

04;09;12

## **Генерация лазерным импульсом электронных сгустков аттосекундной длительности при переходе границы вакуум—плазма**

© С.В. Кузнецов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва  
E-mail: svk-IVTAN@yandex.ru

Поступило в Редакцию 20 апреля 2015 г.

Исследован физический механизм, ответственный за самоинжекцию электронов плазмы и формирование сверхкоротких сгустков электронов в кильватерной волне, генерируемой лазерным импульсом при прохождении границы неоднородной плазмы.

Проведенные в ряде лабораторий успешные эксперименты по лазерно-плазменному ускорению сгустков электронов [1], которые продемонстрировали ускорение электронов до энергии  $\sim 1$  GeV на длине всего лишь 1 см, заложили основу для создания нового класса малогабаритных недорогих ускорителей электронов до энергий в сотни MeV. Основной задачей в настоящее время является улучшение качества сгустка ускоренных электронов, в частности повышение его моноэнергетичности, которая в большой степени определяется длиной электронного сгустка, инжектируемого для ускорения [2].

Целью настоящей работы является анализ нового перспективного способа инжекции фоновых электронов плазмы в кильватерную волну, предложенный в работе [3], в которой авторы посредством численного моделирования показали, что в условиях одномерности процесса опрокидывания кильватерной волны в плазме с восходящим градиентом ее плотности на переходе вакуум—плазма генерируются сгустки электронов аттосекундной длительности. Необходимо выявить и обосновать конкретный механизм самоинжекции электронов в кильватерную волну, свойства которого объясняют, при каких условиях и где процесс самоинжекции фоновых электронов начинается и заканчивается, потому что этим определяются величина заряда и длина захваченного в кильва-

терную волну сгустка. Данная задача рассматривается в одномерной геометрии, но в рамках тех параметров, при которых проведенное в работе [3] двумерное моделирование подтверждает адекватность одномерной постановки.

Рассмотрим полуограниченную плазму и используем для ее описания модель, в которой подвижными являются лишь электроны (без учета их теплового движения), а ионы образуют неподвижный однородный положительно заряженный фон. На границу плазмы, которую для простоты будем считать резкой, нормально к ее поверхности вдоль оси  $OZ$ , начало которой совпадает с границей плазмы, падает пакет электромагнитных волн лазерного импульса, частота которого много больше плазменной частоты, т.е. плазма считается разреженной. В этих условиях временную динамику лазерного импульса можно не учитывать, поэтому воздействие лазерного импульса на разные электроны плазмы отличается лишь сдвигом по времени  $\Delta z_0/V_{gr}$ , где  $\Delta z_0$  — первоначальное расстояние между электронами до воздействия лазерного импульса,  $V_{gr}$  — его групповая скорость. После того как завершится взаимодействие лазерного импульса с электроном, его дальнейшее 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  $E_z = 4\pi|e|n_0(z - z_0)$ , где  $n_0$  — плотность плазмы,  $-|e|$  — заряд электрона. Следовательно, каждый из электронов представляет собой релятивистский осциллятор с интегралом уравнения движения

$$\sqrt{m^2c^4 + P^2} + 2\pi e^2 n_0 (z - z_0)^2 = E_{os}, \quad (1)$$

где  $P$  — импульс электрона,  $E_{os}$  — энергия осциллятора, по величине которой определяется амплитуда осцилляций электрона  $A_m = \sqrt{(E_{os} - mc^2)/(2\pi e^2 n_0)}$ . Зависимость энергии осциллятора от параметров лазерного импульса определяется зависимостью от них амплитуды кильватерного потенциала нелинейной кильватерной волны, генерируемой лазерным импульсом в плазме (см., например, [4]). Из интеграла (1) также следует, что совокупность траекторий электронов плазмы можно записать в форме

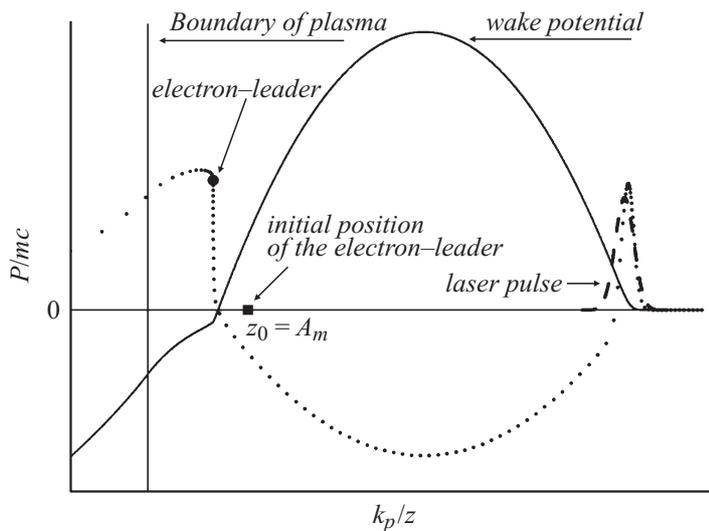
$$ct - \frac{cz_0}{V_{gr}} = \int_{z_0}^z \frac{dz'}{\sqrt{1 - m^2c^4/[E_{os} - 2\pi e^2 n_0(z' - z_0)^2]}}. \quad (2)$$

Константа интегрирования в интеграле (2) определена из условия, что тот электрон, который изначально находился в начале координат, проходит в момент времени  $t = 0$  через свой центр осцилляций. Формулы (1)–(2) демонстрируют, что взаимодействие лазерного импульса с плазмой, приводящее к распространению в ней кильватерной волны со скоростью  $V_{ph} = V_{gr}$ , эквивалентно возбуждению системы осцилляторов с энергией  $E_{os}$ , неявно связанной с характеристиками импульса. Одним из свойств системы осцилляторов [5] является то, что в процессе колебаний электронов может происходить пересечение траекторий  $Z = Z(z_0, t)$  соседних электронов и нарушение их порядка, что приводит к перемешиванию электронов. При перемешивании электронов нарушается регулярность структуры кильватерной волны, созданной лазерным импульсом, происходит ее опрокидывание и самоинжекция электронов в кильватерное поле, которое может захватить эти электроны в процесс ускорения. Условием перемешивания траекторий электронов является  $dZ/dz_0 = 0$ . Соответственно из (2) следует, что пересечение траекторий осциллирующих с постоянной амплитудой электронов возможно в том случае, если величина энергии осцилляторов достигает порогового значения  $E_{os,th} = mc^2\gamma_{ph} = mc^2/\sqrt{1 - V_{gr}^2/c^2}$ . При условии  $E_{os} > E_{os,th}$  движение электронов приводит к их перемешиванию, т. е. к изменению их порядка, но если таких электронов мало, то уравнение  $dZ/dz_0 = 0$  определяет координату  $z_{cr}$ , в которой траектория электрона с центром осцилляции в точке  $z_0$  пересекается с траекторией соседнего электрона:

$$z_{cr} = z_0 - k_p^{-1} \sqrt{2(E_{os}/mc^2 - \gamma_{ph})}, \quad (3)$$

где обозначено  $k_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / mc^2}$ . При этом из интеграла (1) следует, что в точке  $z_{cr}$  скорость электронов равна фазовой скорости кильватерной волны.

Осцилляционное движение электронов, вылетевших в вакуум, происходит с меньшей частотой, так как в этой области нет ионов, и сила разделения зарядов меньше. Поэтому перемешивание электронов начинается с того электрона, у которого центр осцилляций находится в точке  $z_0 = A_m$ . Назовем его лидером, так как он оказывается первым в сгустке захваченных электронов. Распределение электронов на фазовой плоскости  $(z, P)$  в момент его самоинжекции в кильватерную волну схематично показано по результатам моделирования на рис. 1, из которого видно, что электроны, изначально располагавшиеся справа



**Рис. 1.** Распределение на фазовой плоскости ( $z, P$ ) электронов (кружки) в момент начала процесса самоинжекции. Соответствующее положение на оси  $OZ$  лазерного импульса (штриховая линия) и кильватерного потенциала (сплошная линия).

от лидера, к моменту начала процесса самоинжекции сближаются с лидером и образуют точку сгущения. Слева от лидера такой точки сгущения нет.

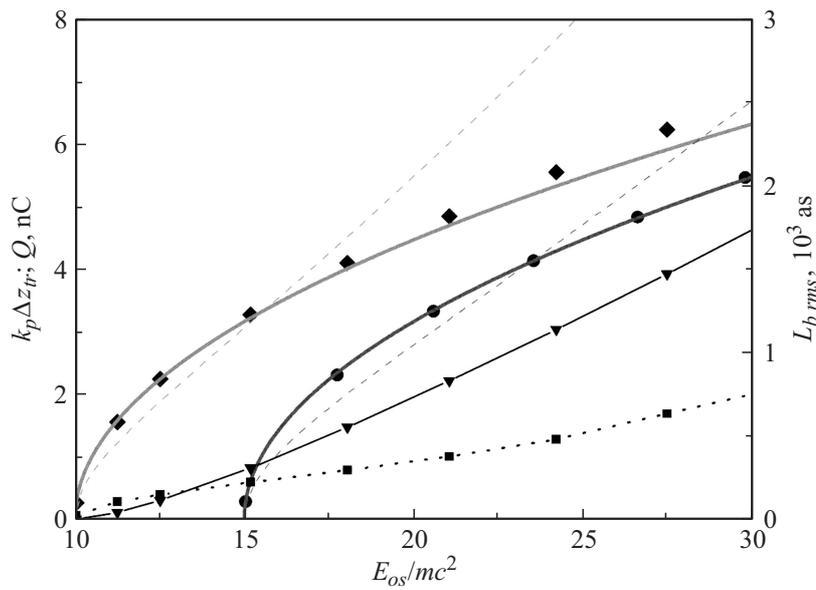
Процесс перемешивания, ведущий к самоинжекции электронов в кильватерную волну, происходит следующим образом. Электроны, расположенные справа от лидера, один за другим по мере перемещения точки  $z_{cr}$  вступают в процесс перемешивания. Поскольку запаздывание в траекториях электронов пропорционально их начальному положению  $z_0$ , то можно сказать, что точка  $z_{cr}$  перемещается в глубь плазмы со скоростью лазерного импульса. После того как электрон пересечет траектории всех соседних электронов вплоть до лидера, данный электрон имеет скорость, близкую к фазовой скорости кильватерной волны, и оказывается расположенным слева от лидера, что приводит к уменьшению отрицательного заряда справа от лидера. В итоге возникает ускоряющая сила, действующая на электрон-лидер

и аналогично на электроны, следующие за ним, что вызывает рост их энергии от начальной величины  $\gamma_{ph}mc^2$ , что равносильно их захвату в кильватерную волну. При этом длина самоинжектированного сгустка электронов получается чрезвычайно малой в сравнении с длиной кильватерной волны, так как захватываемые электроны и точка  $z_{cr}$  процесса перемешивания перемещаются с почти равными скоростями, что приводит к кинематической группировке захватываемых электронов в пространстве.

Процесс группировки прекращается из-за искажения кильватерного поля, вызываемого зарядом захваченного сгустка. Формула (3) дает возможность определить величину кильватерного поля в точке, в которой находится лидер в момент начала процесса самоинжекции электронов  $E_z = \sqrt{8\pi n_0(E_{os} - \gamma_{ph}mc^2)}$ . Эта величина поля в головной части сгустка в течение процесса самоинжекции электронов примерно сохраняется, так как лидер движется синфазно с кильватерной волной. Следующие за лидером захваченные электроны уменьшают величину поля в хвостовой части захваченного сгустка по мере их накопления, которое заканчивается тогда, когда с учетом заряда захваченного сгустка электрическое поле, действующее на последний захваченный в сгусток электрон, становится равным нулю. Отсюда получаем формулу для толщины слоя плазмы, из которого все электроны захватываются в кильватерную волну:

$$\Delta z_{tr} = \sqrt{(E_{os} - \gamma_{ph}mc^2)/(2\pi e^2 n_0)}. \quad (4)$$

Рис. 2 демонстрирует весьма хорошее совпадение формулы (4) (сплошные линии) с результатами моделирования (ромбы, кружки), в отличие от формулы, предлагаемой в работе [3] (штриховые линии). Формула (4) позволяет оценить также величину заряда захваченного сгустка. Для широкого лазерного импульса с параметрами, взятыми из работы [3] (характерный поперечный размер лазерного импульса  $\sigma = 20\lambda_0$ , где  $\lambda_0 = 1\mu\text{m}$  — длина волны лазерного излучения,  $E_{os,th} = 10 mc^2$ ), линия, помеченная треугольниками, показывает в зависимости от энергии осцилляторов, возбуждаемых лазерным импульсом на оси  $OZ$ , оценочную величину заряда захваченного сгустка, которая может достигать нескольких пС. Линия с квадратами демонстрирует среднеквадратичную длину захваченного сгустка  $L_{b\text{rms}}$  в аттосекундах (моделирование).



**Рис. 2.** Толщина слоя захватываемых фоновых электронов в зависимости от энергии плазменных осцилляторов: сплошные линии — расчет по формуле (4); штриховые линии — расчет по формуле работы [3]. Моделирование:  $E_{os,th} = 10 mc^2$  — ромбы;  $E_{os,th} = 15 mc^2$  — кружки. Для  $E_{os,th} = 10 mc^2$ : заряд сгустка  $Q$  (оценочно) и его длина  $L_{b,rms}$  (моделирование) — линии, помеченные треугольниками и квадратами соответственно.

Таким образом, из проведенного исследования следует, что данный способ инжекции электронов в кильватерную волну может быть весьма эффективным, если широкий лазерный импульс генерирует в плазме с резкой границей кильватерную волну, в которой электроны движутся со скоростями, большими, чем фазовая скорость волны. В этих условиях существует слой фоновых электронов, находящийся в глубине плазмы на расстоянии от ее границы порядка амплитуды их осцилляций, из которого все фоновые электроны полностью захватываются кильватерной волной. Процесс самоинжекции фоновых электронов прекращается автоматически вследствие роста заряда сгустка захваченных электронов, разрушающего кильватерную волну. Вследствие эффекта кине-

матической группировки в пространстве длина захваченного сгустка чрезвычайно мала в сравнении с плазменной длиной волны, что делает такие сгустки подходящими для последующего моноэнергетического ускорения.

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

## Список литературы

- [1] *Костюков И.Ю., Пухов А.М.* // УФН. 2015. Т. 185. № 1. С. 89–96.
- [2] *Кузнецов С.В.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. В. 8. С. 707–720.
- [3] *Li F.Y., Sheng Z.M., Liu Y.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. N 13. P. 135 002.
- [4] *Bulanov S.V., Kirsanov V.I., Sakharov A.S.* // Physica Scripta T. 1990. V. 30. P. 208.
- [5] *Brantov A.V., Esirkepov T.Zh., Kando M.* et al. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. N 7. P. 073 111.