

ЗАХВАТ И УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ РЕЗКОЙ ГРАНИЦЫ ПЛАЗМЫ

*С. В. Кузнецов*¹

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

В одномерной геометрии исследуется процесс формирования и ускорения электронных сгустков, образующихся при самоинжекции электронов в кильватерную волну лазерного импульса, проходящего через резкую границу плазмы. Показано, что процесс захвата электронов в ускоряющее кильватерное поле определяется энергией электронов и носит пороговый характер. Проведено численное моделирование процесса ускорения захваченного сгустка.

The formation and acceleration of an electron bunch produced due to electron self-injection into a wake wave that is generated by a laser pulse propagating through a sharp boundary of semi-bounded plasma is studied in one-dimensional geometry. It is shown that the process of electron trapping in the accelerating wakefield is determined by the energy of electrons and is of a threshold nature. Numerical simulation of the acceleration process of the trapped bunch is carried out.

PACS: 52.38.Kd; 41.75.Jv

ВВЕДЕНИЕ

Проведенные в ряде лабораторий успешные эксперименты по лазерно-плазменному ускорению сгустков электронов (см., например, [1]) продемонстрировали ускорение электронов до энергии в несколько ГэВ на длине ~ 10 см и показали перспективы создания нового класса малогабаритных недорогих ускорителей электронов. Основной задачей является улучшение качества сгустка ускоренных электронов, которое в большой степени зависит от способа инжекции электронов в ускоряющее кильватерное поле лазерного импульса.

Один из интенсивно исследуемых методов инжекции электронов в кильватерное поле — ввод электронов в ускоряющую лазерно-плазменную систему, основанный на явлении самоинжекции электронов при прохождении лазерного импульса через поперечную неоднородность плазмы [2]. Перспективный способ инжекции электронов плазмы с восходящим градиентом ее плотности был предложен в работе [3], в которой посредством численного моделирования показано, что в определенных условиях практически

¹E-mail: svk-IVTAN@yandex.ru

в одномерной геометрии взаимодействие лазерного импульса с плазмой вызывает генерацию электронных сгустков в локализованной области пространства вблизи перехода ее профиля плотности на плато. Теоретический анализ этого явления [4–6] показал, что для практической реализации данного способа инжекции электронов [3] необходим лазерный импульс очень большой интенсивности с величиной безразмерного векторного потенциала $a_0 = |e| A_0 / mc^2 \sim 10$. С другой стороны, в сходных условиях аналогичный процесс генерации сгустков электронов также изучался посредством численного моделирования в работе [7], в которой для самоинжекции электронов в кильватерную волну при прохождении лазерного импульса через резкую границу плазмы и последующего их захвата и ускорения в ней было достаточно значительно меньшей амплитуды лазерного импульса $a_0 \sim 1$.

В настоящей работе выясняются особенности физического механизма процесса генерации сгустков электронов при относительно низких интенсивностях лазерного импульса, определяются необходимые условия их самоинжекции и захвата кильватерной волной для последующего ускорения.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим полуограниченную плазму и используем для ее описания модель холодной плазмы, в которой подвижными являются лишь электроны, а ионы образуют неподвижный однородный положительно заряженный фон. На границу плазмы, которую для простоты будем считать резкой, нормально к ее поверхности вдоль оси z , начало которой совпадает с границей плазмы, падает лазерный импульс, частота волны которого много больше плазменной частоты, т. е. плазма считается разреженной.

В одномерной геометрии уравнения движения электронов плазмы под воздействием циркулярно-поляризованного лазерного импульса имеют вид

$$\frac{dP}{dt} = |e| \frac{\partial \varphi}{\partial z} - mc^2 \frac{\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{eA}{mc^2} \right)^2}{2\sqrt{1 + \frac{P^2}{m^2 c^2} + \left(\frac{eA}{mc^2} \right)^2}}, \quad \frac{dz}{dt} = u = \frac{P/m}{\sqrt{1 + \frac{P^2}{m^2 c^2} + \left(\frac{eA}{mc^2} \right)^2}}, \quad (1)$$

где $A(z, t)$ — амплитуда огибающей векторного потенциала лазерного импульса; $\varphi(z, t)$ — скалярный потенциал поля разделения зарядов; P и u — импульс и скорость электрона; $-|e|$ и m — его заряд и масса. Поле разделения зарядов возникает вследствие воздействия лазерного импульса на электроны, в результате которого электрон смещается от своего первоначального положения равновесия z_0 . Поэтому уравнения (1) для полноты замыкаются уравнением Пуассона $d^2 \varphi / dz^2 = 4\pi |e| (n - n_0)$, где n и n_0 — плотности электронов и ионного фона.

Согласно работе [7] профиль лазерного импульса можно считать неизменным, поэтому его воздействие на разные электроны плазмы отличается лишь сдвигом по времени $\Delta z_0 / V_{gr}$, где Δz_0 — первоначальное расстояние между электронами до воздействия лазерного импульса, V_{gr} — его групповая скорость. По завершении взаимодействия лазерного импульса с электроном дальнейшее его движение в области $z > 0$ происходит

лишь под действием поля разделения зарядов в плазме E_z , величина которого при условии сохранения порядка электронов зависит от смещения электрона относительно его начального положения z_0 и определяется формулой $E_z = 4\pi|e|n_0(z - z_0)$. В результате каждый из электронов представляет собой релятивистский осциллятор с интегралом уравнения движения:

$$\sqrt{m^2c^4 + P^2c^2} + 2\pi e^2 n_0(z - z_0)^2 = E_{os}, \quad (2)$$

где E_{os} — полная энергия осциллятора. Таким образом, воздействие лазерного импульса на плазму сводится к возбуждению в ней системы плазменных осцилляторов с одинаковой энергией E_{os} .

Соотношение (2) справедливо для любого электрона плазмы до тех пор, пока он не выходит за пределы ионного фона, т. е. не пересекает границы невозмущенной плазмы. При этом условия траектории осцилляторного движения всех электронов плазмы являются подобными с постоянным сдвигом по фазе между ними. Иная ситуация возникает для электронов, когда они выходят за пределы ионного фона в область вакуума $z < 0$. В этой области сила, возвращающая электрон обратно к центру его осцилляций, при неизменном порядке электронов уже не зависит от его смещения. Поэтому когерентность траекторий электронов, возвращающихся из вакуума, как между собой, так и с электронами, не выходящими в область $z < 0$, нарушается, что приводит к их перемешиванию и в итоге к самоинжекции в кильватерное поле лазерного импульса.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Численное моделирование процесса самоинжекции электронов в кильватерное поле проводилось для лазерного импульса с огибающей, зависимость которой от времени на границе плазмы ($z = 0$) имеет вид $a = a_0 \cos^2(t/\tau_L) \text{sign}(\pi\tau_L/2 - |t|)$, где $a_0 = |e|A_0/mc^2 = 0,827$ — безразмерная амплитуда векторного потенциала, τ_L — длительность лазерного импульса, соответствующая его длительности на половине высоты $\tau_{FWHM} = 1,143 \tau_L = 25$ фс. Принято, что групповая скорость V_{gr} распространения лазерного импульса в плазме соответствует γ -фактору $\gamma_{ph} = 1/\sqrt{1 - V_{gr}^2/c^2} = 30$. Плотность плазмы определяется из соотношения $k_0/k_p = \gamma_{ph}$, где k_0 — волновой вектор высокочастотного заполнения лазерного импульса, соответствующий длине волны $\lambda_0 = 1$ мкм, $k_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0/(mc^2)}$.

На рис. 1, а показано распределение электронов на фазовой плоскости z, P в тот момент, когда при возвращении их из вакуума начинается процесс перемешивания электронов. Электроны на фазовой плоскости z, P показываются точками, причем электроны, не вылетавшие в вакуум, слились в толстую сплошную линию. Лазерный импульс показан штриховой линией, кильватерный потенциал — тонкой сплошной линией.

Проведенное моделирование процесса захвата электронов ускоряющим кильватерным полем показало, что данный процесс полностью определяется энергией осцилляций электронов E_{os} и имеет пороговый характер. Для выявления его особенностей приведенные выше параметры лазерного импульса были подобраны таким образом, чтобы энергия возбужденных плазменных осцилляторов была равна пороговому значению $E_{os th}$, при

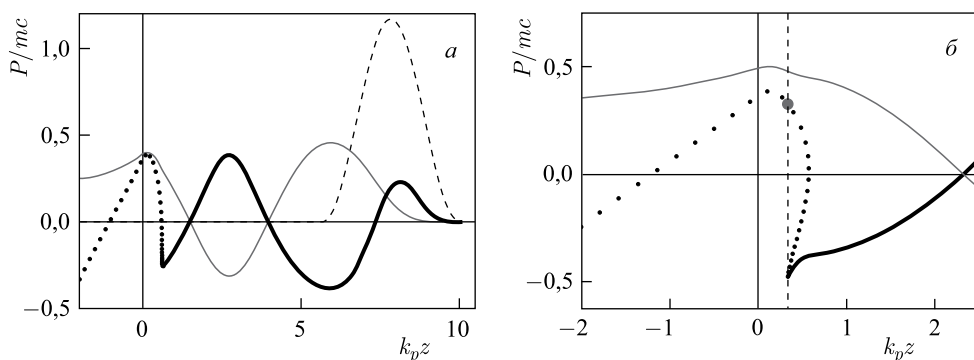


Рис. 1. Распределение электронов плазмы на фазовой плоскости z , P в разные моменты времени. *a*) Начало процесса перемешивания электронов; *б*) момент самоинъекции электронов в кильватерное поле

котором происходит захват в кильватерную волну только одного электрона. Этот электрон на рис. 1, *б* показан большим кружком.

Из рис. 1, *a, б* наглядно видно, что из-за нарушения когерентности колебательных движений электронов происходит их перемешивание вблизи границы плазмы в некоторой области, размер которой много меньше длины плазменной волны. При этом электроны из вакуума подходят к области перемешивания со скоростью, близкой к максимальной в положительном направлении оси z , а электроны из плазмы — с наибольшей скоростью в противоположном направлении, так что оказываются в противофазе к некоторой части электронов, прилетевших из вакуума. В результате такого противотока происходит интенсивное перемешивание электронов и их самоинжекция в кильватерную волну, которая может завершиться захватом части инжектированных электронов для дальнейшего ускорения.

В наиболее выгодных условиях для захвата в кильватерную волну оказывается тот электрон, который при самоинжекции имеет максимальную скорость, т. е. находится вблизи своего центра осцилляций, и одновременно попадает в фазу кильватерной волны, соответствующую максимуму ее потенциала. Заменив нестационарный кильватерный потенциал в области перемешивания на соответствующий стационарный, возбуждаемый в плазме лазерным импульсом с теми же характеристиками, можно оценить величину пороговой энергии плазменных осцилляторов $E_{os\ th}$. Для стационарного потенциала фаза его максимума на рис. 1, *б* помечена вертикальной штриховой линией.

Перепад значений потенциала в стационарной кильватерной волне выражается через энергию плазменных осцилляторов, ее образующих, $|e|\Delta\varphi/mc^2 = 2\sqrt{1 - \gamma_{ph}^{-2}} \times \sqrt{E_{os}^2/m^2c^4 - 1}$. При энергии инжекции электрона $E_{inj} = E_{os}$ его захват в кильватерную волну возможен в том случае, если в области фазы минимального значения кильватерного потенциала скорость электрона сравнивается с фазовой скоростью кильватерной волны. Отсюда получаем для оценки величины пороговой энергии процесса самоинжекции и захвата электронов в кильватерную волну формулу, график которой в зависимости от γ_{ph} показан на рис. 2 в сравнении с результатами моделирования:

$$E_{os\ th} = mc^2 \left(-\gamma_{ph} + \sqrt{72} (\gamma_{ph}^2 - 1) \right) / (8\gamma_{ph}^2 - 9). \quad (3)$$

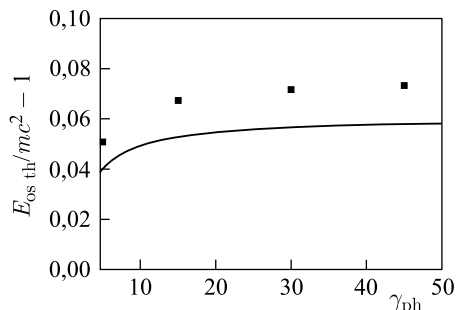


Рис. 2. Зависимость пороговой энергии процесса самоинжекции и захвата электронов кильватерной волной от ее γ -фактора. Квадраты — моделирование; сплошная линия — оценка по формуле (3)

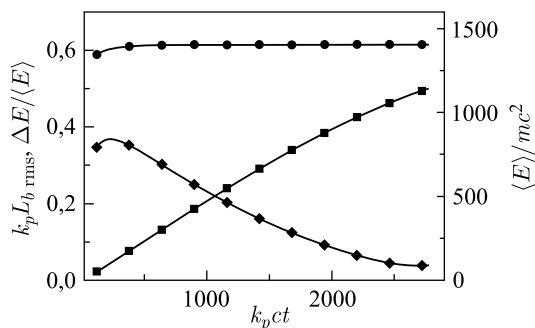


Рис. 3. Изменение во времени в процессе ускорения длины электронного сгустка $L_{b \text{ rms}}$ (кружки), относительного разброса по энергии между электронами в нем $\Delta E / \langle E \rangle$ (ромбы) и их средней энергии $\langle E \rangle$ (квадраты)

Если амплитуда лазерного импульса такова, что энергия плазменных осцилляторов превышает пороговую, то в кильватерную волну захватывается не единичный электрон, а электронный сгусток, который в дальнейшем ускоряется ее кильватерным потенциалом. На рис. 3, в качестве примера, представлены результаты моделирования процесса самоинжекции, захвата и ускорения электронов при воздействии на плазму лазерного импульса амплитуды $a_0 = 1,06$, который при $\gamma_{\text{ph}} = 30$ возбуждает в ней плазменные осцилляторы с энергией $E_{\text{os}} = 1,16 \text{ mc}^2 > E_{\text{os th}} \approx 1,072 \text{ mc}^2$ и генерирует достаточно короткий сгусток электронов, пригодный для моноэнергетического ускорения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен физический механизм генерации сгустков электронов лазерным импульсом умеренной интенсивности $a_0 \sim 1$, проходящим через резкую границу плазмы. Показано, что данное явление может обеспечить инжекцию электронов плазмы в кильватерную волну лазерного импульса с последующим их захватом и ускорением в ней в виде коротких электронных сгустков длительности ~ 10 фс до энергии, близкой к 1 ГэВ, и с относительным энергетическим разбросом в несколько процентов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-50-00124).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Leemans W. P. et al.* Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Discharge-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. P. 245002.
2. *Bulanov S. et al.* Particle Injection into the Wave Acceleration Phase Due to Nonlinear Wake Wave Breaking // *Phys. Rev. E.* 1998. V. 58. P. R5257–R5260.
3. *Li F. Y. et al.* Dense Attosecond Electron Sheets from Laser Wakefields Using an Up-Ramp Density Transition // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 135002.

4. Кузнецов С. В. Генерация лазерным импульсом электронных сгустков аттосекундной длительности при переходе границы вакуум–плазма // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. С. 52–58.
5. Кузнецов С. В. Генерация коротких электронных сгустков при прохождении лазерным импульсом резкой границы неоднородной плазмы // ЖЭТФ. 2016. Т. 150, № 2. С. 195–213.
6. Кузнецов С. В. Генерация сгустков электронов аттосекундной длительности при прохождении лазерного импульса через резкую границу плазмы // Квантовая электроника. 2017. Т. 47, № 2. С. 87–96.
7. Буланов С. В. и др. Возбуждение релятивистской кильватерной волны и ускорение электронов при воздействии электромагнитного импульса на бесстолкновительную плазму // Физика плазмы. 1990. Т. 16, № 6. С. 764–767.