

ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕННОЙ КИЛЬВАТЕРНОЙ ВОЛНЕ

Н. А. Андрюк, 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. Причём для дальнейшего увеличения энергии ускоряемых частиц, приходится использовать всё 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 [1]. Необходимость таких больших размеров вызвана тем, что существует ограничение сверху на поля, ускоряющие частицы в таких установках. Чтобы не допустить электрического пробоя среды напряжённость 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, лишённые ограничений, связанных с пробоем среды [2]. Напряжённость 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 [3]. При этом способе ускорения мощный короткий лазерный импульс, распространяясь в плазме докритической плотности, 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 чём-то аналогичен возбуждению кораблём волн на поверхности воды, то их принято называть кильватерными.

В данной работе представлены результаты численного моделирования ускорения электронов в кильватерной волне, возбуждённой в плазме гелия лазерным импульсом. Расчёты были проведены при помощи разработанного во ВНИИЭФ трёхмерного параллельного релятивистского кода PLASMA-3P (3D3V), основанного на методе «частиц-в-ячейке». Код PLASMA-3P является дальнейшим развитием двумерного кода PLASMA-2P [4]. Численное моделирование проводилось в двумерной и трёхмерной постановке для определения значимых различий при переходе от двумерной геометрии к трёхмерной.

1. Возбуждение нелинейной кильватерной волны лазерным импульсом. Bubble-режим ускорения

На рис. 1 показано схематичное изображение ускорения электронов в плазменной кильватерной волне. На этом рисунке показан первый период плазменной волны. Электроны обозначены красными кружками, ионы – синими. Лазерный импульс отмечен желтой стрелкой. Синими стрелками показано направление разлёта электронов.

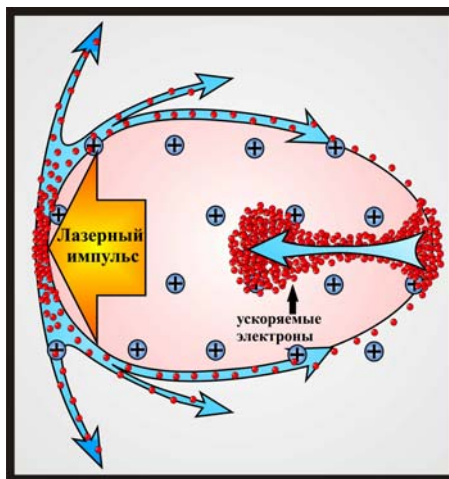


Рис. 1. Схема ускорения электронов в плазменной кильватерной волне. На рисунке жёлтой стрелкой отмечен лазерный импульс, красными кружками показаны электроны плазмы, синими – ионы

Как видно из рисунка, распространяясь в плазме докритической плотности, лазерный импульс вытесняет электроны из области взаимодействия излучения с плазмой за счёт действия ponderomotive 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 притягивать электроны обратно. Вследствие чего, в плазме возбуждаются колебания плотности электронов, следующие за лазерным импульсом. Эта плазменная волна, которую еще называют кильватерной, распространяется с фазовой скоростью равной групповой скорости лазерного импульса и совершает колебания с плазменной частотой

$$\omega_{pl} = \left(4\pi n_e e^2 / m_e\right)^{1/2},$$

n_e – начальная плотность электронов плазмы, e – заряд, m_e – масса электрона. В область избыточного положительного заряда, вследствие самоинжекции, могут попасть фоновые электроны плазмы и под действием ускоряющего поля набрать энергию от сотен до нескольких тысяч МэВ. Применение коротких лазерных импульсов для возбуждения подобных волн впервые было предложено в 1979 г. в работе [5].

В зависимости от длительности, пространственного профиля и интенсивности лазерного импульса, а также плотности плазмы кильватерная волна может иметь различную форму. При воздействии на плазму докритической плотности коротким фемтосекундным лазерным импульсом возбуждается кильватерная волна с линейным и нелинейным профилем. При этом пространственная длина лазерного импульса $L_\tau = c\tau_L$, должна быть порядка, либо меньше половины плазменной длины волны $\lambda_p/2 = \pi c/\omega_{pl}$, (τ_L –длительность лазерного импульса, c – скорость света). В качестве мишени традиционно используют плазму гелия с начальной плотностью электронов порядка 10^{17} – 10^{19} см⁻³. 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 остаётся только одна – две области, практически полностью лишенных электронов. На рис. 2 показаны полученные при трёхмерном численном моделировании картины плотности электронов в bubble-режиме.

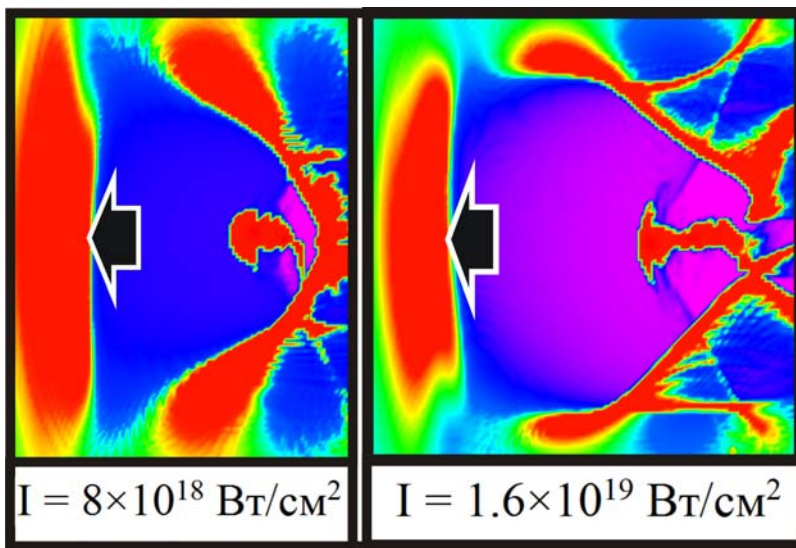


Рис. 2. Распределения плотности электронов в первом периоде плазменной волны, полученные в трехмерных расчётах при разной интенсивности лазерного импульса. Красным цветом обозначены области сгущения электронной плотности, синим и фиолетовым – разрежения. Стрелкой на рисунке отмечен лазерный импульс, внизу рисунка приведена его интенсивность для каждого из расчётов

На рисунке отчётливо видна область избыточного положительного заряда (обозначена синим цветом). Видно как в эту область у её основания втягиваются фоновые электроны плазмы. Численное моделирование этого режима было впервые выполнено в работе [6] в 2002 году. Очень скоро независимо, тремя группами ученых bubble-режим был экспериментально подтверждён [7], [8], [9]. Одной из главных особенностей этого режима является возможность получения моноэнергетических пучков ускоренных электронов.

2. Постановка задачи и метод расчёта

Для моделирования процесса ускорения электронов кильватерной волной чаще всего используют PIC-коды (Particle-In-Cell) – математические программы, моделирующие взаимодействие лазерного излучения с бесстолкновительной плазмой путём решения системы уравнений Максвелла-Власова методом «частиц-в-ячейке». В настоящей работе численное моделирование проводилось при помощи трёхмерного релятивистского параллельного PIC-кода PLASMA-3P, разработанного во ВНИИЭФ. Численное моделирование в этом коде проводится на основе хорошо известной физической модели полностью ионизированной бесстолкновительной плазмы, которая включает в себя релятивистские кинетические уравнения Власова для функций распределения ионов и электронов, а также уравнения Максвелла для электромагнитного поля. Численный алгоритм на каждом шаге по времени содержит три этапа вычислений: решение уравнений Максвелла при заданной плотности тока; расчет изменения распределения ионов и электронов в фазовом пространстве под действием электромагнитного поля с использованием метода частиц в ячейках; определение плотности тока по известным распределениям в фазовом пространстве ионов и электронов [4]. Расчёты проводились в трехмерной и двумерной постановке. Расчётная область, плазменная мишень и система координат, принятая при моделировании, схематически показана на рис. 3:

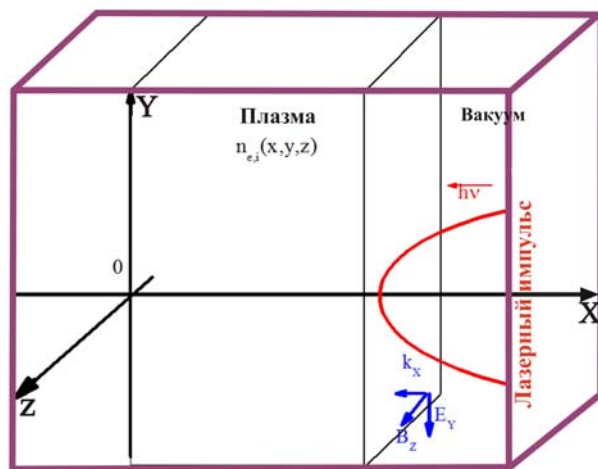


Рис. 3. Расчётная область для численного моделирования лазерно-плазменного ускорения электронов

Лазерный импульс имел круговую поляризацию, длину волны 1 мкм и косинусоидальный профиль по времени и пространству $E(t, r) = E_0 \cos(0,5\pi t/\tau_0) \cos(0,5\pi r/\sigma_0)$, где $\tau_0 = 6,6$ фс, $\sigma_0 = 5$ мкм. Лазерное излучение поступало в расчётную область с правой границы и распространялось в отрицательном направлении оси X . Расчёты были проведены для двух значений интенсивности лазерного излучения – 8×10^{18} и $1,6 \times 10^{19}$ Вт/см².

Расчётная область представляла собой вытянутый параллелепипед с размерами 190 мкм по оси X , 21 мкм по оси Y , 21 мкм по оси Z .

Мишень моделировалась как двукратно ионизованная плазма гелия. Толщина плазмы вдоль оси X равнялась 160 мкм. Длина плазмы вдоль осей Y и Z была одинакова – 21 мкм. Начальная плотность электронов была ниже критической и составляла $3,5 \times 10^{19}$ см⁻³.

В двумерном расчёте расчётная сетка состояла из $\approx 4,7$ миллионов ячеек (40 точек на скин-слой), а для моделирования плазмы использовалось 32,3 миллиона квазичастиц. Расчёт производился на 96 вычислительных ядрах суперЭВМ. Длительность счёта составляла 0,85 часа. При трёхмерном моделировании расчётная сетка состояла из $\approx 967,7$ миллионов ячеек (20 точек на скин-слой), для моделирования плазмы использовалось 13,27 миллиарда квазичастиц. Расчёт производился на 1152 вычислительных ядрах суперЭВМ и длился 32 часа.

3. Сравнение результатов двумерных и трёхмерных расчётов

Было проведено сравнение результатов двумерных расчётов с трёхмерными. В качестве основных характеристик рассматривались энергетические спектры электронов, величина коэффициента поглощения лазерного излучения в плазме, коэффициента конверсии энергии лазерного излучения в кинетическую энергию электронов, ускоренных в кильватерной волне, величина продольного ускоряющего поля E_x , пространственные картины распределения электронов. В результате численного моделирования в трёхмерной и двумерной постановках было установлено, что в режиме «пузыря», который реализуется при выбранных в расчётах параметрах плазмы и лазерного импульса, в плазме позади лазерного импульса образуется плазменная полость, почти полностью свободная от электронов (см. рис. 2). Поскольку плазменная полость является существенно трёхмерной структурой, двумерное описание ускорения электронов становится недостаточным.

На рис. 4 и 5 показаны энергетические спектры электронов при интенсивности лазерного излучения 8×10^{18} и $1,6 \times 10^{19}$ Вт/см², полученные в трёхмерных и двумерных расчётах. Спектры построены для момента времени, когда энергия электронов принимает в расчёте максимальное значение.

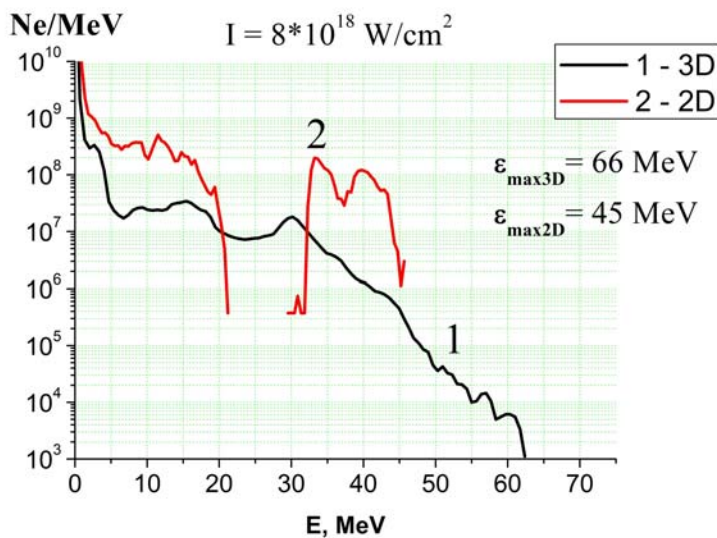


Рис. 4. Энергетический спектр электронов, ускоренных в кильватерной волне на момент времени, когда энергия, достигаемая электронами в расчёте, максимальна: 1 – трёхмерный, 2 – двумерный расчёт. Интенсивность лазерного излучения равна $8 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$

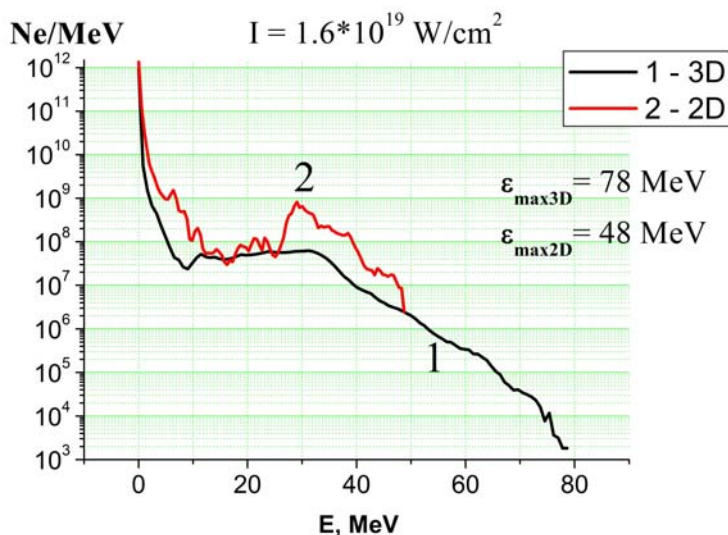


Рис. 5. Энергетический спектр электронов, ускоренных в кильватерной волне на момент времени, когда энергия, достигаемая электронами в расчёте, максимальна: 1 – трёхмерный, 2 – двумерный расчёт, интенсивность излучения $1.6 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$

Из рисунков видно, что при интенсивности лазерного импульса $8 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ в трёхмерном расчёте максимальная энергия электронов равна 66 МэВ, в двумерном – 45 МэВ. Для интенсивности $1,6 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ – 78 и 48 МэВ, соответственно. В то же время общее число ускоренных электронов с энергией свыше 5 МэВ в двумерных расчётах оказывается на порядок выше – $4,6 \times 10^9$ и $8,8 \times 10^9$ электронов для интенсивностей лазерного импульса 8×10^{18} и $1,6 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$, соответственно. В трёхмерных расчётах эта величина составляет $5,2 \times 10^8$ электронов при интенсивности $8 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ и $1,6 \times 10^9$ электронов при интенсивности $1,6 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$. В целом, трёхмерные расчёты показали более высокое значение энергии ускоренных электронов.

На рис. 6 сравниваются коэффициенты поглощения лазерного излучения в плазме гелия, полученные в трёхмерном и двумерном расчётах при интенсивности 8×10^{18} Вт/см² и $1,6 \times 10^{19}$ Вт/см². Из рисунка видно, что коэффициент поглощения в двумерных расчётах примерно в полтора раза выше трёхмерных. Это объясняется ограниченным размером лазерного пучка в трёхмерном расчёте.

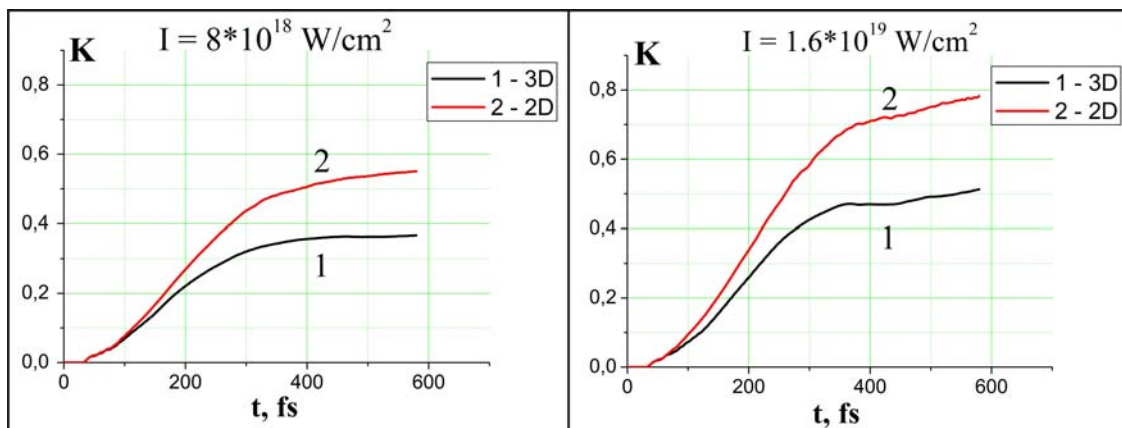


Рис. 6. Коэффициент поглощения энергии лазерного излучения в плазме гелия в трёхмерном (1) и двумерном (2) расчётах для интенсивности 8×10^{18} Вт/см² и $1,6 \times 10^{19}$ Вт/см²

По результатам трёхмерных расчётов коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в кинетическую энергию электронов, ускоренных в кильватерной волне и вылетевших из плазмы в направлении лазерного импульса, составляет примерно 10–20 %.

На рис. 7 показано распределение продольного электрического поля в начальный момент времени в полости, из которой вытеснены электроны лазерным импульсом. Видно, что в начале ускорения в двумерном и трёхмерном расчёте величина и характер изменения поля мало отличаются друг от друга. Из рисунка видно, что максимальная напряжённость поля достигается в трёхмерном расчёте $\approx 9 \times 10^9$ В/см, что примерно в 7 раз меньше амплитуды электрического поля в лазерном импульсе.

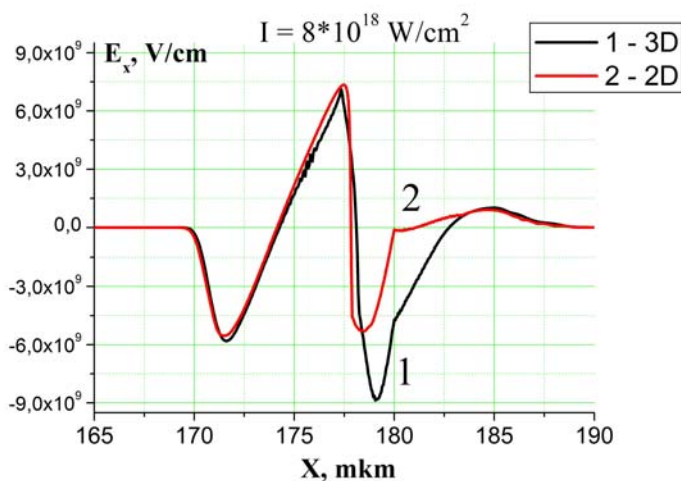


Рис. 7. Величина продольного ускоряющего поля в расчётах с интенсивностью 8×10^{18} Вт/см²: 1 – трёхмерный расчёт, 2 – двумерный расчёт

Заключение

При помощи разработанного во ВНИИЭФ параллельного полностью релятивистского кода PLASMA-3P (3D3V), основанного на методе «частиц-в-ячейке», проведено численное моделирование ускорения электронов в нелинейном режиме «пузыря» в кильватерной волне, возбуждённой в плазме гелия лазерным импульсом длительностью 6,6 фс и интенсивностью 8×10^{18} и $1,6 \times 10^{19}$ Вт/см². Начальная плотность электронов плазмы была равна $3,5 \times 10^{19}$ см⁻³, а длина плазмы 0,16 мм.

В результате численного моделирования в трёхмерной и двумерной постановках показано, что в режиме «пузыря» в плазме позади лазерного импульса образуется плазменная полость, почти полностью свободная от электронов. Таким образом, двумерное описание ускорения электронов становится недостаточным, поскольку плазменная полость является существенно трёхмерной структурой. Максимальная энергия электронов, полученная в трёхмерных расчётах, составляет 66 и 78 МэВ для интенсивности лазерного излучения 8×10^{18} и $1,6 \times 10^{19}$ Вт/см², а двумерный расчёт для той же интенсивности даёт меньшие значения 45 и 48 МэВ, соответственно. Коэффициент поглощения лазерного излучения в трёхмерном расчёте составляет 0,36–0,51, а в двумерном – 0,55–0,78. По результатам трёхмерных расчётов коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в кинетическую энергию электронов, ускоренных в кильватерной волне и вылетевших из плазмы вслед за лазерным импульсом, равен 0,1–0,2.

Список литературы

1. International Linear Collider, <https://www.linearcollider.org/ILC>
2. Костюков И. Ю., Пухов А. М. Плазменные методы ускорения электронов: современное состояние и перспективы // УФН. 2015. Т. 185, № 1. С. 89–96.
3. Leemans W P et al. // Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime // Phys. Rev. Lett., 2014. 113 245002.
4. 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 // Россия, Саров, 19–23 апреля 2010 г. С. 369–374.
5. Tajima T., Dawson J. M. Laser Electron Accelerator // Phys. Rev. Lett. V. 43, N. 4. 1979. P. 267–270.
6. Pukhov A., J. meyer-ter-Vehn / Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime // Appl. Phys., 2002. 74 355.
7. Faure J., Glinec Y., Pukhov A. et. al. / A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams // Nature, 2004. 441 531.
8. Geddes C. G. R. et. al. / High quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding // Nature, 2004. 431 538.
9. Mangles S. P. D., Murphy C. D. / Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser plasma interactions // Nature, 2004. 431 535.