

Лазерно-плазменный инжектор сгустка электронов, генерируемого ультрарелятивистским лазерным импульсом

С. В. Кузнецов¹, И. Р. Умаров^{1,2} и Н. Е. Андреев^{1,2}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

² Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный 141701, Россия

E-mail: svk@ihed.ras.ru

Статья поступила в редакцию 5 декабря 2022 г.

Аннотация. С помощью аналитических оценок и 3D PIC-моделирования проведено исследование лазерно-плазменного инжектора электронов, основанного на механизме самоинжекции и ускорения электронов в кильватерной волне ультрарелятивистского лазерного импульса, проходящего через размытую границу плазменной мишени. Показано, что при подобранных должным образом параметрах лазерного импульса и плазмы возможен квазиодномерный режим распространения лазерного импульса в плазме мишени, при котором процесс генерации электронного сгустка обладает свойствами, близкими к предсказываемыми одномерной теорией.
<https://doi.org/10.33849/2022112>

Практическим результатом исследований и экспериментов в области лазерно-плазменного ускорения, достигнутым в настоящее время, является успешная демонстрация ускорения сгустка электронов до энергии в несколько ГэВ на расстоянии порядка 10 см [1], что предоставляет многообещающий потенциал в создании компактных установок, способных производить сгустки высокоэнергичных электронов, необходимые для многих приложений. Однако задача получения ускоренного сгустка высокоэнергичных электронов, обладающего необходимыми характеристиками — достаточно малым ($\sim 1\%$ и менее) относительным разбросом по энергии, достаточно большим зарядом (~ 10 пКл и более) и малой расходимостью или поперечным эмиттансом (~ 1 мм·мрад и менее) — в настоящее время является нерешенной.

В значительной степени характеристики пучка ускоренных электронов на выходе из лазерно-плазменного ускорителя определяются еще на стадии их инжекции в ускоряющую кильватерную волну. Поэтому возможность контроля над процессом инжектирования электронов и управления им имеет очень большое значение для получения сгустков ускоренных электронов требуемых параметров.

Самоинжекция электронов при распространении лазерного импульса по неоднородной плазме издавна привлекает к себе внимание тем обстоятельством, что этот процесс зависит от профиля плазмы, изменяя который можно влиять на характеристики инжектируемого сгустка. В работе [2] было показано, что в процессе самоинжекции электронов в кильватерное поле лазерного импульса, распространяющегося в bubble-режиме, можно условно выделить две стадии. На первой в начале процесса самоинжекции, когда в результате самофокусировки лазерного импульса происходит опрокидывание кильватерной волны, электроны захватываются в ускоряемый сгусток посредством механизма продольной самоинжекции, а затем, на второй стадии, — за счет поперечной. При этом выяснено, что продольная инжекция всегда приводит к гораздо более стабильному ускорению и более качественным электронным пучкам. Аналогичный вывод следует из исследования, проведенного

в работе [3], в которой посредством численного моделирования наблюдалась контролируемая инжекция электронов в четко определенную фазу кильватерного поля лазерного импульса, взаимодействующего с мишенью из разреженной плазмы с восходящим профилем плотности, за которым следует плато. Было показано, что при достаточно большом диаметре лазерного фокуса процесс самоинжекции происходит в квазиодномерном режиме, в котором доминирует механизм продольной самоинжекции электронов, приводящий к формированию чрезвычайно компактных (аттосекундного масштаба длительности) электронных сгустков с зарядом порядка нанокулон.

Лазер петаваттной мощности, запланированный к постройке в Нижнем Новгороде, за счет увеличения поперечных размеров фокусного пятна (~ 40 мкм и более) при сохранении релятивистской интенсивности лазерного излучения в нем позволяет поставить на рассмотрение и исследование проект инжектора на основе механизма квазиодномерного режима продольной самоинжекции для генерации сгустков электронов, предназначенных для ускорения в лазерно-плазменном ускорителе. В рамках данного исследования рассматривается такой проект в направлении поиска наиболее оптимальной схемы инжектирования электронов в ускоряющую кильватерную волну лазерного импульса.

1. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА В ОДНОМЕРНОЙ ГЕОМЕТРИИ

На начальном этапе определения характеристик электронного сгустка, генерируемого лазерным импульсом при взаимодействии с полугораниченной плазмой в 3D-геометрии, воспользуемся результатами теоретического исследования этого процесса в одномерной геометрии, представленными в работах [4–6]. В этих работах для простоты аналитического исследования рассматривалось в одномерной геометрии движение электронов плазмы под действием циркулярно-поляризованного лазерного импульса, нормально (вдоль оси z) падающего

на границу плазмы. Соответствующие уравнения движения в этом случае имеют вид:

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

$$\frac{dp}{dt} = |e| \frac{\partial \phi}{\partial z} - mc^2 \frac{\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{eA}{mc^2}\right)^2}{2\sqrt{1 + \frac{p^2}{m^2 c^2} + \left(\frac{eA}{mc^2}\right)^2}}, \quad (2)$$

где $A(z, t)$ — амплитуда огибающей векторного потенциала лазерного импульса, $\phi(z, t)$ — скалярный потенциал поля разделения зарядов, p и u — импульс и скорость электрона. Циркулярная поляризация лазерного импульса была выбрана потому, что такая поляризация лазерного излучения позволяет исключить необходимость усреднения по его частоте, которое в релятивистских уравнениях не может быть выполнено точно.

Теоретическое исследование решения уравнений (1, 2) показало, что в основе явления генерации электронного сгустка лазерным импульсом лежит процесс пересечения траекторий электронов, совершающих продольные осцилляции в результате воздействия на них лазерного импульса. Пересечение траекторий электронов приводит к опрокидыванию кильватерной волны, перемешиванию электронов и захвату их в ускоряющее поле кильватерной волны. Таким образом, опрокидывание кильватерной волны и генерация электронных сгустков лазерным импульсом являются взаимосвязанными процессами.

Важной особенностью процесса генерации сгустка при опрокидывании кильватерной волны является то, что он автоматически прекращается, когда заряд сгустка достигает такой величины, что его поле полностью гасит кильватерное поле лазерного импульса на тыльной части электронного сгустка. В результате в приближении одномерной геометрии данный механизм генерации электронных сгустков обеспечивает в них консолидацию электронов в физическом и энергетическом пространствах.

На рисунках 1 и 2 в качестве примера показано распределение электронов по длине сгустка и в энергетическом пространстве для лазерного импульса, огибающая которого на границе плазмы имеет вид:

$$a = a_0 \cos((t - t_0)/\tau_L)^2 \Theta(\pi\tau_L/2 - |t - t_0|). \quad (3)$$

Здесь $a_0 = |e|A_0/(mc^2) = 6.7$ — безразмерная амплитуда лазерного импульса с длительностью на половине его высоты по интенсивности $\tau_{FWHM} = 12$ фс, где $\tau_{FWHM} = 1.143\tau_L$. Длина волны высокочастотного заполнения импульса равна $\lambda = 1$ мкм, плотность плазмы на плато ее плотности обеспечивает величину гамма-фактора кильватерной волны лазерного импульса $\gamma_{ph} = 2\pi c/(\lambda\omega_p) = 10$, где c — скорость света, ω_p — плазменная частота. Распределения на рисунках 1, 2 представлены в тот момент времени, когда энергия электронов сгустка приближается к значению ~ 400 МэВ.

Рисунок 1 (левая ось ординат) демонстрирует нормированную на единицу функцию распределения плотности электронов в сгустке $n(k_p z)$ по его длине, где $k_p = \omega_p/c$. Вид данного распределения (черная линия) свидетельствует, что при опрокидывании кильватерной волны, самоинжекции и ускорении в ней электронов они компактно группируются в пространстве около электрона-лидера, возглавляющего головную часть сгустка. Плотность электронов, существенно отстаю-

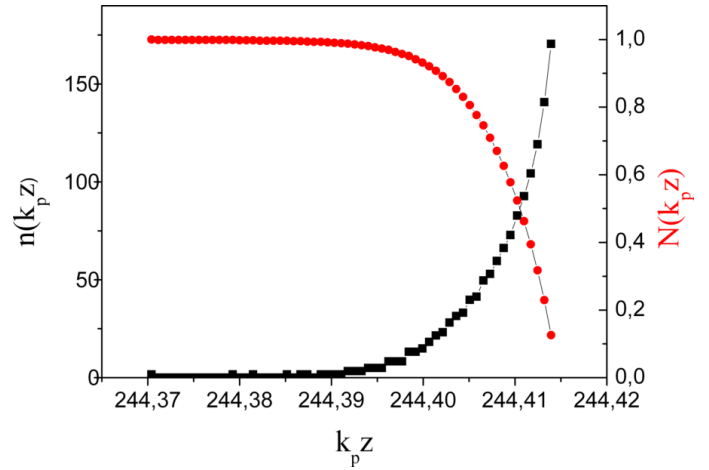


Рисунок 1. Распределение электронов по длине сгустка.

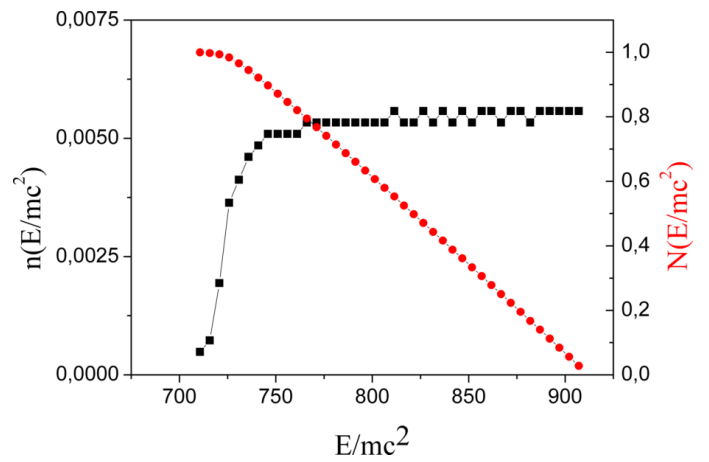


Рисунок 2. Распределение электронов в энергетическом пространстве.

щих от лидера, быстро падает до мало значимых значений, что подтверждает практически не изменяющаяся на большом удалении от электрона-лидера величина $N(k_p z) = k_p \int_{k_p z}^{k_p z_{lid}} n(k_p z') dz'$ (красная линия), соответствующая интегралу функции распределения плотности частиц, верхним пределом которого является положение электрона-лидера z_{lid} .

Аналогично на рисунке 2 показано распределение электронов в энергетическом пространстве (черная линия), в котором наибольшую энергию имеет электрон-лидер. Следующие за ним электроны, имеющие меньшую энергию, образуют платообразный спектр, плоская вершина которого занимает диапазон энергий значительно меньший, чем средняя энергия электронов в сгустке. Электроны с меньшими энергиями образуют шлейф, который несущественно влияет на среднюю энергию электронов в сгустке, так как количество их незначительно, о чем свидетельствует асимптотический выход на постоянное значение интеграла количества электронов по энергетическому спектру, верхним пределом в котором является электрон-лидер.

Важным результатом теоретического исследования проведенного в работах [4, 5], является формула:

$$\sigma_{tr} \sim -|e|n_0 k_p^{-1} \sqrt{2(E_{os}/(mc^2) - \gamma_{ph})}, \quad (4)$$

позволяющая оценить плотность заряда на единицу поперечного сечения сгустка в зависимости от энергии E_{os} продольных осцилляций электронов, вызванных взаимодействием с лазерным импульсом, и γ_{ph} — гамма-фактора кильватерной волны. Из формулы (4) в явном виде следует, что процесс генерации электронного сгустка имеет пороговый характер, т.к. реализуется лишь при превышении энергии продольных осцилляций электронов порогового значения $E_{os,th} = mc^2\gamma_{ph}$. Из формулы (4) также следует, что заряд сгустка зависит от величины превышения порога (надпороговости), что позволяет посредством изменения мощности лазерного излучения управлять величиной заряда генерируемого сгустка электронов.

2. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ГЕНЕРИРУЕМОГО СГУСТКА ЭЛЕКТРОНОВ В 3D-ГЕОМЕТРИИ НА ОСНОВЕ ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ

Использование результатов одномерной теории для оценки параметров генерируемого электронного сгустка лазерным импульсом с огибающей, имеющей конечный поперечный размер w , возможно в том случае, если характерная ширина лазерного импульса w достаточно велика, так что движение электронов плазмы можно считать близким к одномерному [7, 8]

$$k_p w \gg 2\sqrt{a_0}. \quad (5)$$

В таком квазиодномерном режиме процесс опрокидывания кильватерной волны и самоинжекции электронов, находящихся на некотором расстоянии r от оси симметрии лазерного импульса, зависит от величины амплитуды векторного потенциала огибающей лазерного импульса на этом же расстоянии, поскольку она, форма лазерного импульса и его групповая скорость (гамма-фактор) определяют энергию продольных осцилляций электронов. Для кильватерной волны, возбуждаемой ультрарелятивистским лазерным импульсом $a_0 \gg 1$, в одномерной геометрии связь между энергией осцилляции E_{os} электронов в этой волне и максимумом ее потенциала с хорошей точностью задается формулой:

$$E_{os} = mc^2(1 + |e|\phi_{\max}/(mc^2))/2, \quad (6)$$

в которой, в свою очередь, кильватерный потенциал зависит от амплитуды и длительности лазерного импульса. Связь амплитуды кильватерного потенциала $\phi_{\max}$ с амплитудой лазерного импульса a_0 является асимптотически линейной $|e|\phi_{\max}/(mc^2) \approx \eta a_0$, в которой коэффициент $\eta \leq 1$ зависит от длительности лазерного импульса, плотности плазмы через гамма-фактор кильватерной волны и должен определяться из численных расчетов.

В качестве примера подобного расчета выберем лазерный импульс с длительностью $\tau_{FWHM} = 20$ фс, распространяющийся в плазме, плотность которой при длине волны импульса $\lambda = 1$ мкм определяет значение гамма-фактора $\gamma_{ph} = 8$. При заданных значениях длины лазерного импульса, его частоты и плотности плазмы только изменение по радиусу амплитуды осесимметричного лазерного импульса будет влиять на энергию продольных колебаний электронов, на-

ходящихся на расстоянии r от его оси. В численном моделировании в одномерной геометрии процесса взаимодействия лазерного импульса с электронами плазмы удобно сначала определить пороговое значение a_{th} амплитуды лазерного импульса, при котором возбуждаются продольные осцилляции электронов с энергией равной пороговому значению $E_{os,th} = mc^2\gamma_{ph}$. Тогда зависимость энергии продольных осцилляций электронов от амплитуды лазерного импульса в окрестности значений амплитуд, представляющих интерес в плане генерации сгустков электронов, можно представить в виде $E_{os}(a_0) = \gamma_{ph} + \eta(a_0 - a_{th})$, в котором коэффициент η при линейном члене можно определить из расчета процесса генерации сгустка при каком-то фиксированном $a_0 > a_{th}$. Конкретно для лазерного импульса с вышеприведенными параметрами получается $a_{th} = 7.36$ — амплитуда лазерного импульса, соответствующая пороговой энергии, $\eta = 1.41$.

Применяя полученные результаты к лазерному импульсу в 3D-геометрии, имеющему характерную ширину в поперечном направлении w (полуширина по уровню $1/e^2$ по интенсивности), приходим к выводу, что при заданном поперечном размере w лазерного импульса радиус r_b генерируемого электронного сгустка и величина надпороговости лазерного импульса $\Delta a = a_0 - a_{th}$ не являются независимыми, т.к. поперечный размер сгустка определяется фактом отсутствия самоинжекции фоновых электронов плазмы на крыльях сгустка. Соответствующее соотношение имеет вид:

$$a_0 \exp\left(-\frac{r_b^2}{w^2}\right) = a_{th}. \quad (7)$$

Если имеется предпочтение в желаемом поперечном размере сгустка r_b , то соответствующая необходимая надпороговость процесса определяется формулой

$$\Delta a \approx a_{th} \left(\frac{r_b}{w}\right)^2 \ll a_{th}. \quad (8)$$

Есть и обратная формула $r_b = w\sqrt{\Delta a/a_{th}}$ — характерный поперечный размер генерируемого сгустка r_b в зависимости от величины надпороговости, если задается эта величина.

Оценочная величина заряда генерируемого сгустка также выражается через его радиус или величину надпороговости:

$$Q_{th} \approx \frac{40\sqrt{\eta a_{th}}}{\gamma_{ph}} \lambda_{[мкм]} \left(\frac{\lambda}{w}\right) \left(\frac{r_b}{\lambda}\right)^3 [пКл], \quad (9)$$

где r_b — желаемый радиус сгустка, при небольшой надпороговости, определяемой из (8).

Одномерная теория позволяет оценить также относительный разброс по энергии в сгустке:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\eta \Delta a}{\gamma_{ph} - 1}} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\eta a_{th}}{\gamma_{ph} - 1}} \frac{r_b}{w}. \quad (10)$$

Используя формулы (7–10), получаем, что для генерации электронного сгустка с поперечным радиусом $r_b = 5$ мкм и зарядом $Q_{tr} = 50$ пКл (характеристики, желательные для ускоряющей стадии) в плазме с плот-

ностью, соответствующей гамма-фактору $\gamma_{ph} = 8$, лазерный импульс длительности $\tau_{FWHM} = 20$ фс должен иметь амплитуду $a_0 = 7.47$ и поперечный характерный размер $w/\lambda = 40$.

Для генерации сгустка с такими характеристиками оцениваемая необходимая мощность задающего процесс генерации лазерного импульса составляет ~ 4 ПВт. Надпороговость процесса генерации $\Delta a \approx 0.11$. Ожидаемый разброс по энергии между электронами сгустка $\sim 5\%$, средняя энергия электронов согласно расчетам в одномерной геометрии может быть 1 ГэВ и более.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ 3D-МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА

Исследование процесса генерации электронного сгустка при прохождении лазерного импульса через границу плазмы в 3D-геометрии было проведено посредством трехмерного численного моделирования методом частиц в ячейках (Particle in Cell).

Распространявшийся вдоль оси OY импульс взаимодействовал с водородной плазмой с максимальной концентрацией электронов $n_0 = 1.72 \times 10^{19}$ см $^{-3}$. Профиль плотности плазмы имел максимальную концентрацию электронов на протяжении от $y = 100$ мкм до $y = 250$ мкм. Границы раздела плазмы с вакуумом были представлены переходными слоями вида $\exp(-(y-100)^2/(2\sigma^2))$ и $\exp(-(y-250)^2/(2\sigma^2))$ с $\sigma = 25$ мкм. Подобный профиль плазмы в общих чертах отражает результат взаимодействия лазерного импульса со сверхзвуковой газовой струей, ионизация которой происходит на переднем фронте лазерного импульса.

Лазерный импульс был линейно-поляризованным. Его огибающая высокочастотного заполнения имела вид

$$a = a_0 \exp\left(-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_{FWHM}^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right)$$

с безразмерной амплитудой $a_0 = |e|A_0/(mc^2) = 10.6$, длительностью $\tau_{FWHM} = 25$ фс, длиной волны $\lambda = 1$ мкм, размером фокального пятна $w = 40$ мкм (полуширина по уровню $1/e^2$ по интенсивности). Соответствующие энергия и пиковая мощность лазерного импульса равнялись $\epsilon = 102$ Дж и $P = 3.8$ ПВт. Импульс имел фокусировку на начало расчетной области.

Для моделирования использовался программный комплекс PIConGPU [9]. Размер области моделирования составлял $720\Delta x \times 1300\Delta y \times 720\Delta z$ с пространственными шагами $\Delta x = \Delta z = \lambda/4$ поперек направления распространения лазерного импульса и $\Delta y = \lambda/24$ вдоль направления распространения лазерного импульса. Поляризация лазерного импульса была направлена вдоль оси OX . Число частиц в ячейке равнялось двум для электронов и одной для ионов.

Рисунки 3 и 4 наглядно демонстрируют процесс генерации сгустка электронов при прохождении лазерного импульса через плазменный слой. Возмущение плотности электронов плазмы, представленное на рисунке 3 для различных моментов времени ($T_0 = 2\pi/\omega$), показывает генерацию релятивистской кильватерной волны позади лазерного импульса. При этом из рисунка 3 видно, что имеется область, в которой плотность электро-

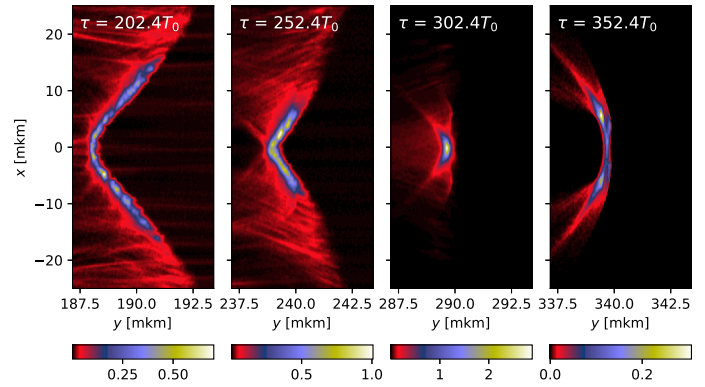


Рисунок 3. Распределение плотности электронов плазмы, нормированной на критическую плотность, в различные моменты времени в плоскости (x, y) .

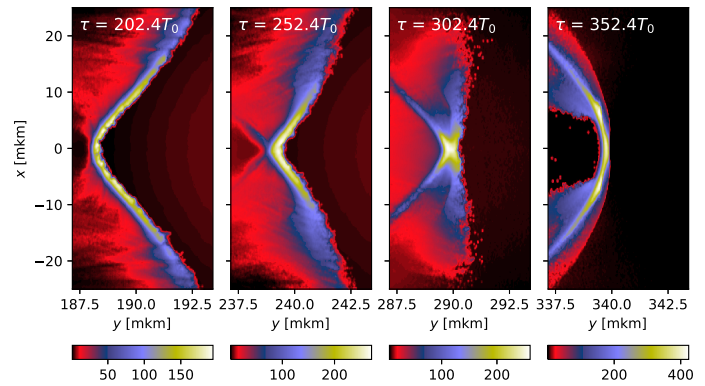


Рисунок 4. Безразмерная энергия электронов плазмы $\gamma_e = E_e/mc^2$ в различные моменты времени в зависимости от их положения на плоскости (x, y) .

нов намного превышает фоновую плотность электронов в мишени. Сопоставление рисунков 3 и 4 приводит к выводу, что эту область занимают электроны плазмы, которые захватились в процессе самоинжекции в кильватерную волну лазерного импульса и ускоряются в ней, поскольку их энергия увеличивается с течением времени при распространении кильватерной волны лазерного импульса по мишени. Из рисунка 3 также следует, что режим генерации кильватерной волны и электронного сгустка близок к квазиодномерному. Величина электрического поля лазерного импульса с увеличением расстояния от его оси уменьшается, что приводит к уменьшению длины нелинейной плазменной волны. Заметим также, что толщина слоя захваченных и ускоряемых электронов мала в сравнении с поперечными размерами сгустка, что тоже согласуется с представлением о квазиодномерности процесса генерации сгустка электронов при выбранных параметрах лазерного импульса, удовлетворяющих условию (5).

Представляет интерес сопоставить энергетический спектр электронов ускоренного сгустка в 3D-геометрии с одномерным случаем. На рисунке 5 представлен такой спектр для момента времени $352.4T_0$, когда электроны сгустка при взаимодействии с 3D-мишенью набрали значительную энергию в несколько сот МэВ.

Сравнение рисунков 2 и 5 показывает их сходство в том, что в области максимальных энергий спектра плотность ускоренных электронов резко падает к нулю,

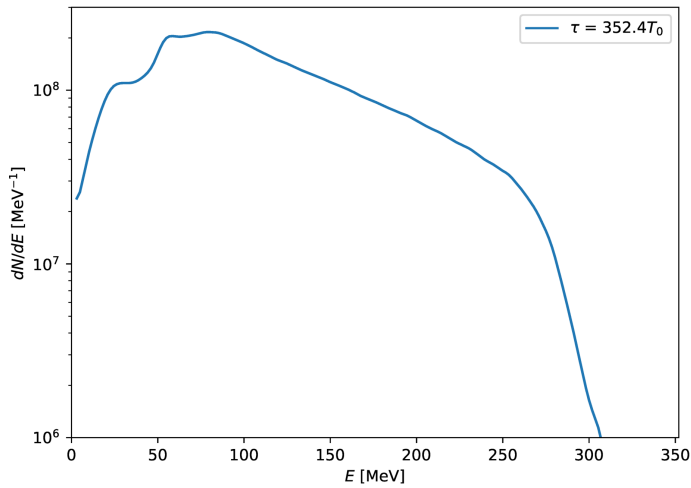


Рисунок 5. Энергетический спектр электронов сгустка для момента времени $352.4T_0$.

т.е. в обоих случаях спектр не имеет характера максвелловского распределения электронов по энергии. Различие спектров наблюдается в области минимальных значений энергии электронов сгустка. В одномерном случае в спектре отсутствует значимое количество электронов, имеющих энергию много меньшую, чем электрон-лидер. В случае 3D-геометрии спектр демонстрирует значительное присутствие в сгустке электронов с очень малыми энергиями. Связано это с тем, что вблизи оси лазерного импульса и на периферии области опрокидывания кильватерной волны процесс самоинжекции электронов в кильватерную волну и ускорения в ней начинается в разные моменты времени. В результате этого величина набранной электронами энергии в разных частях области его формирования различается.

Однако стоит заметить, что и в случае спектра в 3D-геометрии на рисунке 5 намечается отрыв по энергии основной массы электронов от малоэнергичных электронов хвоста спектра. Можно предположить, что если взять мишень большей толщины, в которой процесс ускорения мог бы продолжаться далее, то формирование обособленного, хотя и довольно широкого энергетического спектра, стало более очевидным. Данное

обстоятельство будет предметом дальнейшего исследования при разработке проекта лазерно-плазменного инжектора.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В работе посредством аналитических оценок и численного моделирования проведено исследование лазерно-плазменного инжектора электронов, основанного на механизме самоинжекции и ускорения электронов в кильватерной волне ультрарелятивистского лазерного импульса, проходящего через размытую границу плазменной мишени. Проведено сравнение результатов, следующих из теоретических исследований в одномерной геометрии, с результатами моделирования в 3D-геометрии. Найдено, что при подобранных должным образом параметрах лазерного импульса и плазмы возможен квазиодномерный режим распространения лазерного импульса в плазме мишени, в котором возможен процесс генерации электронного сгустка в условиях близких к тем, которые предсказывает одномерная теория. Показано, что энергетический спектр ускоренных электронов сгустка при генерации его в 3D-мишени сохраняет ряд важных качественных характеристик спектра, получаемого в одномерной геометрии, а именно имеет форму близкую к платообразной и показывает тенденцию к энергетическому выделению электронов сгустка из основной массы фоновых электронов плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gonsalves A J *et al* 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
2. Corde S, Ta Phuoc K, Lambert G, Fitour R, Malka V, Rousse A, Beck A and Lefebvre E 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 1–48
3. Li F Y, Sheng Z M, Liu Y, Meyer-ter Vehn J, Mori W B, Lu W and Zhang J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 135002
4. Кузнецов С В 2016 *ЖЭТФ* **150** 195–213
5. Кузнецов С В 2018 *Квантовая электроника* **48** 945–953
6. Кузнецов С В 2019 *Письма в ЖТФ* **45** 48–51
7. Esarey E, Schroeder C B and Leemans W P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229–1285
8. Костюков И Ю и Пухов А М 2015 *Успехи физических наук* **185** 89–96
9. Bura H, Widera R, Hönig W, Juckeland G, Debus A, Kluge T, Schramm U, Cowan T E, Sauerbrey R and Bussmann M 2010 *IEEE Transactions on Plasma Science* **38** 2831–2839