

Лазерное кильватерное ускорение в плазменном канале

М.С.Дорожкина, К.В.Балуев, Д.Д.Кутергин, И.К.Лотов,
В.А.Минаков, Р.И.Спицын, П.В.Туев, К.В.Лотов

Показано, что если в качестве драйвера для плазменного кильватерного ускорителя использовать лазерный импульс Центра исследования экстремального света (Саров), то согласно численному моделированию можно ускорить электронный сгусток с зарядом 50 пКл до энергии 100 ГэВ с разбросом по энергии менее 1%. Для этого требуется создать плазменный канал длиной 70 м с характерным радиусом 200 мкм и концентрацией плазмы на оси $3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В плазме большей концентрации темп ускорения выше, но длина ускорения и итоговая энергия меньше. Численно оптимизировать параметры ускорителя удастся с помощью квазистатической модели с описанием лазерного импульса через его огибающую, что сокращает время расчетов на несколько порядков по сравнению с полными моделями.

Ключевые слова: лазерное ускорение, плазменный канал, численное моделирование, плазменное ускорение.

1. Введение

Темп ускорения частиц в плазме на несколько порядков превышает максимальный темп ускорения в традиционных высокочастотных резонаторах, поэтому плазменные методы ускорения сейчас активно исследуются в десятках лабораторий мира [1–3]. На сегодняшний день максимальный набор энергии электронов в плазме (42 ГэВ [4]) уступает рекорду обычных ускорителей (104.5 ГэВ [5]), но с появлением более мощных драйверов [6] в ближайшем будущем может и превзойти его, открывая возможности для исследования новых физических явлений. В настоящей работе дана оценка и проверено численным моделированием, до какой энергии возможно ускорить электронный сгусток (витнесс) в плазме, если в качестве драйвера, создающего плазменную кильватерную волну, выступает лазерный импульс Центра исследования экстремального света, XCELS [7, 8].

2. Оценка достижимой энергии электронов

Для начала оценим, при какой концентрации плазмы следует ожидать максимального набора энергии. Будем

М.С.Дорожкина. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20; Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 11

К.В.Балуев, Д.Д.Кутергин, И.К.Лотов. Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2
В.А.Минаков. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 11; e-mail: V.A.Minakov@inp.nsk.su

Р.И.Спицын, П.В.Туев, К.В.Лотов. Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 11; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

исходить из следующих параметров проектируемой установки [8]: энергия лазерного импульса $Q_0 = 400$ Дж, длина волны лазерного излучения $\lambda = 910$ нм, максимальная длина взаимодействия $L = 70$ м, что соответствует одному каналу проекта XCELS. Концентрацию плазмы n , а также длительность лазерного импульса $\tau > 25$ фс и радиус лазерного пучка r_0 пока не фиксируем и будем подбирать в процессе оптимизации. При оценках примем, что безразмерная амплитуда лазерного импульса не является ни большим, ни малым параметром:

$$\frac{e|A|}{m_e c^2} \sim 1, \quad (1)$$

где A – вектор-потенциал импульса; $e > 0$ – элементарный заряд; m_e – масса электрона; c – скорость света. Также считаем, что $r_0 \sim c/\omega_p$, а ускоряющее поле $E_z \sim E_0$, где $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2/m_e}$ – плазменная частота, $E_0 = m_e c \omega_p / e$ – поле опрокидывания волны. Последующее моделирование уточнит сделанные предположения.

Если отвлечься от поправок, связанных с геометрическими факторами, то максимальная энергия ускоренных частиц W_{\max} определяется отношением частот лазерного излучения $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$ и плазмы ω_p . При условии, что длина ускорения ограничена дифракционной расходимостью лазерного импульса, эта энергия относительно невелика: $W_{\max} \sim m_e c^2 \omega_0 / \omega_p$; если же эта длина ограничена истощением или дефазировкой импульса [1], то

$$W_{\max} \sim m_e c^2 \omega_0^2 / \omega_p^2 \propto n^{-1}. \quad (2)$$

При этом длина ускорения

$$L_{\max} \sim \frac{W_{\max}}{eE_0} \sim \frac{c}{\omega_p} \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \propto n^{-3/2}. \quad (3)$$

Предел (2) начинает работать, если дифракционная расходимость импульса каким-либо способом подавлена, например плазменным каналом с минимумом концентрации на оси. Далее будем предполагать наличие канала.

Запас по энергии единицы длины умеренно нелинейной плазменной волны не зависит от концентрации плазмы, поскольку в такой волне плотность энергии растет как $E_0^2 \propto n$, а занятый волной объем убывает как $(c/\omega_p)^2 \propto n^{-1}$. Характерная величина запаса по энергии [9, 10]

$$\Psi_0 = \frac{m_e c^2}{4\pi r_e} \approx 2 \text{ Дж/м}, \quad (4)$$

где r_e – классический радиус электрона. Большая энергия лазерного импульса позволяет двигаться вниз по концентрации плазмы, увеличивая длину ускорения (3) и максимальную энергию (2). При этом увеличивается отношение частот лазерного излучения и плазмы, уменьшается темп ускорения (в разумных пределах), увеличивается ускоряемый заряд [11], и ослабляются требования к точности позиционирования ускоряемого сгустка в плазменной ускоряющей структуре (за счет увеличения масштаба c/ω_p). Если длина установки L одновременно является длиной дефазировки L_{\max} , то требуемая плазменная частота

$$\omega_p \sim \omega_0 \left(\frac{\lambda}{2\pi L} \right)^{1/3} \sim 10^{-3} \omega_0, \quad (5)$$

что соответствует концентрации плазмы $n \sim 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, плазменной толщине скин-слоя $c/\omega_p \sim 100 \text{ мкм}$, темпу ускорения $eE_0 \sim 5 \text{ ГэВ/м}$ и максимальной энергии $W_{\max} \sim 300 \text{ ГэВ}$.

3. Методика численного моделирования

При большом отношении частот $\omega_0/\omega_p \sim 10^3$ для численного моделирования особенно выгодно использовать квазистатический код с описанием лазерного импульса через его огибающую. Уравнение огибающей [12] увеличивает характерные масштабы, которые требуется разрешить по времени и продольной координате, в ω_0/ω_p раз [13]; во столько же раз можно увеличить шаг сетки моделирования и уменьшить время счета. Квазистатическое приближение позволяет дополнительно увеличить шаг сетки по продольной координате в отношении длины Рэля (масштаба изменения лазерного импульса) к плазменной длине волны, т.е. еще в ω_0/ω_p раз. Правда, для корректного расчета сильно истощенных лазерных импульсов, как будет показано далее, шаг сетки по времени требуется дополнительно уменьшить в ω_0/ω_p раз. Таким образом, квазистатическая модель с огибающей лазерного импульса дает ускорение на шесть порядков (в ω_0^2/ω_p^2 раз) по сравнению с моделированием без упрощающих предположений методом частиц в ячейках.

Для моделирования будем использовать двумерный осесимметричный квазистатический код LCODE [14–16] с лазерным солвером [17]. Пусть лазерный импульс движется в направлении z , линейно поляризован в направлении x и x -компонента его вектор-потенциала характеризуется безразмерной комплексной амплитудой a :

$$A_x = \frac{m_e c^2}{e} \text{Re}(a(z, \xi) e^{ik_0 \xi}), \quad (6)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$, а $\xi = z - ct$ – сопутствующая координата. В начале взаимодействия

$$a = a_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2} - \frac{(\xi - 3\sigma_z)^2}{2\sigma_z^2}\right), \quad (7)$$

$$a_0 = \frac{2e\lambda}{\pi m_e c^2 r_0} \sqrt{\frac{Q_0}{\sigma_z \sqrt{\pi}}} \quad (8)$$

(σ_z – длина импульса). Чтобы радиус лазерного пучка не менялся со временем, импульс распространяется в согласованном плазменном канале с радиальным профилем плотности

$$n(r) = \begin{cases} n_c + r^2/(\pi r_e r_0^4), & r < r_1, \\ n_c + r_1^2/(\pi r_e r_0^4), & r \geq r_1, \end{cases} \quad (9)$$

где n_c – концентрация на оси канала.

Моделирование показывает, что при $r_1 \sim 2r_0$ пульсации радиуса пучка в исследуемой области параметров не превышают 5%, хотя канал при $r > r_1$ отличается от идеального параболического [1]. Концентрацию $n_0 = n(r_1)$ будем называть базовой в том смысле, что она определяет величину $k_p^{-1} = c/\omega_p(n_0)$, от которой зависят шаги сетки и радиус расчетной области r_{\max} .

В этом разделе в качестве иллюстрации будем использовать базовый вариант со следующим набором параметров (рис.1): $n_c = 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_z = 34 \text{ мкм}$, $r_0 = 194 \text{ мкм}$, $r_1 = 2r_0$, $a_0 \approx 1.4$. Как будет видно далее из параметрических зависимостей, именно он представляется оптимальным для достижения максимальной энергии витнесса.

По мере распространения в плазме лазерный импульс теряет энергию, и его центральная частота уменьшается по сравнению с исходной частотой ω_0 [18, 19]. Как следствие, функция $a(\xi)$ начинает осциллировать с периодом, уменьшающимся по мере истощения импульса (рис.2). Чтобы разрешить эти колебания в моделировании, шаг расчетной сетки $\Delta\xi$ нужно выбирать малым. В представленных расчетах, если не оговорено особо, шаги сетки $\Delta\xi = 0.0005k_p^{-1}$, $\Delta r = 0.02k_p^{-1}$, $\Delta z = 250k_p^{-1}$, $r_{\max} = 15k_p^{-1}$. На длину волны лазерного излучения при таком шаге $\Delta\xi$ приходится около 50 узлов сетки, так что модель огибающей позволяет увеличить шаг сетки (по сравнению с полной моделью) только по координате z , но не по ξ . Плазма моделируется макрочастицами, вес которых зависит от радиуса. На радиальный интервал Δr приходится по 10 макрочастиц каждого сорта (электронов и ионов). Ионы имеют массу $1836m_e$ (водород) и могут двигаться, однако

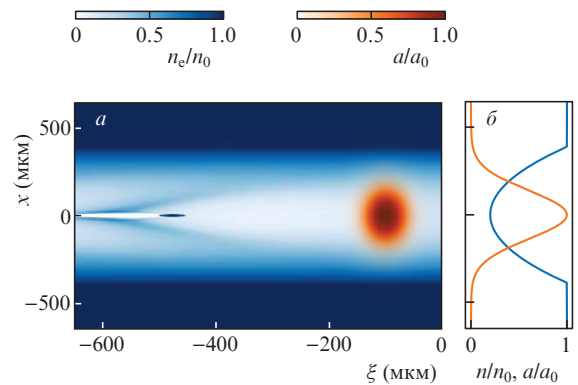


Рис.1. Геометрия задачи: a – суммарная концентрация электронов плазмы и витнесса n_e и амплитуда лазерного импульса a в начале взаимодействия; b – поперечные профили начальной концентрации плазмы n (синяя кривая) и лазерного импульса a (оранжевая кривая).

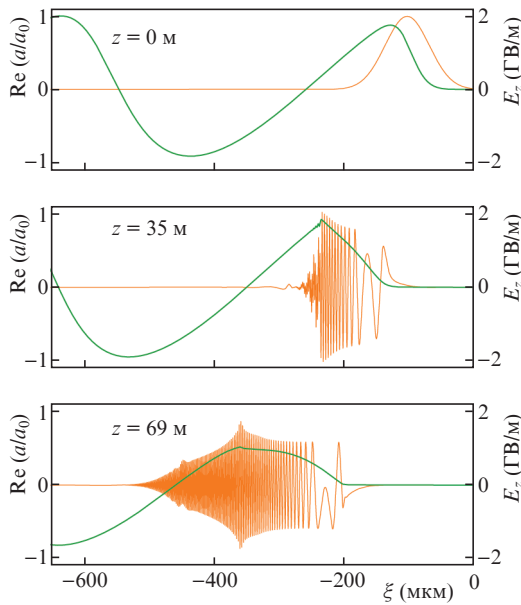


Рис.2. Действительная часть комплексной амплитуды лазерного импульса $\text{Re}a(\xi)$ (оранжевые кривые) и продольное электрическое поле E_z (зеленые кривые) на оси в разные моменты времени.

их смещение в кильватерной волне мало и не приводит к заметным физическим эффектам. Расчет одного варианта требует примерно 1000 ч процессорного времени.

Корректность моделирования проверяется сравнением энергии лазерного импульса и энергии, оставшейся в плазме позади него. Погонный запас энергии плазменной волны Ψ вычисляется по полному потоку энергии в движущемся окне моделирования [9, 20]:

$$\Psi = \int \left(\frac{E^2 + B^2}{8\pi} - \frac{1}{4\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]_z \right) dS + \sum_j (\gamma_j - 1) m_j c^2, \quad (10)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{B} – электрическое и магнитное поля; m_j и γ_j – погонная масса и релятивистский фактор макрочастиц; интегрирование ведется по левой границе окна моделирования, а суммирование – по всем макрочастицам плазмы, выходящим из окна моделирования. При квазистатистическом описании макрочастицы плазмы имеют смысл не групп реальных частиц, а «струй» из частиц, входящих в движущееся окно моделирования на заданном радиусе, поэтому в формуле (10) фигурирует именно погонная масса макрочастицы (масса на единицу длины «струи»). Интегрированием по пройденному пути находим оставшуюся в плазме энергию:

$$Q_p(z) = \int_0^z \Psi(z') dz'. \quad (11)$$

Энергию лазерного импульса получаем интегрированием по всему окну моделирования:

$$Q_l = \int \frac{E^2 + B^2}{8\pi} dV \approx \frac{m_e^2 c^4}{4\pi e^2} \int \left(\frac{\partial \text{Re}(ae^{ik_0\xi})}{\partial \xi} \right)^2 dV, \quad (12)$$

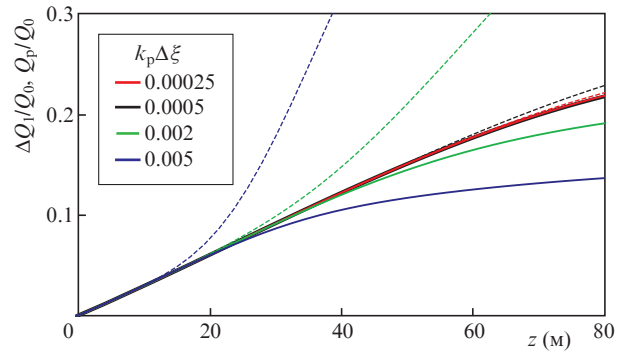


Рис.3. Изменение энергии лазерного импульса ΔQ_1 (пунктирные кривые) и суммарная энергия Q_p , отданная лазерным импульсом плазме (сплошные кривые), в зависимости от пройденного в плазме расстояния z при моделировании с разным продольным шагом сетки $\Delta\xi$.

где мы пренебрегли радиальными производными вектор-потенциала [21] ввиду их малости. Из закона сохранения энергии имеем

$$Q_p = Q_0 - Q_l \equiv \Delta Q_1. \quad (13)$$

Точность выполнения равенства (13) характеризует корректность работы как лазерного, так и плазменного солвера. Чем меньше шаг $\Delta\xi$, тем большую длину распространения импульса удастся посчитать с приемлемой точностью (рис.3). Из сравнения графиков энергобаланса и электрического поля, подобных рис.2 и 3, но рассчитанных до большей длины z при разных параметрах импульса, также видно, что лазерный импульс способен отдать плазме не более 30%–40% своей энергии, после чего он удлинится настолько, что перестает эффективно возбуждать кильватерную волну.

По мере распространения лазерный импульс, а также возбуждаемая им волна смещаются назад в движущемся со скоростью света окне моделирования (рис.2). Профиль ускоряющего поля также меняется. Поэтому заранее не очевидно, в какое место волны нужно инжектировать электроны, чтобы они набрали максимальную энергию. Для определения координаты ξ оптимальной инжекции оценим энергию электронов W_{est} по интегралу поля на оси [6]:

$$W_{\text{est}}(\xi, z) = -e \int_0^z E_z(\xi, z') dz' + W_0, \quad (14)$$

причем будем исключать из рассмотрения электроны, когда они оказываются в дефокусирующей фазе волны или их энергия падает до нуля. Большая начальная энергия $W_0 = 300$ МэВ позволяет считать, что электроны в процессе ускорения не меняют координату ξ . Действительно, при постоянном темпе ускорения eE_z продольное смещение электрона $\delta\xi$ можно связать с его релятивистским фактором $\gamma(z)$:

$$k_p \delta\xi \approx \int_0^{L/c} \frac{cdt}{2\gamma^2(z)} = \frac{m_e c^2 k_p}{2eE_z} \int_{\gamma(0)}^{\gamma(L)} \frac{d\gamma}{\gamma^2} = \frac{m_e c^2 k_p}{2eE_z} \left(\frac{1}{\gamma(0)} - \frac{1}{\gamma(L)} \right) \approx \frac{m_e c^2 k_p}{2eE_z \gamma(0)} \sim 0.01. \quad (15)$$

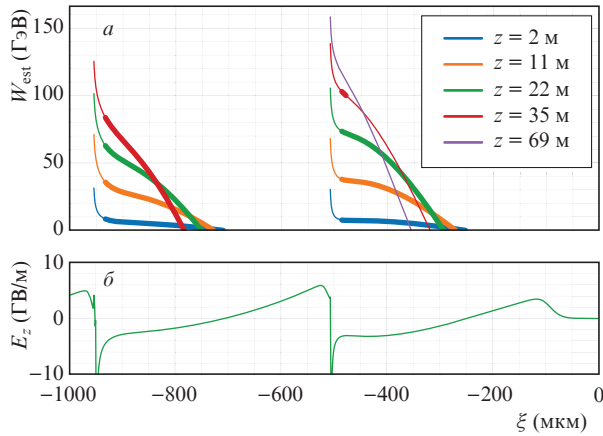


Рис.4. Оценка энергии W_{est} , набираемой электроном на разных длинах ускорения z , в зависимости от координаты инжекции электрона ξ (а) и электрическое поле на оси E_z в начале взаимодействия (б) для варианта с $r_0 = 146$ мкм. Тонкими линиями показана энергия электронов, не учитываемых при оценке максимальной энергии из-за их близости к краю каверны или нахождения в области лазерного импульса.

Набор зависимостей $W_{est}(\xi)$ при разных z имеет характерный «треугольный» вид (рис.4) с максимумом в конце. Электроны «выживают» только в областях, где они с самого начала ускорялись и фокусировались. Ускорение во втором периоде волны не дает заметно большей энергии электронов, чем в первом периоде, даже если специально подобрать продольную зависимость концентрации плазмы $n_c(z)$ так, чтобы максимальное ускоряющее поле во втором периоде всегда достигалось при одном значении ξ .

При определенных условиях, когда радиус пучка и длина импульса меньше, чем в базовом варианте, или концентрация плазмы больше, в плазме образуется каверна (bubble) – область без плазменных электронов. Именно такой случай (при $r_0 = 146$ мкм) показан на рис.4. В конце каверны поле имеет узкую особенность, которая формально приводит к ускорению электронов до больших энергий. В реальности, когда задача не идеально осесимметричная, особенность не появляется. Поэтому, чтобы ее наличие в моделировании не затрудняло оптимизацию, исключим из рассмотрения электроны, находящиеся от конца каверны ближе, чем $0.5k_p^{-1}$. Конец каверны определяется из условия $E_z = 0$ на оси. На рис.4 такие электроны показаны тонкими линиями.

Если истощившийся лазерный импульс своим задним фронтом наплывает на витнесс, то качество витнесса ухудшается, т. к. ускоряемые электроны получают дополнительный поперечный импульс от поля лазера. Поэтому электроны, оказавшиеся в области лазерного импульса, мы не будем учитывать в процессе оптимизации. На рис.4 они тоже показаны тонкими линиями.

4. Параметрические зависимости

В качестве целевой функции для оптимизации выберем максимальную энергию, набираемую электроном на длине $L \leq 70$ м согласно оценке (14), при условии, что этот электрон не находится в конце каверны и не пересекается с лазерным импульсом. Для начала рассмотрим, чем определяется оптимальная концентрация плазмы на оси. Типичную зависимость от концентрации характеризует рис.5. При низкой концентрации плазмы темп уско-

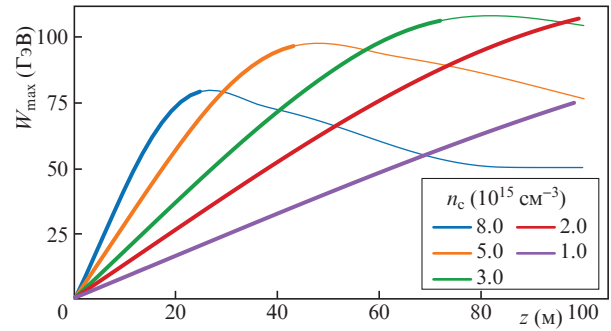


Рис.5. Максимальная энергия ускоренных электронов W_{max} (оценка (14)) как функция длины ускорения при различной концентрации плазмы на оси n_c . Остальные параметры – базовые: $\sigma_z = 34$ мкм, $r_0 = 194$ мкм, $r_1 = 2r_0$. Тонкими линиями показана максимальная энергия с учетом электронов, попавших в область лазерного импульса.

рения мал, и за 70 м энергия электронов не успевает выйти на максимум. При высокой концентрации лазерный импульс быстро истощается и удлиняется, вследствие чего практически одновременно изменяется структура волны (электроны оказываются в тормозящем поле, и их энергия перестает расти) и задний фронт импульса достигает самых высокоэнергетичных электронов. Максимальная энергия при этом убывает с увеличением концентрации плазмы. Оптимум находится при $n_c \sim 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

При изменении длины лазерного импульса наблюдаются те же крайности (рис.6). Длинный импульс обеспечивает слишком малый темп ускорения, а короткий – слишком быстро истощается. В базовом варианте длина импульса $\sigma_z = 34$ мкм соответствует его длительности $\tau = 200$ фс, что в восемь раз больше проектной минимальной длительности импульса XCELS. Таким образом, для плазменного кильватерного ускорения не требуется предельного сжатия лазерного импульса в продольном направлении.

Зависимость максимальной энергии от радиуса пучка не имеет четкого оптимума (рис.6): чем уже пучок, тем больше энергия электронов. Однако, согласно формуле (9), для удержания узкого пучка требуется глубокий плазменный канал, в котором концентрация плазмы должна

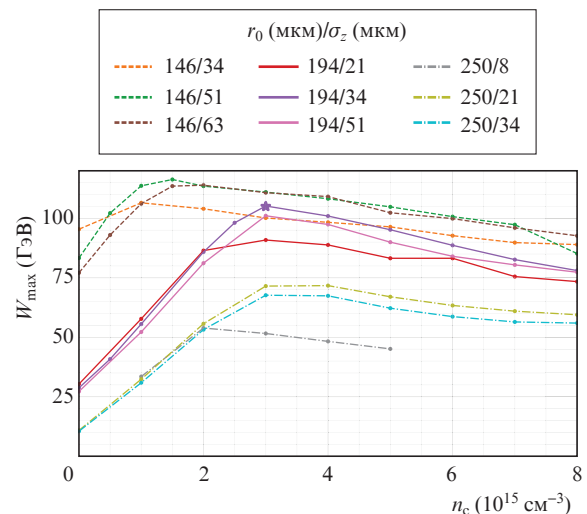


Рис.6. Максимальная энергия ускоренных электронов W_{max} (оценка (14)) как функция концентрации плазмы на оси n_c при различных радиусах r_0 и длине σ_z . Базовый вариант отмечен звездочкой.

изменяться в разы на радиусе пучка. Создать такой канал сложно. Как видно из рис.6, уменьшение радиуса пучка менее 200 мкм не приводит к пропорционально большему приросту энергии электронов, поэтому в качестве оптимального выбран радиус $r_0 \approx 200$ мкм. Также отметим, что если при увеличении радиуса r_0 или повышении концентрации плазмы n_c начинает выполняться условие $k_p r_0 \gg 1$, то наблюдается филаментация импульса.

Интересно отметить, что при малом радиусе пучка ($r_0 = 146$ мкм) энергия электронов почти не уменьшается при понижении концентрации плазмы n_c до нуля (рис.6). Это связано с тем, что из-за узости канала и крутизны его стенок длина кильватерной волны и электрическое поле в ней определяются концентрацией стенок канала, а не концентрацией плазмы на оси. Получается аналог кильватерного ускорения в полом канале [22–24].

5. Ускорение электронов

Возбуждаемая в оптимальном режиме плазменная волна обладает достаточной энергетикой, чтобы ускорить электронный сгусток с зарядом 50 пКл до 100 ГэВ. Для получения такого ускорения при моделировании надо подобрать длину σ_w и начальное положение ξ_0 витнесса так, чтобы влияние витнесса на волну уменьшало разброс его энергии. Задача оптимизации при этом определена не строго, т. к. нужно выбирать между увеличением средней энергии и уменьшением разброса по энергии. Тем не менее можно одновременно достичь и средней энергии 91 ГэВ и относительного среднеквадратичного разброса по энергии 0.7% (рис.7). Положение этого витнесса в волне в начале взаимодействия показано на рис.1. Начальные параметры витнесса: энергия – 300 МэВ, среднеквадратичная длина $\sigma_w = 10$ мкм, нормализованный эмиттанс – 2 мм·мрад, радиус – 2.25 мкм. Поскольку витнесс имеет высокую концентрацию и значительная его часть находится в собственной каверне (см. рис.1), то начальный радиус витнесса согласован с фокусирующей силой ионного фона. Передняя часть витнесса при этом оказывается несогласованной, вследствие чего нормализованный эмиттанс витнесса в целом в начале ускорения увеличивается в 1.5 раза и в дальнейшем не изменяется.

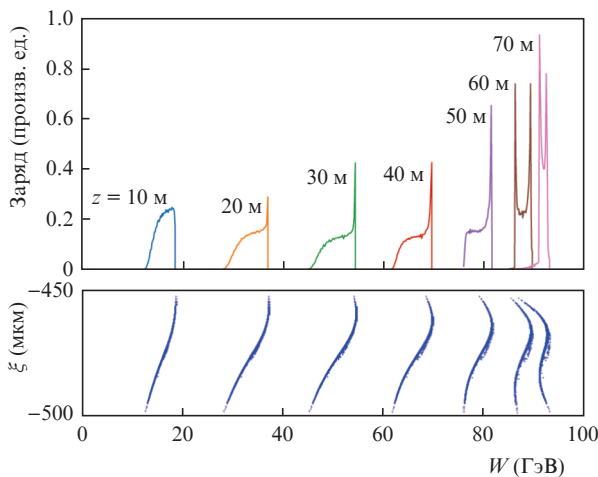


Рис.7. Энергетический спектр (вверху) и фазовый портрет (внизу) оптимально ускоряемого электронного сгустка с зарядом 50 пКл при разных пройденных в плазме расстояниях z .

6. Обсуждение результатов и заключение

Энергия витнесса по результатам численного моделирования оказалась в три раза меньше, чем ожидалось из оценок разд.2. Причины две. Во-первых, оценка (2) [1, 25, 26] получена из групповой скорости и темпа потери энергии импульса в начале взаимодействия. В реальности максимальная энергия меньше из-за синергии истошения и расфазировки. С одной стороны, из-за потери энергии центральная частота импульса уменьшается, с ней уменьшается групповая скорость, импульс быстрее смещается назад в окне моделирования (рис.2), и длина расфазировки сокращается. С другой стороны, из-за различия частот в разных частях импульса он удлинится (рис.2) и перестает эффективно возбуждать волну задолго до того, как отдаст плазме свою энергию (рис.3).

Во-вторых, оказалось неверным предположение о том, что можно в согласованном канале возбудить волну с характерным радиальным масштабом $c/\omega_p(n_c)$, где плазменная частота $\omega_p(n_c)$ определяется концентрацией плазмы на оси n_c . Как следует из условия (9), концентрация плазмы при $r = r_0 = c/\omega_p(n_c)$ равна $5n_c$. Это означает, что длина кильватерной волны определяется некой усредненной по радиусу пучка концентрацией $n_{\text{eff}} > n_c$. Эта же концентрация определяет масштаб и других характеристик волны: частоты $\omega_p(n_{\text{eff}})$ и поля опрокидывания E_0 . При этом радиус пучка всегда оказывается больше, чем $c/\omega_p(n_{\text{eff}})$, энергия волны распределяется по более широкой, нежели $c/\omega_p(n_{\text{eff}})$, области, и темп ускорения в волне оказывается меньше eE_0 . Именно это мы видим в базовом варианте, для которого $r_0 = 2c/\omega_p(n_c)$ и $|E_z| \approx E_0/3$.

Современные методы инжекции плазменных электронов в кильватерную волну позволяют получать качественные электронные сгустки с энергией 100 МэВ и выше, но требуют прецизионного контроля профиля концентрации плазмы [27–31] и хорошей воспроизводимости параметров лазерных импульсов [32, 33]. Настройка плазменного инжектора может потребовать большого числа «выстрелов» и окажется невозможной, если импульсы следуют с периодом в несколько часов и цена «выстрела» высока. Поэтому для реализации плазменного инжектора-предускорителя необходима отдельная лазерная система с высокой частотой следования, а также гибкая система контроля профиля плазмы в инжекторе.

Ключевым элементом предлагаемой схемы ускорения будет плазменный канал, аналогов которого в мире нет. В базовом варианте канал с двукратным изменением концентрации на масштабе 200 мкм должен обеспечить транспортировку лазерного импульса на 500 длин Рэлея. По-видимому, для создания такого канала придется применить комбинацию из имеющихся методик: капиллярный разряд [34–38], секционирование [39, 40], дополнительный нагрев вспомогательным лазерным импульсом [41–43] и абляция вещества с возобновляемых стенок канала [44]. Требуемая концентрация плазмы в канале ($3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$) необычно низка для лазерного кильватерного ускорения, поэтому можно влиять на формирование канала при помощи продольного магнитного поля, замагнитив поперечное движение электронов и тем самым подавив поперечную теплопроводность плазмы [45]. При энергии электронов 10 эВ и менее, характерной для нагрева плазмы вспомогательным лазером [43], требуемый радиус канала (200 мкм) сравним с ларморовским радиусом

электронов в магнитном поле 500 Гс, которое легко реализуемо. Благодаря большой, по меркам лазерного кильватерного ускорения, ширине канала и ожидаемой высокой точности контроля лазерного импульса [7] проблема неточной фокусировки импульса [46] представляется менее опасной, нежели в других экспериментах с каналированием импульса.

Работа поддержана научной программой Национального центра физики и математики. Расчеты частично выполнены на вычислительном кластере «Академик В.М. Матросов» [47].

- Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1229 (2009).
- Joshi C., Corde S., Mori W.B. *Phys. Plasmas*, **27**, 070602 (2020).
- Albert F. et al. *New J. Phys.*, **23**, 031101 (2021).
- Blumenfeld I. et al. *Nature*, **445**, 741 (2007).
- Workman R.L. et al. (Particle Data Group). *Prog. Theor. Exp. Phys.*, **2022**, 083C01 (2022).
- Lotov K.V., Tuv P.V. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **63**, 125027 (2021).
- Shaykin A., Kostyukov I., Sergeev A., Khazanov E. *Rev. Laser Eng.*, **42**, 141 (2014).
- XCELS: <https://xcels.ipfran.ru/>.
- Lotov K.V. *Phys. Rev. E*, **69**, 046405 (2004).
- Zgadaj R. et al. *Nat. Commun.*, **11**, 4753 (2020).
- Katsouleas T., Wilks S., Chen P., Dawson J.M., Su J.J. *Part. Accel.*, **22**, 81 (1987).
- Mora P., Antonsen T.M. *Phys. Plasmas*, **4**, 217 (1997).
- Тув П.В., Спицын Р.И., Лотов К.В. *Физика плазмы*, **49**, 154 (2023).
- Lotov K.V. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **6**, 061301 (2003).
- Sosedkin A.P., Lotov K.V. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **829**, 350 (2016).
- lcode <https://lcode.info/>.
- Спицын Р.И. Магистерская дис. (Новосибирск, Новосибирский государственный университет, 2016).
- Bulanov S.V., Inovenkov I.N., Kirsanov V.I., Naumova N.M., Sakharov A.S. *Phys. Fluids B*, **4**, 1935 (1992).
- Shadwick B.A., Schroeder C.B., Esarey E. *Phys. Plasmas*, **16**, 056704 (2009).
- Spitsyn R.I., Timofeev I.V., Sosedkin A.P., Lotov K.V. *Phys. Plasmas*, **25**, 103103 (2018).
- Terzani D., Benedetti C., Schroeder C.B., Esarey E. *Phys. Plasmas*, **28**, 063105 (2021).
- Schroeder C.B., Esarey E., Benedetti C., Leemans W.P. *Phys. Plasmas*, **20**, 080701 (2013).
- Pukhov A., Jansen O., Tueckmantel T., Thomas J., Kostyukov I. Yu. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 245003 (2014).
- Schroeder C.B., Benedetti C., Esarey E., Leemans W.P. *Nuclear Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **829**, 113 (2016).
- Esarey E., Shadwick B.A., Schroeder C.B., Leemans W.P. *AIP Conf. Proc.*, **737**, 578 (2004).
- Leemans W., Esarey E., Geddes C., Schroeder C., Toth C. *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, **364**, 585 (2006).
- Pollock B.B. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 045001 (2011).
- Gonsalves A.J. et al. *Nat. Phys.*, **7**, 862 (2011).
- Wang W.T. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 124801 (2016).
- Qin Z. et al. *Phys. Plasmas*, **25**, 023106 (2018).
- Jalas S., Kirchen M., Messner P., Winkler P., Hübner L., Dirkwinkel J., Schnepf M., Lehe R., Maier A.R. *Phys. Rev. Lett.*, **126**, 104801 (2021).
- Wu F. et al. *Opt. Laser Technol.*, **131**, 106453 (2020).
- Maier A.R. et al. *Phys. Rev. X*, **10**, 031039 (2020).
- Spence D.J., Butler A., Hooker S.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 138 (2003).
- Jang D.G., Kim M.S., Nam I.H., Uhm H.S., Suk H. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 141502 (2011).
- Qin Z. et al. *Phys. Plasmas*, **25**, 043117 (2018).
- Gonsalves A.J. et al. *J. Appl. Phys.*, **119**, 033302 (2016).
- Turner M. et al. *High Power Laser Sci. Eng.*, **9**, e17 (2021).
- Sprangle P., Hafizi B., Penano J.R., Hubbard R.F., Ting A., Moore C.I., Gordon D.F., Zigler A., Kaganovich D., Antonsen T.M., Jr. *Phys. Rev. E*, **63**, 056405 (2001).
- Qin Z. et al. *Phys. Plasmas*, **25**, 073102 (2018).
- Gonsalves A.J. et al. *Phys. Plasmas*, **27**, 053102 (2020).
- Pieronek C.V. et al. *Phys. Plasmas*, **27**, 093101 (2020).
- Bagdasarov G.A. et al. *Phys. Plasmas*, **28**, 053104 (2021).
- Swanson K.K. et al. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **24**, 091301 (2021).
- Froula D.H., Divol L., Davis P., Palastro J.P., Michel P., Leurent V., Glenzer S.H., Pollock B.B., Tynan G. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **51**, 024009 (2009).
- Вейсман М.Е., Кузнецов С.В., Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **47**, 199 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 199 (2017)].
- Иркутский суперкомпьютерный центр СО РАН [Электронный ресурс]; <http://hpc.icc.ru> (дата обращения: 22.08.2022).