематически показаны на рис. 3.

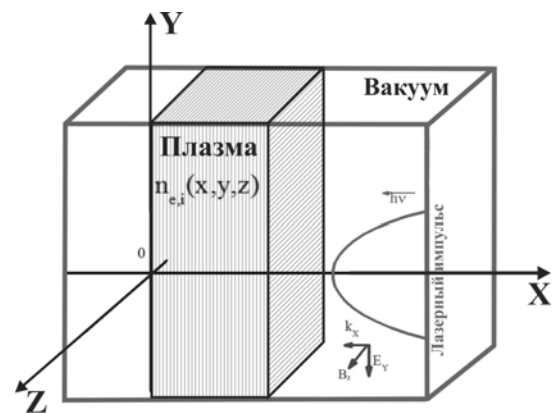


Рис. 3. Расчетная область для численного моделирования лазерно-плазменного ускорения электронов

3. Постановка задачи и метод расчета

Наиболее распространенным инструментом моделирования процесса ускорения электронов в плазменной кильватерной волне служат PIC-коды (Particle-In-Cell) – математические программы, моделирующие взаимодействие лазерного излучения с бесстолкновительной плазмой путем решения системы уравнений Максвелла-Власова методом «частиц-в-ячейке». Подробное описание основных положений этого метода содержится в книге [10]. В настоящей работе для численного моделирования лазерно-плазменного ускорения электронов использовался разработанный во ВНИИЭФ релятивистский параллельный трехмерный PIC-код PLASMA-3P. Расчетная область, плазменная мишень и система координат, приня-

В качестве мишени была выбрана плазма гелия с плотностью электронов 2×10^{19} см⁻³ и длиной 0,43 мм. По ширине (вдоль осей Y и Z) размеры мишени были равны размерам расчетной области – 0,035 мм. Расчеты проводились для трех значений интенсивности линейно поляризованного лазерного импульса – 5×10^{18} , 1×10^{19} и 2×10^{19} Вт/см², длительностью 12 фс, длиной волны 0,8 мкм. В зависимости от интенсивности лазерного излучения в расчетах было реализовано два режима LWFA (Laser Wakefield Acceleration): нелинейный и bubble-режим (режим «пузыря» – при интенсивности 2×10^{19} Вт/см²). Расчетная область имела размеры: 0,47 мм вдоль оси X и 0,035 мм по осям Y и Z. Мишень и расчетная область в двумерном случае имели те же размеры по

осям X и Y , что и в трехмерном. Мишень моделировалась как двукратно ионизованная плазма гелия. Расчетная сетка в трехмерном расчете состояла из $\approx 1,069$ миллиарда ячеек, а для моделирования плазмы использовалось $\approx 974,7$ миллионов квазичастиц. В двумерном расчете та же задача моделировалась на сетке из 3,6 миллионов ячеек, с использованием 55,2 миллионов квазичастиц. Число точек расчетной сетки, приходящееся на плазменную длину волны, что является критерием точности расчета, в обоих случаях было одинаковым – 27 точек. Таким образом, трехмерный расчет требовал большего числа ячеек только за счет геометрии. Время одного расчета в трехмерном случае составляло 5,3 часа, в двумерном – 0,6 часа.

4. Результаты расчетов. Сравнение энергетических спектров ускоренных электронов

По итогам численного моделирования было проведено сравнение результатов двумерных расчетов с трехмерными. В качестве основных характеристик рассматривались энергетические спектры электронов, величина продольного ускоряющего поля E_x , пространственные картины распределения электронов. Было установлено, что величина продольного ускоряющего поля E_x , формирующегося при вхождении излучения в плазму, в трехмерном и двумерном случаях совпадает. Для примера на рис. 4 приведен график зависимости ускоряющего поля E_x от координаты X для интенсивности лазерного импульса 5×10^{18} Вт/см².

Из рисунка видно, что ускоряющее поле кильватерной волны в начале расчета для двумерного и трехмерного случаев полностью совпадает. Согласно формуле (3) поле E_x является определяющей характеристикой, влияющей на процесс ускорения электронов, при неизменной плотности плазмы и интенсивности лазерного импульса. Следовательно, можно ожидать, что максимальная энергия электронов и их энергетические спектры в двумерных и трехмерных расчетах также будут совпадать, однако этого не происходит и различия весьма существенны. Расчеты показали, что несмотря на то, что в начале в плазме в двумерном и трехмерном случаях формируются идентичные профили кильватерной волны, их эволюция идет по-разному и в итоге, по прошествии 430 мкм, сгустки ускоренных электронов имеют различные

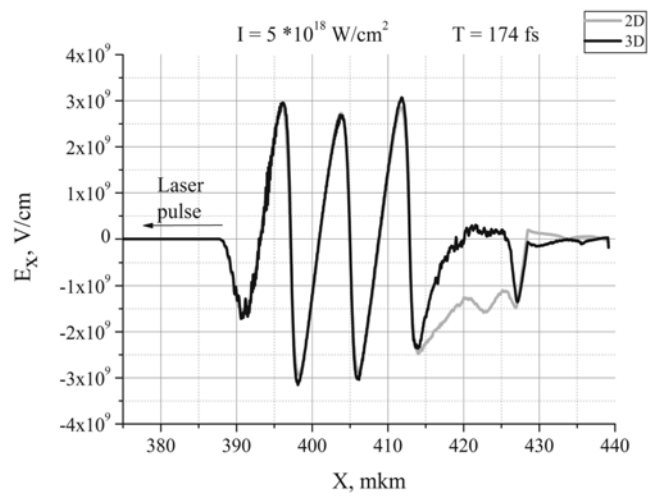


Рис. 4. График зависимости продольного ускоряющего поля E_x от координаты X для интенсивности лазерного импульса 5×10^{18} Вт/см². На рисунке показаны графики, полученные в двумерном и трехмерном расчете на один и тот же момент времени – 174 фс от начала расчета, лазерный импульс успел пройти в плазме длину ≈ 40 мкм. Амплитуда поля равна 3×10^9 В/см

энергию, заряд. Это происходит из-за того, что области разрежения и сгущения плазмы из которых состоит кильватерная волна являются существенно трехмерными структурами, двумерное описание ускорения электронов становится недостаточным. Наиболее хорошо это заметно в случае с максимальной интенсивностью – 2×10^{19} Вт/см², когда реализуется bubble-режим ускорения. На рис. 5 показаны картины плотности электронов данного режима для двумерного и трехмерного расчета в моменты времени, когда лазерный импульс прошел в плазме 60 и 380 мкм.

Из рисунка хорошо видно, что в обоих случаях в плазме формируется одинаковая волна, но под конец расчета в двумерном случае пузырь имеет в 1,5 раза меньшую длину чем в трехмерном и его структура начинает распадаться. Также в трехмерном случае пучок электронов имеет форму «стержня», характерного для bubble-режима, в отличие от двумерного. Электроны, формирующие данный «стержень», при достаточной длине ускорения группируются, формируя моноэнергетический пучок. В двумерном расчете хорошо видны два пучка электронов – один, который ускорился с начала инжекции электронов в пузырь и теперь находящийся в области дефазировки, и второй – в основании пузыря, только вступающий в процесс ускорения.

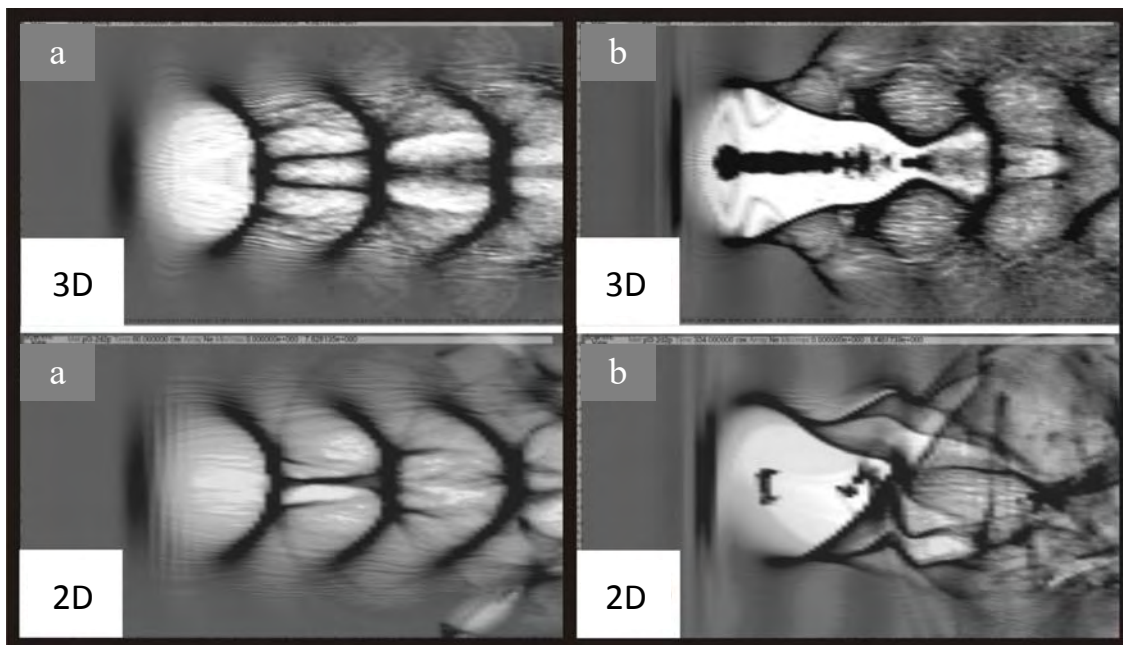


Рис. 5. Распределения плотности электронов в плазменной кильватерной волне, полученные в двумерном (внизу) и трехмерном (вверху) расчетах в bubble-режиме (интенсивность лазерного импульса – 2×10^{19} Вт/см²). Слева показан момент времени, соответствующий началу расчета – лазерный импульс прошел в плазме гелия ≈ 60 мкм, справа – концу расчета, лазерный импульс прошел в плазме 380 мкм (общая длина – 420 мкм)

Наибольшие различия в спектрах ускоренных электронов наблюдаются при интенсивностях 5×10^{18} и 2×10^{19} Вт/см². Сравнения этих спектров для двумерного и трехмерного расчетов приведены, соответственно на рис. 6 и 7.

Из рисунков видно, что в случае с интенсивностью 5×10^{18} Вт/см², в трехмерном расчете спектр электронов вытянут, с отсечкой на энергии 50 МэВ и имеет много пиков, что соответствует

последовательности ускоренных пучков электронов, так как в этом случае кильватерная волна имеет много периодов, ускоряющих электроны. При интенсивности 2×10^{19} Вт/см², в bubble-режиме, спектр трехмерного расчета хорошо показывает особенности этого типа кильватерной волны – спектр имеет максимум при энергии 60 МэВ и ширину около 80 МэВ по основанию, что соответствует пучку электронов, имеющему форму

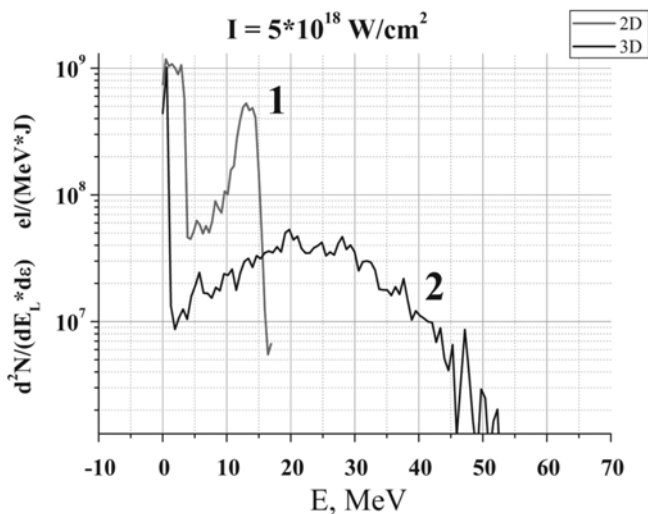


Рис. 6. Спектр всех электронов, ускоренных в расчете с интенсивностью лазерного импульса 5×10^{18} Вт/см² и вылетевших в угол 10° . Цифрой 1 обозначен двумерный расчет, цифрой 2 – трехмерный

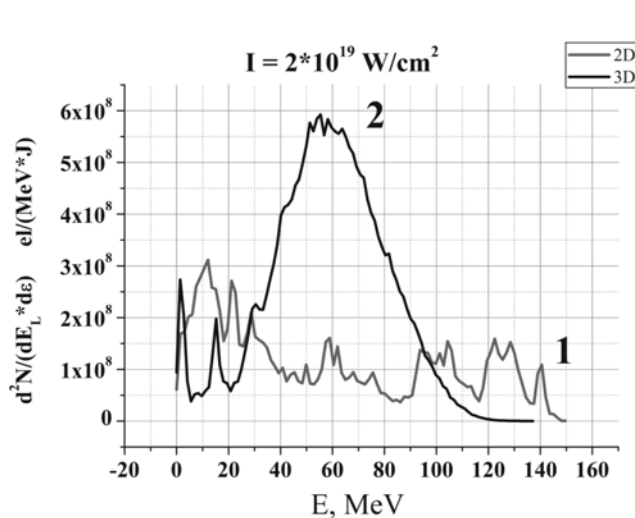


Рис. 7. Спектр всех электронов, ускоренных в расчете с интенсивностью лазерного импульса 2×10^{19} Вт/см² (bubble-режим) и вылетевших в угол 10° . Цифрой 1 обозначен двумерный расчет, цифрой 2 – трехмерный

«стержня», ускоряющемся в одном периоде. Двумерные спектры в обоих случаях полностью отличаются от трехмерного расчета, что показывает недостаточность двумерного описания.

Заключение

При помощи разработанного во ВНИИЭФ параллельного полностью релятивистского кода PLASMA-3P (3D3V), основанного на методе «частиц-в-ячейке», проведено трехмерное и двумерное численное моделирование ускорения электронов в нелинейном и в bubble-режиме возбуждения плазменной кильватерной волны с целью выяснить – существуют ли значимые отличия результатов 2D и 3D моделирования. Расчеты проводились для интенсивностей лазерного излучения 5×10^{18} , 1×10^{19} и 2×10^{19} Вт/см² и начальной плотности электронов плазмы 2×10^{19} см⁻³, длина плазмы была равна 430 мкм.

Расчеты показали, что несмотря на то, что в начале в плазме в двумерном и трехмерном случаях формируются идентичные профили кильватерной волны, их эволюция идет по-разному и в итоге, по прошествии 430 мкм, сгустки ускоренных электронов имеют различную энергию, заряд. Это происходит из-за того, что области разрежения и сгущения плазмы из которых состоит кильватерная волна являются существенно трехмерными структурами, двумерное описание ускорения электронов становится недостаточным. Наиболее хорошо это заметно в случае с максимальной интенсивностью – 2×10^{19} Вт/см², когда реализуется bubble-режим ускорения. В этом случае в трехмерном расчете спектр электронов имеет максимум при энергии 60 МэВ и ширину около 80 МэВ по основанию, что соответствует пучку электронов, имеющему форму «стержня», ускоряющемся в одном периоде. В двумерном расчете плазменная структура «пузыря» разрушается под конец расчета и спектр вылетевших частиц полностью отличаются от трехмерного расчета. В целом, спектры полученные в двумерных расчетах, плохо отражают

особенности соответствующих режимов генерации плазменной волны и можно сделать вывод, что двумерное описание процесса ускорения электронов в кильватерной волне является недостаточным.

Список литературы

1. Костюков И. Ю., Пухов А. М. Плазменные методы ускорения электронов: современное состояние и перспективы // УФН, 2015. Т. 185, № 1. С. 89–96.
2. Leemans W. P. et al. Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime // Phys. Rev. Lett. **113** 245002 (2014).
3. Голубев А. И., Сыроева Т. Г., Якутов Б. П. Генерация ионов в тонких мишенях лазерными импульсами круговой поляризации // Проблемы физики высоких плотностей энергии. Труды международной конференции XII Харитоновские тематические научные чтения // Саров. 2010. С. 369–374.
4. Tajima T., Dawson J. M. Laser Electron Accelerator // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43, N. 4. P. 267–270.
5. Андреев Н. Е., Горбунов Л. М. Лазерно-плазменное ускорение электронов // УФН. 1999. Т. 169, № 1. С. 53–58.
6. Pukhov A. Meyer-ter-Vehn J. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime // Appl. Phys. 2002. Vol. 74. P. 355.
7. Faure J., Glinec Y., Pukhov A. et al. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams // Nature. 2004. Vol. 431. P. 541.
8. Geddes C. G. R. et al. High quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding // Nature. 2004. Vol. 431. P. 538.
9. Mangles S. P. D., Murphy C. D. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser plasma interactions // Nature 2004. Vol. 431. P. 535.
10. Березин Ю. А., Вшивков В. А. Метод частиц в динамике разреженной плазмы // Новосибирск: Наука, 1980. 96 с.