

Генерация сгустков электронов аттосекундной длительности при прохождении лазерного импульса через резкую границу плазмы*

С.В.Кузнецов

В одномерной геометрии исследован процесс формирования сгустка электронов, который образуется в результате их самоинжекции в кильватерную волну, генерируемую лазерным импульсом релятивистской интенсивности при прохождении через резкую границу полугораниченной плазмы. Получены аналитические соотношения, позволяющие оценить длину сгустка и разброс по энергии между электронами в нем. Проведено численное моделирование, подтверждающее результаты аналитического исследования.

Ключевые слова: лазерный импульс, кильватерная волна, полугораниченная плазма, самоинжекция электронов, лазерно-плазменное ускорение электронов.

1. Введение

Лазерно-плазменное ускорение электронов в разреженной плазме является перспективным направлением развития физики высоких энергий [1]. Такие ожидания основаны на том, что при кильватерном ускорении напряженность поля ускоряющей плазменной волны может на несколько порядков превышать напряженность ускоряющего электрического поля в современных ускорителях традиционного типа. Это открывает возможность создания ускорителей нового типа, малогабаритных и относительно недорогих в сравнении с классическими ускорителями электронов. В настоящее время наилучший экспериментальный результат по лазерно-плазменному ускорению электронов получен в работе [2], в которой импульс лазера с пиковой мощностью 300 ТВт (длительность импульса 40 фс, длина волны 0.815 мкм) в газонаполненном капилляре длиной 9 см ускорил сгусток электронов до энергии 4.2 ГэВ. Электронные сгустки с такой энергией представляют интерес для различных практических применений.

Однако до сих пор остается нерешенной проблема получения сгустков электронов, обладающих не только достаточно высокой энергией (несколько ГэВ), но и характеристиками, удовлетворяющими требованиям практических приложений. К таким требованиям относятся моноэнергетичность электронного сгустка после ускорения, его длительность, эмиттанс, заряд. Характеристики электронного сгустка после ускорения в большой степени определяются его начальными параметрами во время инжекции электронов в кильватерное ускоряющее поле, которые существенно зависят от того, каким способом электроны инжектируются в кильватерную волну. Кроме того,

для получения сгустка электронов высокой энергии и хорошего качества необходимо, чтобы инжекция электронов происходила в определенный момент времени, т. е. в определенной фазе кильватерной волны.

За период изучения лазерно-плазменного метода ускорения электронов было предложено множество различных схем инжекции электронов: оптическая инжекция электронов в кильватерную волну [3, 4]; использование смеси газов, один из которых обладает высоким потенциалом ионизации [5–7]; самоинжекция электронов при прохождении драйвера кильватерной волны через плазму с неоднородным профилем плотности [8–12]. В последнее время наиболее интенсивно исследуется теоретически и экспериментально так называемый bubble-режим ускорения электронов в сильно нелинейной плазменной волне, которая при определенных условиях захватывает фоновые электроны плазмы в нестационарном режиме [13–18].

Последующий анализ предлагаемых схем и способов инжекции электронов в кильватерную волну показал, что оптические методы инжекции предполагают чрезвычайно точное согласование между несколькими лазерными импульсами как в пространстве, так и во времени, что представляет большие технические трудности для реализации в эксперименте. Эволюция каверны при ускорении электронов в bubble-режиме, который по своей природе является нестационарным, также сильно влияет на процесс самоинжекции электронов в кильватерную волну, что в свою очередь определяет основные характеристики ускоренного электронного сгустка, такие как разброс электронов по энергии в нем и их угловая расходимость [18], а также на воспроизводимость результатов эксперимента. Более подходящими, как представляется, являются способы ввода электронов в ускоряющую лазерно-плазменную систему, основанные на самоинжекции электронов при прохождении лазерного импульса, генерирующего кильватерную волну, через неоднородность плазмы. В этом случае можно подобрать такие характеристики профиля неоднородной плазмы, при которых автоматически происходит самоинжекция фоновых электронов плазмы в нужную фазу ускоряющего кильватерного поля.

* Доложена на конф. ECLIM 2016 (Москва, 18–23 сентября 2016 г.).

С.В.Кузнецов. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул Ижорская, 13, стр.2;
e-mail: svk-IVTAN@yandex.ru

Поступила в редакцию 5 декабря 2016 г.

Перспективный способ инжекции в первый период кильватерной волны фоновых электронов плазмы с восходящим градиентом ее плотности был предложен относительно недавно в работе [19], в которой численным моделированием было продемонстрировано, что при определенных условиях взаимодействие лазерного импульса с плазмой вызывает генерацию электронных сгустков в локализованной области пространства вблизи перехода ее профиля плотности на плато. Для реализации данного способа инжекции электронов в кильватерное поле лазерного импульса существенным является условие одномерности этого поля. Одномерность процесса инжекции электронов обеспечивается тем, что движением электронов в поперечном направлении, исключая их высокочастотное движение в поле лазерного импульса, можно пренебречь, поскольку размер фокального пятна лазерного импульса чрезвычайно велик. При этом из результатов численного моделирования следует, что длина сгустков инжектированных электронов может быть весьма малой, десятки аттосекунд, при заряде сгустка ~ 1 нКл.

Теоретическое исследование процесса самоинжекции электронов в первый период кильватерного поля, в случае неоднородности плазмы в виде резкой границы вакуум–плазма, проведено в работах [20, 21]. Было выяснено, что этот процесс является результатом продольного опрокидывания кильватерной волны, генерируемой проходящим через границу плазмы лазерным импульсом. Изучение этого явления показало, что удобной моделью для его теоретического анализа является представление об электронной компоненте плазмы как о совокупности плазменных осцилляторов, характеристики движения которых определяются возбуждающим их лазерным импульсом. При условии, что лазерный импульс достаточно короткий, так что процесс опрокидывания кильватерной волны происходит после завершения его воздействия на плазменные осцилляторы, было найдено, что характеристики плазменных осцилляторов полностью определяют процесс опрокидывания кильватерной волны, захват ею фоновых электронов плазмы и последующее ускорение захваченных электронов. Были получены соотношения для оценки длительности электронного сгустка и разброса электронов по энергии в нем на больших длинах ускорения в кильватерной волне после их самоинжекции, когда характеристики сгустка захваченных электронов выходят к некоторым асимптотическим пределам.

В настоящей работе продолжено изучение физического механизма самоинжекции электронов в кильватерную волну лазерного импульса, проходящего через резкую границу плазмы. Цель исследования – посредством численного моделирования и теоретического анализа выявить особенности процесса выделения электронов из фона в захватываемый сгусток и получить соотношения для оценки его длительности и разброса электронов по энергии в сгустке на этапе его формирования.

2. Теоретическая модель взаимодействия лазерного импульса с плазмой и численное моделирование процесса самоинжекции электронов

Рассмотрим полуограниченную плазму, свободную от внешних статических полей. Используем для ее описания модель холодной плазмы, в которой подвижной яв-

ляется лишь ее электронная компонента. Ионы образуют неподвижный, однородный, положительно заряженный фон. Для упрощения решаемой задачи рассмотрим ее в одномерной геометрии, а границу раздела вакуум–плазма будем считать резкой.

Пусть на такую плазму нормально к ее поверхности падает короткий лазерный импульс в виде одномерного пакета циркулярно-поляризованных электромагнитных волн с частотой ω_0 , много большей плазменной частоты ω_p , т. е. плазма считается разреженной. Будем полагать, что лазерный импульс распространяется с групповой скоростью V_{gr} слева направо в положительном направлении вдоль оси z , начало которой совпадает с границей плазмы. При взаимодействии с лазерным импульсом каждый из электронов плазмы будет перемещаться вдоль оси z вследствие действия пондеромоторной силы Миллера, обусловленной высокочастотными быстрыми осцилляциями электрона в лазерном поле в поперечном направлении.

В одномерной геометрии при циркулярной поляризации электромагнитных волн лазерного импульса продольное движение электронов вдоль оси z не имеет высокочастотной составляющей и описывается следующими уравнениями:

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

$$\frac{dz}{dt} = u = \frac{P}{m} \left[\sqrt{1 + \frac{P^2}{m^2 c^2} + \left(\frac{eA}{mc^2} \right)^2} \right]^{-1}, \quad (2)$$

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 – заряд и масса электрона. Поле разделения зарядов возникает вследствие воздействия лазерного импульса на электроны, в результате чего электрон смещается от своего первоначального положения равновесия z_0 .

На начальном этапе процесса взаимодействия электрона с лазерным импульсом происходит смещение электрона в направлении распространения импульса. Возникающее поле разделения зарядов увеличивается по мере смещения электрона и стремится вернуть его в исходное положение. Поэтому в какой-то момент времени электрон начинает двигаться в обратном направлении и действие на него лазерного импульса прекращается. Затем движение электрона в плазме становится идентичным движению свободного релятивистского осциллятора, в котором электрон колеблется относительно своего положения равновесия – центра осцилляции, совпадающего с первоначальным положением электрона до воздействия на него лазерного импульса. Совокупное движение таких плазменных осцилляторов представляет собой кильватерную волну, генерируемую распространяющимся по плазме лазерным импульсом.

Будем считать, что на пространственных масштабах, представляющих интерес для рассматриваемой задачи, форма огибающей лазерного импульса по мере его продвижения в плазму не меняется. Это соответствует квазистатическому приближению, в котором драйвер кильватерной волны эволюционирует на значительно большем временном масштабе, чем отклик электронов плазмы на воздействие со стороны драйвера. Отсюда следует, что

при постоянной скорости V_{gr} распространения лазерного импульса в однородной плазме он воздействует на каждый последующий электрон так же, как и на предыдущие электроны. Поэтому все фоновые электроны плазмы после воздействия на них лазерного импульса являются плазменными осцилляторами с одинаковой полной энергией E_{os} , определяемой амплитудой векторного потенциала лазерного импульса $a_0 = |e|A_0/(mc^2)$, его характерной длительностью τ_{las} , гамма-фактором $\gamma_{ph} = 1/\sqrt{1 - V_{gr}^2/c^2}$ и концентрацией плазмы n_0 .

Поскольку лазерный импульс по мере продвижения в глубь плазмы воздействует на ее электроны последовательно, траектории движения электронов плазмы являются подобными, т.е. одинаковыми, но с некоторой задержкой по времени относительно друг друга. Принцип подобия траекторий сохраняется для любого электрона плазмы до тех пор, пока он не выходит за пределы ионного фона, т.е. не пересекает границу плазмы, или его траектория не пересекается с траекторией другого электрона. Совокупное движение электронов после воздействия на них лазерного импульса представляет собой кильватерную волну, возбуждаемую лазерным импульсом в плазме, причем в той области пространства, в которой подобие траекторий электронов сохраняется, фазовая скорость кильватерной волны V_{ph} равна групповой скорости лазерного импульса: $V_{ph} = V_{gr}$.

Теоретический анализ [20, 21] заявленного в работе [19] способа генерации электронных сгустков при прохождении лазерного импульса через границу плазмы показал, что его физическим механизмом является самоинжекция электронов в кильватерную волну лазерного импульса вследствие пересечения траекторий плазменных осцилляторов, возбужденных этим лазерным импульсом. Необходимым условием проявления данного физического процесса является превышение полной энергией плазменных осцилляторов E_{os} определенного порогового значения $E_{os,th} = \gamma_{ph}mc^2$. Другим важным фактором, который определяет точку в пространстве, где начинается процесс самоинжекции электронов, а также привязывает момент начала процесса самоинжекции электронов в кильватерную волну к динамике распространения лазерного импульса в плазме, является наличие границы плазмы.

Наиболее наглядное представление об особенностях начала и дальнейшего развития процесса самоинжекции электронов в кильватерную волну можно получить при численном моделировании. Для этого в настоящей работе было выполнено численное моделирование процесса взаимодействия с плазмой лазерного импульса сгибающей, зависимость которой от времени на границе плазмы ($z = 0$) имеет вид

$$a = a_0 \cos^2 \frac{t}{\tau_{las}} \operatorname{sgn} \left(\frac{\pi t_{las}}{2} - |t| \right),$$

где $a_0 = 4.982$ – безразмерная амплитуда векторного потенциала; τ_{las} – длительность лазерного импульса, соответствующая $\tau_{FWHM} = 1.143\tau_{las} = 12$ фс. Принято, что групповая скорость V_{gr} распространения лазерного импульса в плазме соответствует гамма-фактору $\gamma_{ph} = 5$. Концентрация плазмы определяется из соотношения $\omega_0/\omega_p = \gamma_{ph} = 5$, где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m}$ – плазменная частота; ω_0 – центральная частота лазерного излучения, соответствующая $\lambda_0 = 1$ мкм. Исходя из этого получаем $\tau_{las} = 3.956\omega_p^{-1}$. Данные параметры лазерного импульса обеспечивают

возбуждение плазменных осцилляторов с энергией $E_{os} = 5.08mc^2$, ненамного превышающей пороговое значение для инициации самоинжекции электронов $E_{os}/(mc^2) - \gamma_{ph} \ll \gamma_{ph}$.

Моделирование процесса самоинжекции электронов осуществлялось путем расчета траекторий движения электронных макрочастиц, для чего плазменная компонента плазмы была представлена в виде совокупности одномерных тонких плазменных слоев толщиной $k_p \Delta z = 0.0005$, где $k_p = \omega_p/c$. Траектории движения таких макрочастиц вычислялись путем численного решения одномерных уравнений (1), (2), дополненных уравнением Пуассона:

$$\frac{d^2 \varphi}{dz^2} = 4\pi |e| (n - n_0), \quad (3)$$

где n – плотность электронов плазмы, возмущенная лазерным импульсом. Моделирование выполнялось на интервале времени, достаточном для полного завершения процесса самоинжекции электронов в кильватерное поле лазерного импульса и формирования сгустка захваченных электронов.

На рис.1 в фазовом пространстве z, P показаны распределение совокупности электронных макрочастиц плазмы в момент начала самоинжекции электронов в кильватерную волну лазерного импульса, а также ускоряющая сила $F = -|e|E_z/(mc\omega_p)$, действующая на электроны в данный момент времени и определяемая величиной электрического поля E_z кильватерной волны. Схема, иллюстрирующая взаимное расположение лазерного импульса, электронов плазмы и ее границы, а также изменение кильватерного потенциала вдоль оси z в момент начала самоинжекции электронов в кильватерную волну, приведена в работе [21].

Прежде всего из рис.1 видно, что непосредственно перед началом самоинжекции осциллирующие электроны плазмы образуют точку сгущения, в которой их траектории сближаются таким образом, что концентрация электронов в этой точке имеет сингулярность. Следовательно, дальнейшее движение электронов приведет к тому, что их траектории начнут пересекаться, что подтверждается численным моделированием. Кроме того, проведенное в работах [20, 21] теоретическое исследование показало, что

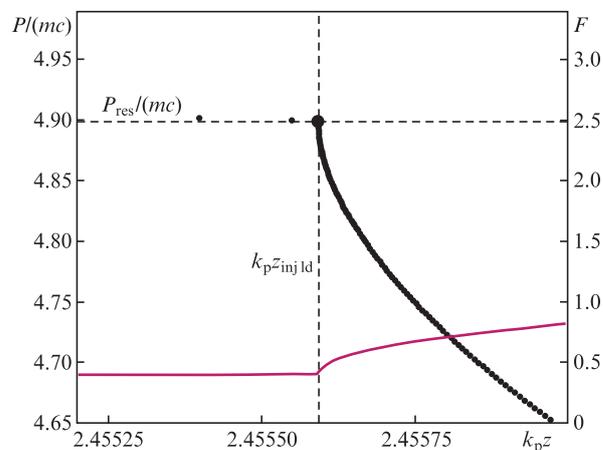


Рис.1. Распределение на фазовой плоскости z, P электронов (точки) в момент начала самоинжекции. Сплошная кривая – ускоряющая сила $F = -|e|E_z/(mc\omega_p)$, действующая на электроны в кильватерной волне (см. текст).

при условии $E_{os}/(mc^2) - \gamma_{ph} \ll \gamma_{ph}$ самоинжекция электронов в кильватерную волну, или процесс пересечения их траекторий, начинается с того электрона, который первоначально находился от границы плазмы на расстоянии, равном амплитуде осцилляций электронов. Поскольку величина восстанавливающей силы для свободно осциллирующего плазменного электрона пропорциональна его смещению от точки равновесия z_0 ,

$$E_z \approx 4\pi|e|n_0(z - z_0), \tag{4}$$

то амплитуда колебаний релятивистского плазменного осциллятора с энергией E_{os} определяется выражением

$$A_m = \sqrt{\frac{E_{os} - mc^2}{2\pi e^2 n_0}}.$$

Электрон, который первым инжектируется в кильватерную волну, назовем лидером, поскольку при условии $E_{os}/(mc^2) - \gamma_{ph} \ll \gamma_{ph}$ он остается первым в головной части захваченного сгустка в течение всего процесса ускорения электронов. На рис.1 и последующих рисунках электрон-лидер помечен кружком большего диаметра, чем остальные.

В работах [20, 21] было показано, что координата инжекции электрона-лидера в кильватерную волну определяется выражением

$$z_{injld} = z_{0ld} - \sqrt{\frac{E_{os} - \gamma_{ph} mc^2}{2\pi e^2 n_0}}, \tag{5}$$

где $z_{0ld} = A_m$ – начальное положение электрона-лидера до воздействия на него лазерного импульса. Энергия электрона-лидера в момент его самоинжекции $E_{injld} = \gamma_{ph} mc^2 = E_{res}$, т.е. его скорость равна фазовой скорости кильватерной волны. Соответствующее значение импульса $P_{res} = mc\sqrt{\gamma_{ph}^2 - 1}$ отмечено на рис.1 горизонтальной штриховой линией. Заметим также, что ускоряющая сила, действующая на электрон-лидер в этот момент, положительна. Следовательно, сразу же после самоинжекции в кильватерную волну электрон-лидер переходит в режим ускорения в кильватерном поле лазерного импульса.

Анализ рис.1 позволяет также сделать важный вывод о том, что в рассматриваемом случае, когда энергии плазменных осцилляторов ненамного превышают пороговую энергию $E_{os}/(mc^2) - \gamma_{ph} \ll \gamma_{ph}$, точку сгущения перед началом самоинжекции электронов в кильватерную волну образуют электроны плазмы с начальной координатой $z_0 > z_{0ld}$. Они располагаются в плазме глубже, чем электрон-лидер, и, следовательно, позже лидера самоинжектируются в кильватерную волну, потому что позже начинают взаимодействовать с лазерным импульсом, распространяющимся в плазме слева направо. Электроны, которые изначально находились слева от электрона-лидера, $z_0 < z_{0ld}$, очевидной точки сгущения не образуют. Поэтому при теоретическом анализе рассматриваемого случая самоинжекции электронов $E_{os}/(mc^2) - \gamma_{ph} \ll \gamma_{ph}$ их в дальнейшем можно не принимать во внимание.

Причина качественного отличия поведения электронов с начальными координатами $z_0 < z_{0ld}$ от поведения электронов с $z_0 > z_{0ld}$ состоит в том, что у первых некоторая часть траектории перед началом самоинжекции проходит через вакуум. Поскольку восстанавливающая сила для электрона, находящегося в вакууме, меньше (и не определяется выражением (4) в связи с отсутствием там

ионного фона), то электроны движутся в вакууме медленнее, что приводит к размыванию траекторий электронов в фазовом пространстве к тому моменту, когда они приближаются к точке z_{injld} начала самоинжекции фоновых электронов плазмы в кильватерную волну (на рис.1 – вертикальная штриховая линия).

Дальнейшее развитие процесса самоинжекции электронов в кильватерную волну демонстрирует рис.2, где показано распределение совокупности электронных макрочастиц плазмы в фазовом пространстве z, P в момент времени t_b завершения основного режима самоинжекции фоновых электронов в кильватерную волну, о котором подробнее будет сказано ниже. Из анализа рис.2 следует несколько важных заключений относительно самоинжекции электронов в кильватерную волну.

Траектории фоновых электронов плазмы, которые изначально находились правее электрона-лидера, поочередно пересекаются по мере того, как лазерный импульс слева направо продвигается в плазме. Первым электроном, с траекторией которого пересекается траектория фонового электрона, является электрон-лидер. Однако это не означает, что данный фоновый электрон вступил в процесс самоинжекции. Самоинжекция в кильватерную волну фонового электрона происходит тогда, когда его траектория в некоторой точке пространства пересекается с траекторией соседнего электрона. Из рис.2 видно, что координата точки самоинжекции электронов z_{si} смещается вслед за лазерным импульсом примерно согласно соотношению

$$z_{si}(t) = z_{injld} + V_{gr}(t - t_{injld}). \tag{6}$$

Координата z_{si} для данного момента времени t_b отмечена на рис.2 вертикальной штриховой линией. Реальное положение точки самоинжекции слегка отстает. Это вызвано тем, что электроны, ранее инжектировавшиеся в кильватерную волну, образовали сгусток, заряд которого влияет на движение последующих фоновых электронов, подходящих к точке самоинжекции.

Из рис.2 также видно, что энергия части самоинжектированных электронов в сгустке больше резонансной энергии $E_{res} = \gamma_{ph} mc^2$, и поэтому их можно считать захваченными для ускорения в кильватерной волне. Энергия другой части сгустка меньше резонансной. На рис.2 эти

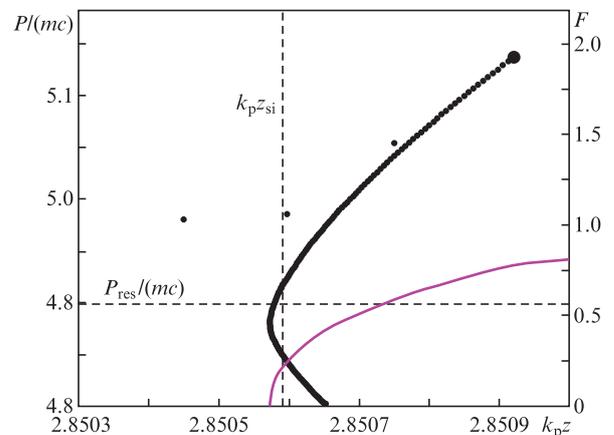


Рис.2. Распределение на фазовой плоскости z, P электронов (точки) в момент времени t_b окончания основного режима самоинжекции. Сплошная кривая – сила $F = -|e|E_z/(mc\omega_p)$, действующая на электроны в кильватерной волне (см. текст).

группы электронов разделяет горизонтальная штриховая линия, соответствующая $P_{\text{res}} = mc\sqrt{\gamma_{\text{ph}}^2 - 1}$. Такое различие в энергиях электронов самоинжектированного сгустка обусловлено тем, что, за исключением электрона-лидера, импульс прочих фоновых электронов в момент их самоинжекции всегда меньше импульса, соответствующего резонансной энергии $E_{\text{res}} = \gamma_{\text{ph}}mc^2$, которая гарантирует захват электрона в кильватерную волну. Для того чтобы в дальнейшем электрон был захвачен кильватерной волной, ему нужно после самоинжекции набрать дополнительную энергию из поля кильватерной волны. Это возможно, если в момент самоинжекции электрон попадает в ускоряющую фазу кильватерной волны.

Таким образом, условие пересечения траектории электрона с траекторией соседнего оказывается только необходимым условием его захвата в кильватерную волну. Дальнейшая судьба электрона зависит еще и от того, куда направлено электрическое поле кильватерной волны в точке самоинжекции данного электрона. Из сопоставления рис.1 и 2 видно, что ускоряющая сила в точке самоинжекции электронов постепенно уменьшается по мере развития процесса самоинжекции. Моделирование показывает, что основная часть (более 90% при выбранных выше параметрах лазерного импульса) электронов захватываемого сгустка – это электроны, попадающие в ускоряющую фазу кильватерной волны в момент самоинжекции. При условии, что полная энергия плазменных осцилляторов ненамного превышает пороговую энергию $E_{\text{os}}/(mc^2) - \gamma_{\text{ph}} \ll \gamma_{\text{ph}}$, можно считать, что попадание электрона в момент самоинжекции в ускоряющую фазу кильватерного поля является достаточным условием для его захвата.

На рис.2 представлен тот момент времени t_b развития самоинжекции, в который самоинжектирующийся электрон попадает в фазу кильватерной волны с ускоряющим полем, равным нулю. Можно сказать, что на интервале времени t_{injld} , t_b реализуется основной режим самоинжекции фоновых электронов плазмы, взаимодействующих с лазерным импульсом. Моделирование показывает, что для параметров лазерного импульса, выбранных выше, данный момент времени $t_b \cong t_{\text{injld}} + 0.4\omega_p^{-1}$.

Получить формулу для оценки интервала времени, необходимого для инжекции электронов сгустка в кильватерную волну в основном режиме, можно из условия, что в момент времени t_b заряд всех электронов справа от точки самоинжекции равен суммарному заряду всех ионов с той же стороны. В момент самоинжекции электрона-лидера электрическое поле в точке его самоинжекции вычисляется по формулам (4) и (5):

$$E_{z\text{ld}} = -\sqrt{8\pi n_0(E_{\text{os}} - \gamma_{\text{ph}}mc^2)}. \quad (7)$$

В соответствие с оценкой, кильватерное поле в точке самоинжекции станет равным нулю при ее смещении на расстояние

$$z_b - z_{\text{injld}} = \sqrt{\frac{E_{\text{os}} - \gamma_{\text{ph}}mc^2}{2\pi e^2 n_0}}. \quad (8)$$

Из рис.2 видно, что в реальности точка z_b находится немного левее рассчитанного по формуле (8) положения $z_b = A_m$. Связано это с тем, что при моделировании учитывается малый вклад в заряд сгустка электронов, изначально располагавшихся слева от электрона-лидера: $z_0 < z_{\text{ld}}$.

Поскольку групповая скорость лазерного импульса при $\gamma_{\text{ph}} \gg 1$ близка к скорости света, то с учетом приближенного соотношения (6) получим следующую оценку для промежутка времени, в течение которого действует основной режим самоинжекции электронов:

$$t_b - t_{\text{injld}} \approx \sqrt{\frac{E_{\text{os}} - \gamma_{\text{ph}}mc^2}{2\pi e^2 n_0 c^2}}. \quad (9)$$

Расчет по этой формуле при параметрах лазерного импульса, приведенных выше, дает значение, практически совпадающее с результатами моделирования. Заметим также, что формула (8) позволяет получить оценку заряда захваченного сгустка электронов в расчете на единицу площади его поперечного сечения:

$$\sigma_{\text{tr}} \approx -|e|n_0(z_b - z_{\text{injld}}) \approx -|e|n_0 \sqrt{\frac{E_{\text{os}} - \gamma_{\text{ph}}mc^2}{2\pi e^2 n_0}}.$$

Моделирование показывает, что остальные электроны, составляющие малую часть захватываемого сгустка, попадают в него по сложной траектории движения, заходящей в тормозящую область фазы кильватерной волны. Их возврат в ускоряющую область фазы кильватерной волны оказывается возможным вследствие нестационарности самой кильватерной волны, вызываемой массовым перетоком фоновых электронов плазмы справа налево и проходящих через сгенерированный лазерным импульсом сгусток ранее захваченных электронов.

На рис.3 эта ситуация иллюстрируется в момент времени $t_{\text{ex}} = t_{\text{injld}} + 1.012\omega_p^{-1}$. Здесь масса фоновых электронов плазмы, проходящих без самоинжекции через сгусток, выглядит сплошной линией вследствие неразличимости отдельных макрочастиц из-за их высокой концентрации. Эти электроны не вступали в процесс самоинжекции, т.е. их траектории не пересекались с траекторией соседнего электрона, но перенос с их помощью большого электронного заряда на другую сторону от сгустка содействует тому, что некоторая малая часть самоинжектированных электронов, не попавших сразу в момент самоинжекции в условия, благоприятные для их захвата кильватерной волной, впоследствии возвращается в ускоряющую область фазы кильватерной волны и затем захватывается. На рис.3 ромбом обозначен электрон, который,

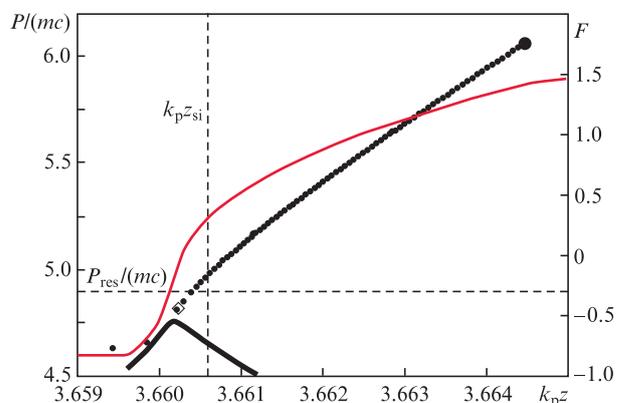


Рис.3. Распределение на фазовой плоскости z, P электронов (точки) в момент времени завершения t_{ex} разделения самоинжектированных электронов в энергетическом пространстве. Сплошная кривая – сила $F = -|e|E_z/(mc\omega_p)$, действующая на электроны в кильватерной волне.

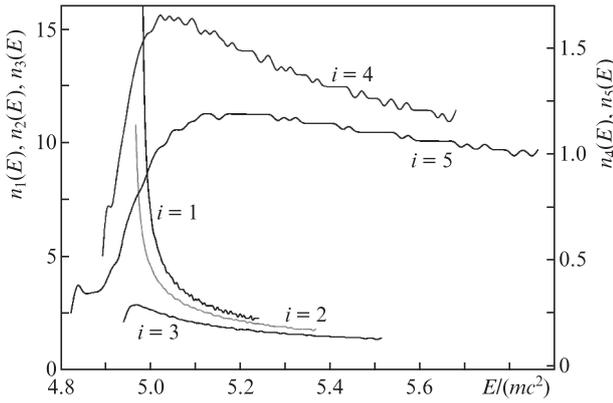


Рис.4. Энергетические спектры $n_i(E)$ самоинжектированных в кильватерную волну электронов в моменты времени $t_i = t_b + 0.153\omega_p^{-1} \times (i - 1)$.

как показывает моделирование, оказывается последним в захваченном сгустке. В момент времени t_{ex} данный электрон из области тормозящей фазы кильватерной волны выходит к границе области ее ускоряющей фазы, и тогда процесс выделения электронов, формирующих сгенерированный лазерным импульсом сгусток, из общей массы фоновых электронов заканчивается.

Представляет интерес динамика изменения энергетического спектра $n(E)$ множества электронов, прошедших через процесс самоинжекции, включая как захваченные в сгусток электроны, так и не захваченные. На рис.4 показаны их энергетические спектры в моменты времени $t_i = t_b + (i - 1)\Delta t$ с шагом $\Delta t = 0.153\omega_p^{-1}$. Спектр с индексом $i = 1$ соответствует рис.2 и, следовательно, показывает сингулярность в окрестности значения энергии, при которой заканчивается основной режим самоинжекции электронов. С течением времени вследствие различия в силе действующего на электроны кильватерного поля сингулярность в энергетическом спектре постепенно размывается и замещается максимумом плотности (спектры $i = 3, 4$). При этом левая граница энергетического спектра электронов смещается в область более низких энергий. Появление в спектре самоинжектированных электронов менее энергетичных обусловлено тем, что они находятся в области тормозящей фазы кильватерной волны. Наконец, спектр с индексом $i = 5$, который соответствует рис.3, показывает, как малая доля относительно низкоэнергетичных электронов продолжает терять энергию и отделяется от основной части спектра, составляющие которую электроны, наоборот, ускоряются. В итоге происходит разделение электронов в энергетическом пространстве и формирование сгустка захваченных электронов завершается.

Интервал времени $t_b - t_{inj\ ld}$, необходимый для разделения самоинжектированных электронов в энергетическом пространстве, в несколько раз больше интервала $t_b - t_{inj\ ld}$, за который происходит самоинжекция основной массы электронов, но они одного порядка величины. Поэтому для оценок можно считать, что по порядку величины характерное время генерации лазерным импульсом сгустка электронов

$$\Delta T_{tr} \approx t_b - t_{inj\ ld} \approx \sqrt{\frac{E_{os} - \gamma_{ph}mc^2}{2\pi e^2 c^2 n_0}} \quad (10)$$

(с учетом того, что групповая скорость лазерного импульса близка к скорости света).

3. Определение характеристик сгустка самоинжектированных электронов

Анализ рис.1–3 показывает, что разброс по энергии между электронами и продольный размер сгустка самоинжектирующихся электронов на этапе его формирования можно оценить, определив зависимость от времени энергии и положения в пространстве электрона-лидера. Энергия и текущая координата электрона-лидера определяют верхние границы интервала в энергетическом пространстве и интервала на оси z , в которых распределяются все остальные электроны, самоинжектирующиеся в кильватерную волну. За нижнюю границу энергетического интервала можно принять значение энергии $\gamma_{ph}mc^2$, а координату электрона, замыкающего сгусток, можно оценить из соотношения (6).

Траектория электрона-лидера после его самоинжекции в кильватерную волну может быть определена путем интегрирования его уравнения движения в поле волны E_z :

$$\frac{dP}{dt} = -|e|E_z. \quad (11)$$

Следует отметить, что поскольку электрон-лидер первым инжектируется в кильватерную волну, то он ускоряется в кильватерном поле, не возмущенном самоинжекцией электронов. Данное кильватерное поле в каждый момент времени определяется динамическим распределением по оси z электронов – плазменных осцилляторов, каждый из которых совершает свободные колебания около своего положения равновесия под действием восстанавливающей силы (4). При этом между колебаниями соседних осцилляторов имеется сдвиг по фазе. Различие в траекториях электронов, находящихся первоначально на расстоянии Δz_0 друг от друга, возникает вследствие запаздывания по времени $\Delta z_0/V_{gr}$ воздействия на них лазерного импульса.

С учетом этого обстоятельства совокупность траекторий всех фоновых электронов, расположенных перед электроном-лидером, после прекращения воздействия на них лазерного импульса можно записать в интегральной форме в виде [21]

$$ct - ct_0 - \frac{cz_0}{V_{gr}} = I(z, z_0), \quad (12)$$

где

$$I(z, z_0) = \int_{z_0}^z \frac{d\eta}{\sqrt{1 - m^2 c^4 / [E_{os} - 2\pi e^2 n_0 (\eta - z_0)^2]^2}};$$

$ct_0 = I(-A_m, A_m)$; $A_m = \sqrt{(E_{os} - mc^2)/(2\pi e^2 n_0)}$ – амплитуда осцилляций электронов. В интегральном выражении (12) константа интегрирования совокупности траекторий электронов определена из условия, что тот электрон, у которого центр осцилляций совпадает с началом координат, проходит его в момент времени $t = 0$ и при этом вектор его скорости направлен из плазмы в вакуум. Представление (12) для траекторий плазменных осцилляторов пригодно для любого фонового электрона плазмы до тех

пор, пока этот электрон не пересечет границу плазмы либо пока его траектория не пересечется с траекторией другого электрона.

Как показано в работе [21], из соотношения (12) можно определить координату самоинжекции электрона-лидера (5) и момент времени его самоинжекции:

$$t_{\text{injld}} = t_0 + \frac{A_m}{V_{\text{ph}}} + \int_{A_m}^{z_{\text{injld}}} \frac{d\eta}{\sqrt{1 - m^2 c^4 / [E_{\text{os}} - 2\pi e^2 n_0 (\eta - A_m)]^2}}. \quad (13)$$

Совокупность соотношений (5), (12) и (13) позволяет при условиях

$$0 < k_p(z_0 - A_m) \ll 1, \quad 0 < k_p(z - A_m) + \sqrt{2[E_{\text{os}}/(mc^2) - \gamma_{\text{ph}}]} \ll 1$$

определить распределение фоновых электронов в кильватерной волне в момент самоинжекции электрона-лидера:

$$n = n_0 \left[\frac{\gamma_{\text{ph}}^3}{2\sqrt{2[E_{\text{os}}/(mc^2) - \gamma_{\text{ph}}]}} \right]^{1/2} \times \frac{V_{\text{ph}}}{c\sqrt{k_p(z - A_m) + \sqrt{2[E_{\text{os}}/(mc^2) - \gamma_{\text{ph}}]}}}. \quad (14)$$

Далее, интегрируя уравнение Пуассона (3) с учетом значения поля кильватерной волны в точке самоинжекции электрона-лидера (7), можно найти выражение для этого поля в момент его самоинжекции:

$$E_z(z) = E_{z\text{ld}} - \frac{mc\omega_p}{|e|} \left[\frac{2\gamma_{\text{ph}}^3}{\sqrt{2[E_{\text{os}}/(mc^2) - \gamma_{\text{ph}}]}} \right]^{1/2} \times \frac{V_{\text{ph}}}{c} \sqrt{k_p(z - z_{\text{injld}})} + k_p(z - z_{\text{injld}}). \quad (15)$$

Поскольку фазовая скорость кильватерной волны равна групповой скорости лазерного импульса, $V_{\text{ph}} = V_{\text{gr}}$, то, заменяя в выражении (15) переменную $k_p(z - z_{\text{injld}})$ на $\xi - \xi_{\text{inj}}$, где $\xi = k_p(z - V_{\text{ph}}t)$ и $\xi_{\text{inj}} = k_p(z_{\text{injld}} - V_{\text{ph}}t_{\text{injld}})$, находим выражение для поля кильватерной волны, в котором ускоряется электрон-лидер, в любой момент времени.

Уравнение движения электрона-лидера (11) имеет интеграл, который в системе отсчета, связанной с волной, соответствует закону сохранения энергии электрона-лидера, движущегося в кильватерном потенциале:

$$\frac{E'}{mc^2} = 1 + \gamma_{\text{ph}}^2 R k'_p(z' - z'_{\text{injld}}) + \frac{2^{3/2}\beta}{3} \frac{\gamma_{\text{ph}}^2}{\sqrt{R}} [k'_p(z' - z'_{\text{injld}})]^{3/2} - \frac{\gamma_{\text{ph}}}{2} [k'_p(z' - z'_{\text{injld}})]^2, \quad (16)$$

где $R = \sqrt{2[E_{\text{os}}/(mc^2) - \gamma_{\text{ph}}]}/\gamma_{\text{ph}}$; $\beta = V_{\text{ph}}/c$. Здесь и далее штрихом помечены величины в системе отсчета, связанной с волной.

Из дальнейшего будет ясно, что наиболее интересным диапазоном изменения величины $k'_p(z' - z'_{\text{injld}})$ являются ее значения, составляющие $\sim R^3$. При этом условия первые два слагаемых в выражении (16) могут достигать

$\sim \gamma_{\text{ph}}^2 R^4$, а третье слагаемое $-\gamma_{\text{ph}} R^6$. Если $\gamma_{\text{ph}} R^2 \ll 1$, то третье слагаемое в выражении (16) можно опустить. Физический смысл этого приближения состоит в том, что за время формирования электронного сгустка электрон-лидер смещается по фазе от своей фазы инжекции в кильватерную волну на столь незначительную величину, что изменение кильватерного поля вследствие заряда ионов на таких масштабах смещения можно не учитывать. Таким образом, в уравнении Пуассона (3) изменение величины поля определяется только вкладом фоновых электронов, которые образуют точку сгущения своей плотности вблизи координаты инжекции электрона-лидера.

Соотношение (16) является уравнением для траектории электрона-лидера в системе отсчета, связанной с волной. При $\gamma_{\text{ph}} R^2 \ll 1$ она может быть определена как

$$k'_p(z' - z'_{\text{injld}}) = R^3 \times \frac{1}{2} \left\{ \frac{\gamma_{\text{ph}} \omega'_p(t' - t'_{\text{injld}})}{R} + \frac{\beta}{6} \left[\frac{\gamma_{\text{ph}} \omega'_p(t' - t'_{\text{injld}})}{R} \right]^2 \right\}. \quad (17)$$

Переходя в выражении (17) в лабораторную систему отсчета, находим изменение фазы электрона-лидера в кильватерной волне в зависимости от времени:

$$\xi - \xi_{\text{injld}} = \frac{R^3}{2} \left(\tau + \frac{\beta}{6} \tau^2 \right) \left[1 - \gamma_{\text{ph}} R^2 \tau \left(1 + \frac{\tau}{6} \right) \left(1 + \frac{\tau}{3} \right) \right], \quad (18)$$

где

$$\tau = \frac{\omega_p(t - t_{\text{injld}})}{\gamma_{\text{ph}} R} = \frac{\omega_p(t - t_{\text{injld}})}{\sqrt{2[E_{\text{os}}/(mc^2) - \gamma_{\text{ph}}]}}.$$

Из рис.5 видно хорошее совпадение результатов моделирования с расчетом по соотношению (18). С учетом выражения (6) можно показать, что длина сгустка L_b электронов на этапе его формирования оценивается как

$$k_p L_b \approx k_p(z_{\text{ld}}(t) - z_{\text{sl}}(t)) = \xi - \xi_{\text{injld}}, \quad (19)$$

где $z_{\text{ld}}(t)$ – зависимость координаты электрона-лидера, ускоряющегося в кильватерном поле, от времени.

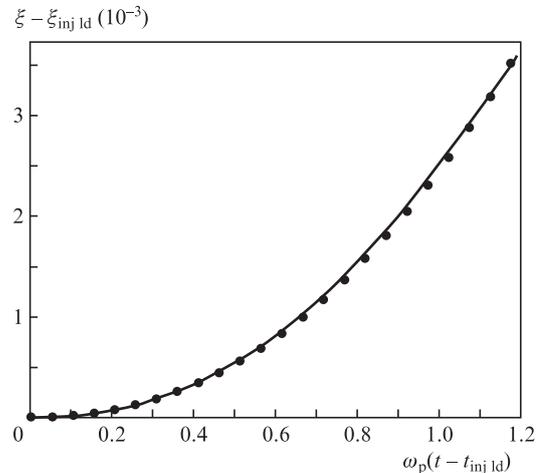


Рис.5. Зависимость от времени сдвига по фазе ускоряющегося электрона-лидера в кильватерном поле относительно фазы его инжекции в кильватерную волну. Точки – моделирование, сплошная кривая – расчет по формуле (18).

Формула (16) при условии $\gamma_{ph}R^2 \ll 1$ позволяет оценить превышение энергии электрона-лидера над резонансной энергией $\Delta E = E - \gamma_{ph}mc^2$, т. е. разброс по энергии в сгустке:

$$\Delta E = mcV_{ph} \sqrt{2\gamma_{ph}^3 \sqrt{2[E_{os}/(mc^2) - \gamma_{ph}]}} \times \sqrt{\xi - \xi_{injld} + \frac{2^{3/2} V_{ph}}{3c} \left[\frac{(\xi - \xi_{injld})\gamma_{ph}}{\sqrt{2[E_{os}/(mc^2) - \gamma_{ph}]}} \right]^{3/2}}. \quad (20)$$

На рис.6 демонстрируется хорошее совпадение результатов моделирования с расчетом по формуле (20).

Оценим по формулам (18)–(20) параметры электронного сгустка по окончании основного режима процесса самоинжекции электронов. С учетом (9) из формулы (18) следует, что длина сгустка в этот момент времени t_b определяется формулой

$$k_p L_b \approx 0.68R^3 = 1.92 \left(\sqrt{E_{os}/(mc^2) - \gamma_{ph}} / \gamma_{ph} \right)^3, \quad (21)$$

а согласно (20) разброс по энергии в нем

$$\Delta E \approx 3.1(E_{os} - \gamma_{ph}mc^2). \quad (22)$$

Выражения для длины электронного сгустка (21) и разброса по энергии между электронами в нем (22) наглядно демонстрируют очевидное физическое свойство рассматриваемой в нашей работе генерации лазерным импульсом электронных сгустков. А именно, при условии, что генерация сгустка электронов происходит вне области пространства, занимаемой лазерным импульсом, все характеристики и особенности этого процесса, включая параметры получаемого сгустка электронов, прямым образом зависят только от набора параметров, характеризующих совокупность плазменных осцилляторов (см. также [21]). К этим параметрам относятся их полная энергия осцилляции E_{os} и сдвиг по фазе между колебаниями осцилляторов, определяемый фазовой скоростью V_{ph} (или гамма-фактором γ_{ph}). Роль драйвера, возбуждающего эти колебания, в формулах (20), (21) уходит на второй план. Это означает, что форма лазерного импульса не имеет принципиального значения для генерации им сгустков

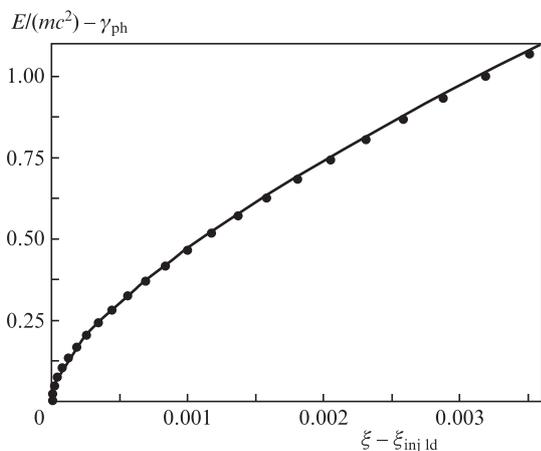


Рис.6. Зависимость энергии ускоряющегося в кильватерном поле электрона-лидера от текущего значения его фазы в кильватерной волне. Точки – моделирование, сплошная кривая – расчет по формуле (20).

электронов, если данный импульс при прохождении через плазму оставляет в своем следе плазменные осцилляторы с той же энергией и тем же запаздыванием по фазе относительно друг друга. Более того, сам тип драйвера, возбуждающего плазменные колебания, тоже не имеет значения. Например, лазерный импульс как возбудитель плазменных колебаний может быть заменен сгустком электронов с характеристиками, позволяющими ему возбуждать в плазме продольные колебания электронов с теми же E_{os} и γ_{ph} .

Таким образом, связь полной энергии плазменных осцилляторов, возбуждаемых лазерным импульсом, с формой или параметрами импульса, ее описывающими, имеет неоднозначный характер, и для получения необходимой величины E_{os} ими можно манипулировать в рамках возможностей эксперимента при условии выполнения ограничений, допущенных в настоящей работе.

Задача об энергии возбужденных плазменных осцилляторов в следе лазерного импульса, распространяющегося в плазме, эквивалентна имеющей очень давнюю историю [22] задаче об амплитуде кильватерного поля, возбуждаемого лазерным импульсом в плазме. К сожалению, при генерации нелинейной плазменной волны большой амплитуды, что необходимо для рассматриваемого случая, простого аналитического решения такая задача не имеет. По этой причине выразить аналитически величину полной энергии плазменного осциллятора через характеристики, описывающие форму лазерного импульса, чтобы подставить эту зависимость в формулы (21), (22), не представляется возможным.

В связи с этим оценим длину электронного сгустка и разброс по энергии между электронами в нем для конкретного лазерного импульса с выбранными выше параметрами. На момент времени t_b , когда в генерируемом лазерным импульсом сгустке соберется основная часть составляющих его электронов, длительность сгустка согласно формулам (21), (22) будет равна ~ 1 ас, относительный разброс $\Delta E/E$ по энергии между электронами в нем составит $\sim 5\%$. При этом средняя энергия электронов сгустка будет равна $\sim \gamma_{ph}mc^2$. Если в качестве момента фиксации длины сгустка выбрать момент времени t_{ex} , когда процесс выделения электронов сгустка в энергетическом пространстве из массы фоновых электронов плазмы завершается, то по формулам (18), (19) получим оценку длины сгустка ~ 6 ас. Причина увеличения длины сгустка состоит в том, что на разные его электроны со стороны кильватерного поля действует разная ускоряющая сила, включающая в себя в том числе и расталкивание электронов сгустка вследствие его собственного заряда.

Отметим, что влияние на длину сгустка эффекта расталкивания его электронов на этапе их выделения из массы фоновых электронов плазмы учитывается автоматически, т. к. длина сгустка определяется только траекторией электрона-лидера. После выделения электронов сгустка из основной массы фоновых электронов плазмы такой подход уже неприменим, и необходимо дополнительно определить траекторию замыкающего сгусток электрона, движущегося в кильватерном поле, которое, однако, нельзя найти таким простым способом, как для электрона-лидера. Один из подходов к определению длины электронного сгустка в таком случае изложен в работе [21].

В заключение обсудим релевантность используемой в настоящей работе одномерной модели плазмы с резкой границей для изучения генерации электронных сгустков

неоднородным лазерным импульсом, пересекающим границу неоднородной плазмы с переходным слоем.

С общеметодологической точки зрения переходный слой плазмы можно не учитывать, если его толщина d много меньше любого другого параметра, характеризующего в направлении вдоль оси z рассматриваемое физическое явление, например таких, как амплитуда осцилляций плазменных осцилляторов A_m , длина кильватерной волны λ_p , характерная длина лазерного импульса $c\tau_{\text{las}}$. С практической точки зрения это условие является очень жестким.

Проанализируем качественно, к каким последствиям может привести наличие на границе неоднородной плазмы переходного слоя от вакуума к однородной плазме. Определенные выводы в этом отношении позволяет сделать подробный анализ рис.2, который по результатам численного моделирования демонстрирует распределение электронов плазмы в момент времени t_b окончания основного режима самоинжекции электронов в кильватерную волну. Важно, что при численном моделировании учитываются все электроны плазмы, включая и те, которые в процессе генерации электронного сгустка лазерным импульсом вылетают в вакуум, т.е. пересекают резкую границу плазмы при $z = 0$.

Из рис.2 следует, что координата точки $k_p z_b = 2.8505$, в которой поле кильватерной волны обращается в нуль, хотя и близка, но не совпадает с координатой $k_p A_m = 2.8565$, рассчитываемой теоретически. Это обусловлено тем, что, в отличие от моделирования, не учитывались электроны, которые изначально располагались левее электрона-лидера ($z_0 < z_{0\text{id}}$) и поэтому часть их траектории проходила через вакуум. Анализ электронного состава сгустка в этот момент времени показывает, что различие между значениями z_b и A_m с достаточной степенью точности объясняется малой (менее 2%) примесью в нем электронов, попадающих в сгусток из области $z_0 < z_{0\text{id}}$. Как уже указывалось выше, столь незначительная доля в генерируемом сгустке этих электронов, объясняется тем, что они не образуют явно выраженной точки сгущения слева от электрона-лидера в момент его самоинжекции $t_{\text{inj id}}$. Данное обстоятельство в свою очередь является следствием того, что в вакууме из-за отсутствия ионного фона сила, возвращающая электрон к его центру осцилляций, значительно меньше восстанавливающей силы, действующей на электрон в плазме.

Отсюда понятно, что наличие переходного слоя повышает частоту осцилляций электронов с начальным положением $z_0 < z_{0\text{id}}$ и приведет к увеличению их доли в генерируемом лазерным импульсом сгустке. Тем не менее можно ожидать, что присутствие электронов в генерируемом сгустке не изменит качественно физической картины рассматриваемого явления до тех пор, пока доминирующую роль в сгустке играют электроны с начальными координатами $z_0 > z_{0\text{id}}$. Таким образом, используемое в работе упрощение, выражающееся в замене переходного слоя резкой границей, может служить для изучения механизма формирования электронных сгустков при прохождении лазерного импульса через границу неоднородной плазмы. Количественный анализ влияния переходного слоя на генерацию электронных сгустков лазерным импульсом в неоднородной плазме будет проведен в дальнейшем.

Правомерность использования одномерной геометрии в исследовании механизма самоинжекции электронов в кильватерное поле, генерируемое неоднородным лазер-

ным импульсом, определяется условием, при котором движение фоновых электронов плазмы можно считать близким к одномерному. Известно [13, 16], что динамика фоновых электронов плазмы в так называемом bubble-режиме распространения в ней лазерного импульса в большей степени определяется его поперечным размером. При этом размер образующейся каверны w_0 оценивается по формуле $k_p w_0 \sim \sqrt{a_0}$, т.е. он зависит от амплитуды лазерного импульса. Ввиду соответствия между размером каверны w_0 и шириной σ лазерного импульса ($k_p w_0 \sim k_p \sigma$), в стабильном bubble-режиме амплитуда лазерного импульса и его ширина должны быть согласованы между собой: $k_p \sigma \sim \sqrt{a_0}$. Проведенное в работе [23] численное моделирование позволило уточнить это соотношение для случая линейно поляризованного лазерного излучения: $k_p \sigma = 2\sqrt{a_0}$.

Рассмотренный в нашей работе режим одномерного взаимодействия лазерного импульса с плазмой исключает возможность возникновения каверны, являющейся неоднородным образованием. Для этого необходимо, чтобы ширина лазерного импульса для его амплитуды a_0 удовлетворяла условию $k_p \sigma \gg 2\sqrt{a_0}$. Такая оценка была проверена авторами данного способа инжекции электронов в кильватерную волну в работе [19] с помощью двумерного численного моделирования процесса взаимодействия с плазмой линейно поляризованного лазерного импульса с огибающей

$$a = a_0 \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma^2}\right) \cos^2 \frac{t}{\tau_{\text{las}}} \operatorname{sgn}\left(\frac{\pi t_{\text{las}}}{2} - |t|\right)$$

длительностью $\tau_{\text{FWHM}} = 12.13$ фс при $\gamma_{\text{ph}} = 5-7$, $\lambda_0 = 1$ мкм, $\sigma = 20\lambda_0$; полученные результаты были сопоставлены с результатами моделирования в одномерной геометрии. Показано, что выполнение условия $k_p \sigma \gg 2\sqrt{a_0}$ обеспечивает хорошее совпадение энергетических характеристик электронного сгустка, сгенерированного лазерным импульсом при взаимодействии с полуограниченной плазмой, как в одномерной, так и в двумерной геометрии. Более подробно вопрос о правомерности использования одномерного приближения рассмотрен в работе [21].

При известной ширине лазерного импульса σ можно также оценить величину заряда электронного сгустка. Используя формулу (8) для толщины слоя фоновых электронов плазмы, попадающих в сгусток в основном режиме самоинжекции, и полагая, что распределение амплитуды лазерного импульса в поперечном направлении $a = a_0 \times \exp(-r^2/\sigma^2)$, получаем формулу для оценки заряда сгустка:

$$Q_{\text{tr}} \approx -|e| k_p^{-1} n_0 \sigma^2 \sqrt{2[E_{\text{os}}(a_0)/(mc^2) - \gamma_{\text{ph}}]} \ln(a_0/a_{\text{th}}), \quad (23)$$

где при заданной длительности лазерного импульса τ_{FWHM} пороговая амплитуда лазерного импульса $a_{0\text{th}}$ соответствует энергии плазменных осцилляторов $E_{\text{os th}}$. Расчет показывает, что для лазерного импульса циркулярно поляризованного излучения с $\lambda_0 = 1$ мкм и $\tau_{\text{FWHM}} = 12$ фс при $\gamma_{\text{ph}} = 5$ пороговое значение амплитуды $a_{0\text{th}} \cong 4.919$. Тогда, согласно оценке по формуле (23), получаем, что лазерный импульс с амплитудой огибающей $a_0 = 4.982$ ($E_{\text{os}}/(mc^2) \cong 5.08$) с $\sigma = 20\lambda_0$, т.е. с мощностью $P \approx 0.427$ ПВт, генерирует электронный сгусток с зарядом $Q_{\text{tr}} \approx 11.6$ пКл. Расчеты заряда сгустка при других параметрах плазмы и лазерного импульса представлены в работе [20].

4. Выводы

Исследование генерации коротких электронных сгустков при прохождении лазерного импульса релятивистской интенсивности через резкую границу плазмы позволило выяснить главные черты физического механизма, лежащего в основе данного процесса.

Посредством численного моделирования наглядно продемонстрировано, что рассмотренное в работе явление генерации электронных сгустков лазерным импульсом является следствием многопоточкового движения электронной компоненты плазмы. При определенных условиях такое движение можно представлять в виде взаимного пересечения траекторий электронов плазмы, каждый из которых первоначально является плазменным осциллятором, возбужденным лазерным импульсом и совершающим свободные колебания относительно начального положения, которое он занимал до воздействия на него лазерного импульса. Необходимым условием пересечения траекторий осцилляторов является превышение их полной энергии осцилляции E_{os} над пороговым значением $E_{os\,th} = mc^2/\sqrt{1 - V_g^2/c^2}$, определяемым групповой скоростью лазерного импульса.

Пересечение траектории плазменного осциллятора с траекторией соседнего приводит к самоинжекции данного электрона в кильватерную волну лазерного импульса, что является физическим механизмом генерации им электронного сгустка. Однако не всякий электрон после самоинжекции удерживается в генерируемом сгустке, поскольку критическим моментом является положение точки самоинжекции электрона в кильватерной волне. При незначительном превышении полной энергии плазменных осцилляторов над пороговым значением, $E - E_{os\,th} \ll E_{os\,th}$, те электроны, точка самоинжекции которых попадает в область ускоряющей фазы кильватерной волны, удерживаются в генерируемом сгустке и захватываются кильватерным полем. Такие электроны составляют основную массу генерируемого лазерным импульсом электронного сгустка. Другие электроны, самоинжекция которых происходит вблизи границы ускоряющей области фазы или в тормозящей области фазы кильватерного поля, захватываются кильватерной волной лишь частично. Их захват возможен после начала массового перетока не участвующих в процессе самоинжекции фоновых электронов плазмы через сгусток захваченных электронов, движущийся вслед за лазерным импульсом.

Для нахождения параметров генерируемого лазерным импульсом электронного сгустка определена аналитически траектория электрона-лидера, т. е. того электрона, который первым инжектируется в кильватерную волну и находится в головной части сгустка. Показано, что на этапе формирования электронного сгустка, когда происходит самоинжекция фоновых электронов плазмы в кильватерную волну, длительность электронного сгустка и разброс по энергии электронов в нем определяются траекторией электрона-лидера и изменением на ней его энергии. Получены простые формулы для оценки длительно-

сти электронного сгустка и энергетического разброса электронов в нем по окончании процесса его формирования. Показано, что характеристики сгенерированного электронного сгустка определяются групповой скоростью лазерного импульса и энергией плазменных осцилляторов, которые он возбуждает. Найдено, что длительность электронного сгустка может составлять ~ 10 ас при относительном разбросе по энергии между электронами менее 10%.

Исследование поддержано Российским научным фондом (грант № 14-50-00124).

1. Костюков И.Ю., Пухов А.М. *УФН*, **185**, 89 (2015).
2. Leemans W.P., Gonsalves A.J., Mao H.-S., Nakamura K., Benedetti C., Schroeder C.B., Tóth Cs., Daniels J., Mittelberger D.E., Bulanov S.S., Vay J.-L., Geddes C.G.R., Esarey E. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 245002 (2014).
3. Umstadter D., Kim J.K., Dodd E. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2073 (1996).
4. Esarey E., Hubbard R.F., Leemans W.P., Ting A., Sprangle P. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 2682 (1997).
5. Pollock B.B., Clayton C.E., Ralph J.E., Albert F., Davidson A., Divol L., Filip C., Glenzer S.H., Herpoldt K., Lu W., Marsh K.A., Meinecke J., Mori W.B., Pak A., Rensink T.C., Ross J.S., Shaw J., Tynan G.R., Joshi C., Froula D.H. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 045001 (2011).
6. Liu J.S., Xia C.Q., Wang W.T., Lu H.Y., Wang C., Deng A.H., Li W.T., Zhang H., Liang X.Y., Leng Y.X., Lu X.M., Wang C., Wang J.Z., Nakajima K., Li R.X., Xu Z.Z. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 035001 (2011).
7. Ho Y.C., Hung T.S., Yen C.P., Chen S.Y., Chu H.H., Lin J.Y., Wang J., Chou M.C. *Phys. Plasmas*, **18**, 063102 (2011).
8. Bulanov S., Naumova N., Pegoraro F., Sakai J. *Phys. Rev. E*, **58**, R5257 (1998).
9. Буланов С.В., Ионовенков И.Н., Наумова Н.М., Сахаров А.С. *Физика плазмы*, **16**, 764 (1990).
10. Ohkubo T., Zhidkov A., Hosokai T., Kinoshita K., Uesaka M. *Phys. Plasmas*, **13**, 033110 (2006).
11. Shen B., Li Y., Nemeth K., Shang H., Chae Y., Soliday R., Crowell R., Frank E., Gropp W., Cary J. *Phys. Plasmas*, **14**, 053115 (2007).
12. Brantov A.V., Esirkepov T. Zh., Kando M., Kotaki H., Bychenkov V.Yu., Bulanov S.V. *Phys. Plasmas*, **15**, 073111 (2008).
13. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Appl. Phys. B*, **74**, 355 (2002).
14. Mangels S.P.D., Genoud G., Bloom M.S., Burza M., Najmudin Z., Persson A., Svensson K., Thomas A.G.R., Wahlström C.G. *Phys. Rev. Spec. Top. – Accel. Beams*, **15**, 011302 (2012).
15. Ma Y.Y., Kawata S., Yu T.P., Gu Y.Q., Sheng Z.M., Yu M.Y., Zhuo H.B., Liu H.J., Yin Y., Takahashi K., Xie X.Y., Liu J.X., Tian C.L., Shao F.Q. *Phys. Rev. E*, **85**, 046403 (2012).
16. Kostyukov I., Pukhov A., Kiselev S. *Phys. Plasmas*, **11**, 5256 (2004).
17. Kostyukov I., Nerush E., Pukhov A., Seredov V. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 175003 (2009).
18. Wang X., Zgadzaj R., Fazel N., Li Z., Yi S.A., Zhang X., Henderson W., Chang Y.Y., Korzekwa R., Tsai H.E., Pai C.H., Quevedo H., Dyer G., Gaul E., Martinez M., Bernstein A.C., Borger T., Spinks M., Donovan M., Khudik V., Shvets G., Ditmire T., Downer M.C. *Nature Commun.*, **4**, 1988 (2013).
19. Li F.Y., Sheng Z. M., Liu Y., Meyer-ter-Vehn J., Mori W. B., Lu W., Zhang J. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 135002 (2013).
20. Кузнецов С.В. *Письма в ЖТФ*, **42** (14), 52 (2016).
21. Кузнецов С.В. *ЖЭТФ*, **150**, 195 (2016).
22. Esarey E., Sprangle P., Krall J., Ting A. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **24**, 252 (1996).
23. Lu W., Tzoufras M., Joshi C., Tsung F.S., Mori W.B., Vieira J., Fonseca R.A., Silva L.O. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **10**, 061301 (2007).