

Влияние конечности массы ионов на эффект релятивистской самоиндуцированной прозрачности плазменных слоев с резкой границей

Н.А.Михейцев, А.В.Коржиманов

Рассмотрено влияние мобильности ионов на порог релятивистской самоиндуцированной прозрачности при облучении тонких плазменных слоев циркулярно поляризованным лазерным излучением. Построена аналитическая модель движения ионов при отжатии электронов пондеромоторной силой лазерного излучения от поверхности слоя, и на ее основе проанализировано движение пробных электронов в результирующем электромагнитном поле. Показано, что чем выше мобильность ионов и чем длиннее лазерный импульс, тем устойчивее плазменный слой к продольным возмущениям конечной величины и тем выше порог самоиндуцированной прозрачности. Эти выводы проверены одномерным численным моделированием полной системы кинетических уравнений для плазмы и уравнений Максвелла.

Ключевые слова: релятивистская лазерная плазма, релятивистская самоиндуцированная прозрачность, лазерное ускорение ионов, многозарядные ионы, петаваттные лазеры.

1. Введение

В настоящее время развитие технологий получения пико- и фемтосекундных лазерных импульсов сверхвысокой мощности привело к созданию комплексов с пиковой мощностью излучения в несколько петаватт [1–3]. Фокусировка подобного излучения в пятно, диаметр которого соответствует дифракционному пределу ($\sim 1\text{--}2$ мкм), позволяет достичь интенсивности излучения, превышающей 10^{22} Вт/см², при этом относительно рутинным для экспериментов в данный момент является использование интенсивности около 10^{21} Вт/см² и выше. В частности, такие интенсивности характерны для задач ускорения протонов [4–8] и довольно тяжелых ионов [9], создания вещества с высокой плотностью энергии [10, 11], а также для генерации многозарядных ионов [12], яркого гамма-излучения [13, 14] и электрон-позитронных потоков высокой плотности [15]. В большинстве указанных приложений речь идет о взаимодействии с твердотельными мишенями, имеющими в момент начала ионизации за критическую плотность. Обычно применение мишеней с околорезонансной плотностью усиливает эффективность взаимодействия и является оптимальным. Например, для задачи ускорения ионов это было показано ранее в целом ряде публикаций [16–21] (см. также обзоры [22–24]).

В связи с этим особое значение приобретает корректное определение порога релятивистской самоиндуцированной прозрачности (РСИП). Впервые данный эффект был описан более полувека назад на примере монохроматической плоской волны, распространяющейся в беско-

нечной однородной плазме [25]. В таком приближении плазма прозрачна при выполнении условия

$$a > a_{\text{th}} = \sqrt{n_0^2 - 1}, \quad (1)$$

где $a = e\mathcal{E}/(m\omega c)$ – безразмерная амплитуда лазерного импульса; \mathcal{E} и ω – амплитуда и частота электромагнитной волны соответственно; e – элементарный заряд; m – масса электрона; $n_0 = N_{e0}/N_c = 4\pi e^2 N_{e0}/(m\omega^2)$ – параметр критичности; N_{e0} – невозмущенная концентрация электронов в плазме; N_c – критическая концентрация. При рассмотрении практически более интересного случая облучения полуограниченного слоя плазмы порог прозрачности оказывается в целом тем же самым [26], за исключением, по крайней мере, случая резкой границы, облучаемой по нормали циркулярно поляризованным импульсом [27]. В последнем случае взаимодействие лазерного излучения с веществом наблюдается лишь в скин-слое субволновой толщины, а из-за использования циркулярной поляризации не происходит эффективного нагрева электронов, в результате их температура остается значительно ниже релятивистской [28]. Эти два обстоятельства приводят к существенному увеличению влияния стрикционной нелинейности, связанного с локальным изменением концентрации электронов под действием пондеромоторной силы со стороны электромагнитного поля. В результате порог РСИП a_{th} повышается. Как было показано в [27], для идеализированного случая пренебрежимо малой электронной температуры и неподвижных ионов порог

$$a_{\text{th}} = \frac{1}{2} \left[\frac{2}{3} (1 + a_d^2) (2a_d^2 - n_0) - a_d^4 \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где

$$a_d^2 = n_0 \left(\frac{9}{8} n_0 - 1 + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{9}{16} n_0^2 - n_0 + 1} \right). \quad (3)$$

В ультрарелятивистском пределе, достигаемом при $n_0 \gg 1$, это выражение можно упростить:

Н.А.Михейцев. Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23

А.В.Коржиманов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: artem.korzhimanov@ipfran.ru

$$a_{th} \approx \frac{3\sqrt{3}}{8} n_0^2. \quad (4)$$

Отсюда следует, что порог в этом случае растет с ростом плотности плазмы значительно быстрее, чем согласно классической зависимости (1). Эта особенность была использована в работах [17, 20] для повышения эффективности лазерно-плазменного ускорения протонов.

Порог, задаваемый выражением (2), получен при довольно сильных предположениях и требует корректировки при учете, например, конечности температуры электронов и мобильности ионов. В частности, как было показано в работе [28], наличие продольного разброса электронов по скоростям приводит к неизбежному просачиванию части электронов с высокой энергией навстречу излучению и сопутствующему проникновению излучения в глубь плазмы. Это просачивание отсутствует или пренебрежимо мало при малом разбросе, но становится существенным при большом. При некоторой пороговой продольной температуре электронов динамика взаимодействия лазерного излучения с плазмой становится практически неотличимой от динамики РСИП, описанной в [29]. Таким образом, эта температура или соответствующий ей продольный импульс может также считаться порогом РСИП.

Пороговый продольный импульс зависит от распределения потенциалов вблизи границы электронного слоя и, в частности, от распределения ионной компоненты. В работе [28] предполагалось, что ионы неподвижны, однако такое предположение верно, только если длительность лазерного импульса достаточно мала по сравнению с обратной ионной плазменной частотой: $\tau_L \ll \omega_{pi}^{-1} = (4\pi Z^2 e^2 N_i / M)^{-1/2}$, где Z, M и N_i – кратность ионизации, масса и концентрация ионов соответственно. Даже для мишеней с околоритической плотностью, для которых электронная плазменная частота $\omega_{pe} \approx \omega$, это условие может нарушаться уже для относительно коротких лазерных импульсов. Действительно, $\omega_{pi} = \omega_{pe} (Zm/M)^{1/2} \approx \omega (Zm/M)^{1/2}$, при этом отношение $(Zm/M)^{-1/2} \approx 40$ для протонов и за счет глубокой оптической ионизации лишь в два-три раза больше даже для самых тяжелых ионов. Следовательно, приближение неподвижных ионов не выполняется уже для импульсов длительностью около 100 фс, а при использовании более плотной мишени – и для более коротких. Таким образом, во многих практически важных случаях учет движения ионов является необходимым.

Такой учет с точки зрения его влияния на порог РСИП проведен в работе [30]. Было показано, что перераспределение ионной компоненты вызывает увеличение порогового продольного импульса. Однако в [30] анализ выполнен только для случая полубесконечного плазменного слоя, в котором осуществляется ускорение ионов в режиме «плу́га» (snowplow или hole-boring). В настоящей работе изучается также представляющий значительный интерес случай тонких плазменных слоев, в которых возможно ускорение ионов в режиме светового паруса.

Статья построена следующим образом. В разд.2 представлен аналитический метод решения гидродинамических уравнений движения для ионной компоненты в процессе отжата электронного слоя лазерным импульсом с заданной огибающей от поверхности слоя. В разд.3 проведен анализ движения пробных электронов с ненулевым продольным импульсом в квазистационарных лазерно-плазменных структурах с учетом перераспределения ион-

ной компоненты. На основе этого анализа определена зависимость порогового значения продольного импульса, при котором электрон покидает слой, от амплитуды и длительности лазерного импульса, а также от плотности мишени и отношения заряда ионов к их массе в ней. Наконец, в разд.4 путем одномерного численного моделирования методом частиц в ячейках исследована задача о просветлении тонкого слоя за критической плазмы, в котором при некоторых его толщинах наблюдается резкая зависимость нелинейного коэффициента отражения от массы ионов: слой оказывается прозрачным в случае тяжелых ионов и непрозрачным в случае относительно легких ионов.

2. Аналитическая модель движения ионов

Рассмотрим падение плоской монохроматической электромагнитной волны с циркулярной поляризацией на толстый слой однородной за критической плазмы вдоль нормали к границе слоя. Плазму будем описывать в гидродинамическом приближении. Поскольку характерные времена отклика электронной и ионной компонент различаются как минимум на полтора порядка, а характерное время реакции электронов на внешнее воздействие обычно значительно меньше характерного времени возрастания интенсивности падающего лазерного импульса, то задачу можно решать в приближении безынерционных электронов, находящихся в каждый момент времени в стационарном состоянии, определяемом балансом действующих на них сил: пондеромоторной со стороны электромагнитной волны и электростатической, связанной с разделением зарядов. Будем также считать, что температура электронов равна нулю, поскольку ею можно пренебречь по сравнению с их осцилляторной энергией вследствие малости частоты столкновений, обусловленной релятивистской скоростью движения электронов, и отсутствия эффективного бесстолкновительного нагрева из-за использования циркулярно поляризованного излучения, падающего вдоль нормали. В этом случае для построения стационарных распределений можно применять метод, изложенный, например, в работе [31].

Однако для достаточно больших амплитуд поля и плотностей плазмы задачу можно еще упростить, поскольку, как было показано в [17], в данном случае пространственное распределение электронов представляет собой каверну на облучаемой стороне слоя плазмы, полностью лишенную электронов, и тонкий электронный слой на ее границе. Поэтому будем считать, что в каждый момент времени вытесненные электроны формируют бесконечно тонкий, дельтаобразный слой, расположенный в некоторой точке $z_b(t)$, определяемой простым балансом силы светового давления и электростатической силы (более детальный вывод формулы дан в [32]):

$$\frac{\omega z_b}{c} = \frac{2a(t, z_b)}{n_0}. \quad (5)$$

Уравнения движения для ионов будем решать в лагранжевых координатах. Ограничимся также случаем интенсивностей, при которых движение ионов в поле волны не является релятивистским, что позволяет пренебречь пондеромоторной силой по сравнению с электростатической. На практике это означает, что интенсивность импульса должна быть меньше 10^{24} Вт/см², что заведомо превышает

ет границу применимости используемых уравнений для электронов из-за отсутствия учета радиационных потерь и процесса рождения электрон-позитронных пар [33].

Таким образом, движение ионной жидкости будет описываться следующей системой уравнений:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{P}{\Gamma M}, \quad \frac{dP}{dt} = ZeE(t),$$

где $E(t)$ – продольное электрическое поле; P и z – импульс и координата лагранжевого элемента ионной жидкости; $\Gamma = [1 + P^2/(Mc)^2]^{1/2}$ – его лоренц-фактор.

Замечательной особенностью рассматриваемой системы является то, что электрическое поле, действующее на некоторый элемент ионной жидкости, остается постоянным в течение длительного времени. Это связано с тем, что пока отсутствует пересечение траекторий лагранжевых элементов в одномерной геометрии, интеграл от концентрации ионов в пределах от границы слоя до данного лагранжева элемента остается постоянным. Пересечение же элементов, как это следует и из решения указанной системы, и из численного моделирования полной самосогласованной системы кинетических уравнений и уравнений Максвелла, может происходить через значительный промежуток времени после начала взаимодействия и к тому же в любом случае нарушает условие применимости модели простой однопоточковой гидродинамики. Отметим, что это обстоятельство ранее уже было отмечено и использовано в несколько иной модели взаимодействия в работе [34].

Главным отличием рассматриваемой в настоящей работе модели от модели из работы [34] является учет того, что движение ионов, находящихся в разных точках пространства, начинается в разные моменты времени. Таким моментом времени мы будем считать момент, в который положение границы отжимаемых электронов сравнивается с начальным положением лагранжевого элемента ионной жидкости.

Для дальнейшего анализа предположим, что увеличение амплитуды лазерного импульса происходит линейно и начинается с нуля в момент времени $t = 0$, тогда из соотношения (5) в пренебрежении эффектом запаздывания получаем, что движение границы электронного слоя также происходит по линейному закону. Введем скорость этого движения $V = c2a_1/(n_0\omega\tau)$, где a_1 – амплитуда лазерного импульса в момент времени $t = \tau$, тогда приближение отсутствия запаздывания справедливо при $V \ll c$.

В указанных приближениях электрическое поле, действующее на лагранжеву частицу ионной жидкости, находившуюся в начальный момент времени в некоторой точке z_0 , запишется в виде

$$E(t) = 4\pi ZeN_{i0}z_0 \Theta\left(t - \frac{z_0}{V}\right) = \frac{M\omega_{pi0}^2 z_0}{Ze} \Theta\left(t - \frac{z_0}{V}\right), \quad (6)$$

где N_{i0} и ω_{pi0} – концентрация ионов и ионная плазменная частота невозмущенной плазмы; $\Theta(t)$ – функция включения (Хевисайда).

Таким образом, система уравнений движения ионной жидкости примет вид

$$\frac{dz}{dt} = \frac{P}{M[1 + P^2/(Mc)^2]^{1/2}}, \quad \frac{dP}{dt} = M\omega_{pi0}^2 z_0 \Theta\left(t - \frac{z_0}{V}\right).$$

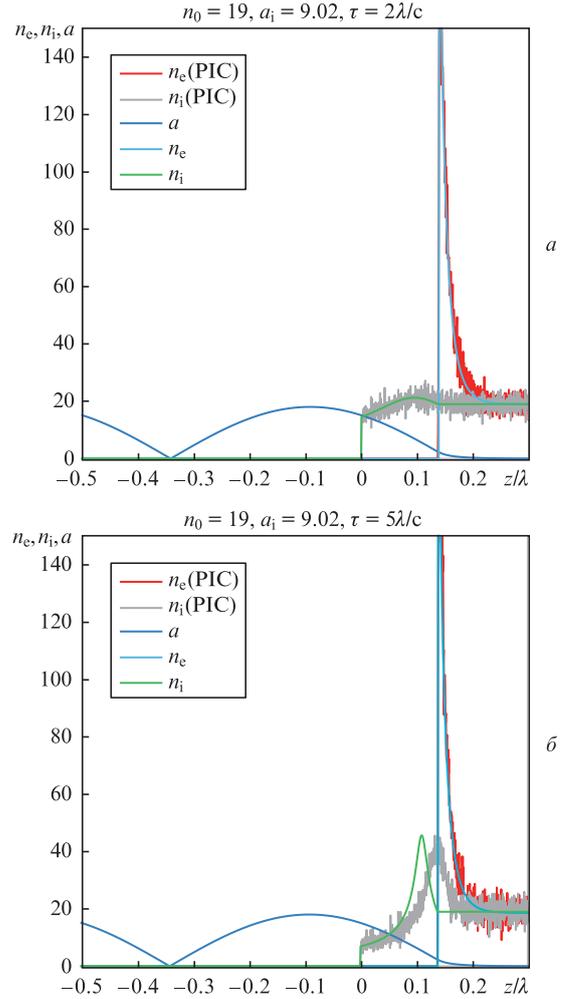


Рис.1. Распределения полей и концентраций при различных параметрах лазерного излучения. Здесь τ – время линейного возрастания амплитуды импульса от нуля до a_i ; $n_e = N_e/N_c$; $n_i = N_i/N_c$. Цветные варианты рис.1–3 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

Введем безразмерные величины $\zeta = \omega_{pi0}z/c$, $\beta = V/c$, $\eta = \omega_{pi0}t$ и проинтегрируем эту систему. Получим следующую неявную связь между текущим положением лагранжевой частицы ζ и ее начальным положением ζ_0 :

$$(\beta^2 - 1)\zeta_0^3 + 2(\eta - \beta^2\zeta)\zeta_0^2 + (\beta^2\zeta^2 - 2 - \eta^2)\zeta_0 + 2\zeta = 0. \quad (7)$$

Зная связь между начальным и конечным положениями слоя жидкости, можно выразить концентрацию ионов в произвольный момент времени через начальную концентрацию:

$$N_i(\zeta, \eta) = N_{i0}d\zeta_0/d\zeta. \quad (8)$$

В общем случае уравнение (7) имеет три корня. Случаю, когда два корня комплексные, а один действительный, отвечает однопоточковое движение. Случаю трех действительных корней соответствует возникновение многопоточкового движения, что приводит к выходу за рамки применяемого нами однопоточкового гидродинамического приближения.

Для проверки адекватности аналитической модели было проведено сравнение ее результатов с результатами чис-

ленного моделирования полной самосогласованной системы кинетических уравнений для плазмы и уравнений Максвелла для электромагнитных полей методом частиц в ячейках (PIC). Моделирование выполнялось с помощью программного комплекса Picador [35] в одномерной геометрии. Длина волны падающего излучения составляла 1 мкм, длина расчетной области – 3 мкм, пространственный шаг сетки был равен 0.5 нм, число частиц в одной ячейке составляло 30. Результаты, полученные для двух наборов параметров импульса и плазмы, представлены на рис.1.

Отметим хорошее совпадение результатов моделирования и аналитической модели для относительно коротких лазерных импульсов. Для более длинных импульсов результаты моделирования отличаются от предсказаний аналитической модели, что в основном обусловлено пренебрежением конечностью толщины электронного слоя в ней: из-за этого ионы начинают свое движение с небольшим запаздыванием. Тем не менее более подробное сравнение показало, что диапазон длительностей, при которых модель применима, достаточно велик.

3. Анализ движения пробных электронов

Обратимся теперь к анализу влияния движения ионов на порог РСИП. Напомним механизм просветления в случае падения циркулярно поляризованного излучения на резкую границу закритической плазмы по нормали. Пондеромоторная сила, действующая со стороны лазерного излучения на электроны, приводит к их перераспределению и формированию квазистационарного распределения, представляющего собой каверну на облучаемой стороне слоя, полностью лишенную электронов, и резкий узкий пик в точке с координатой z_b , определяемой выражением (5). Ранее было показано, что такое распределение устойчиво относительно малых продольных возмущений во всей области его существования [28, 29]. Это объясняется тем, что в области, лишенной электронов, имеется барьер, сформированный пондеромоторным и электростатическим потенциалами. Потеря устойчивости возможна или при достижении амплитудой некоторого порогового значения [29], что приводит к исчезновению барьера, или при наличии возмущений конечной величины [28], что вызывает появление электронов с энергией, превышающей высоту барьера. Однако в обоих случаях картина нарушения устойчивости одинакова. Значительная часть электронов получает возможность вылететь навстречу лазерному излучению, что приводит к уменьшению числа отражающих излучение электронов и продвижению излучения в глубь плазмы. Если при этом плазменный слой имеет конечную толщину, то в некоторый момент времени излучение доходит до его границы и проходит сквозь изначально непрозрачный слой.

Возмущения конечной величины связаны с наличием у электронов продольного импульса и могут быть обусловлены или их бесстолкновительным нагревом, который хотя и малоэффективен для циркулярно поляризованных импульсов, но тем не менее присутствует, или раскачкой продольных колебаний из-за нестационарности процесса отжатия электронов.

Чтобы определить, при каких характерных продольных импульсах электронов начинается их движение навстречу лазерному импульсу, проанализируем динамику пробных электронов в стационарных структурах с учетом

перераспределения ионов в соответствии с моделью, предложенной в разд.2.

Гамильтониан движения электрона имеет в безразмерных величинах следующий вид [28]:

$$H(z, p_z) = \sqrt{1 + a^2(z) + p_z^2} - \varphi(z), \tag{9}$$

где $\varphi(z)$ – электростатический потенциал, нормированный на mc^2/e и получаемый в нашем случае из аналитического решения задачи о движении ионов, изложенной выше; p_z – продольный импульс пробного электрона, нормированный на mc .

Пример соответствующего фазового портрета приведен на рис.2. Отметим, что в области $z > z_b$ все силы, действующие на электрон, точно скомпенсированы, и поэтому ее можно не рассматривать. При $z < z_b$ существует область инфинитного движения частицы, отделяемая сепаратрисами ближайшего к границе слоя электронов седла. Если электрон на границе слоя имеет продольный импульс, превышающий некоторый критический импульс p_{cr} , то он окажется снаружи сепаратрис и не вернется в плазменный слой. Поэтому величину этого критического импульса можно считать характерным пороговым значением для наступления режима РСИП.

Критический продольный импульс определяется положением седла и связан с ним соотношением, следующим из постоянства гамильтониана вдоль сепаратрисы:

$$p_{cr}^2 = \left[\sqrt{1 + a^2(z_c)} - \varphi(z_c) + \varphi(z_b) \right]^2 - 1 - a^2(z_b), \tag{10}$$

где z_c – положение ближайшего седла к границе электронного слоя.

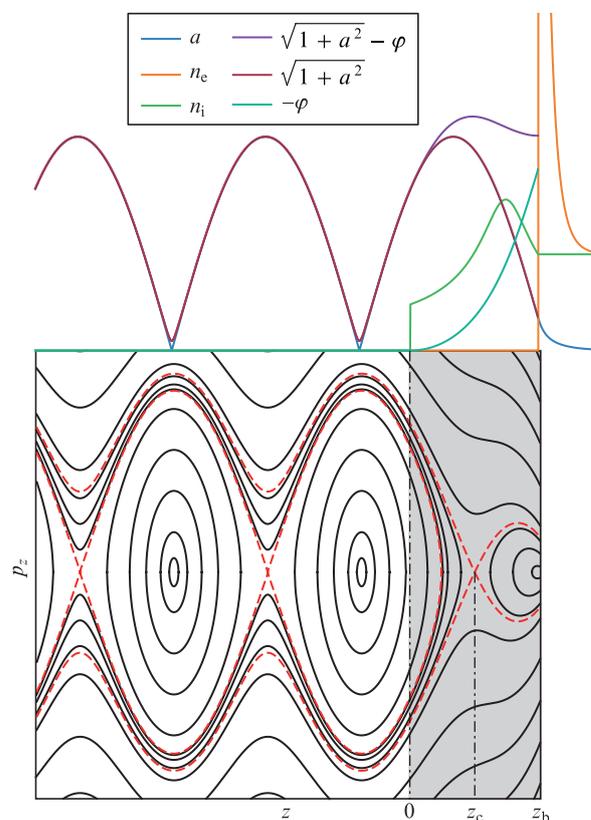


Рис.2. Фазовая плоскость продольного движения пробного электрона вблизи границы электронного слоя. Сепаратрисы показаны штриховыми линиями.

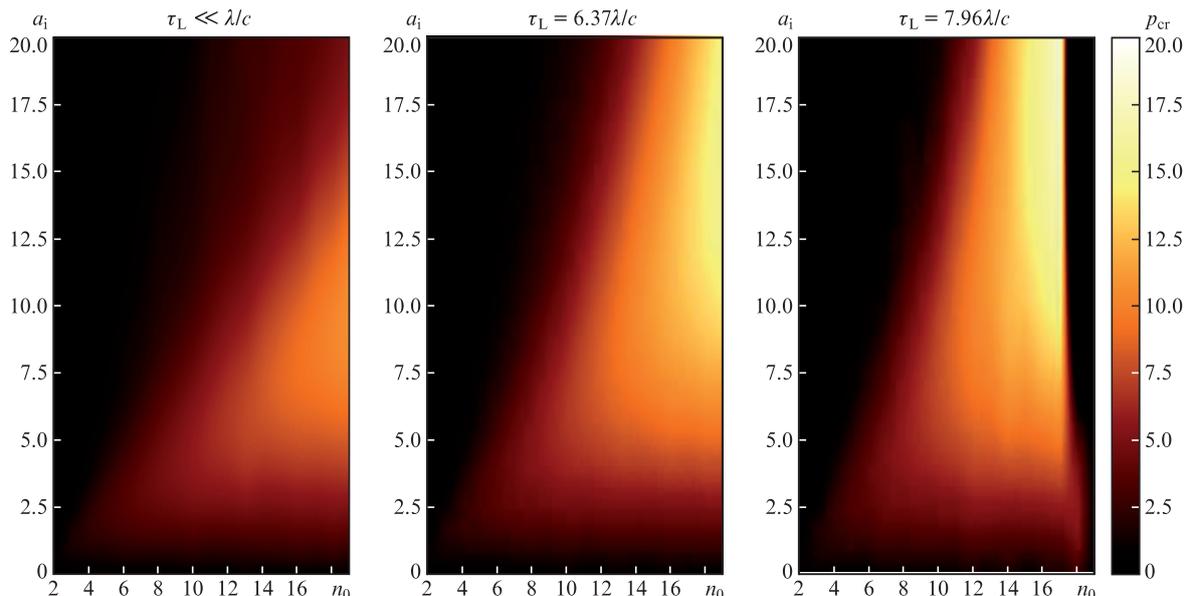


Рис.3. Рассчитанные аналитически зависимости критического импульса от концентрации электронов и амплитуды падающего поля при различных длительностях падающего импульса τ_L .

При учете движения ионов происходит перераспределение частиц, вызывающее уменьшение перепада электростатического потенциала. Это приводит к тому, что степень устойчивости электронов на границе слоя увеличивается для мишеней с меньшими массами ионов и в случае более длинных падающих импульсов. Это хорошо видно из рис.3, на котором представлены зависимости критического импульса, вычисленного в рамках предложенной модели, от амплитуды лазерного импульса и плотности плазмы для трех длительностей τ_L импульса с огибающей в виде равнобедренного треугольника. Отметим, что для наибольшей из них при $n_0 > 17$ не удастся построить аналитическое решение, т. к. в этой области параметров нарушается условие однопоточности.

4. Прозрачность при численном моделировании

Анализ рис.3 показывает, что достижение порога РСИП требует релятивистских значений продольного импульса электронов на границе слоя, но, как уже говорилось выше, для циркулярной поляризации нагрев обычно невелик. Однако значительный продольный разогрев может наблюдаться в плазменных слоях, толщина которых сравнима с величиной отжата электронов в них от поверхности слоя. Действительно, в этом случае происходит сжатие всех электронов слоя в сверхтонкий слой. Такое сжатие должно приводить к существенному нагреву электронов в слое. Кроме того, значительный продольный импульс электроны могут приобрести в существенно нестационарном режиме отжата, имеющем место при значениях $a_i/n_0 \approx 1$, когда скорость движения границы слоя электронов приближается к скорости света. Покажем, что в подобном случае прозрачность плазменного слоя может существенно зависеть от массы ионов в нем.

Хорошо известно, что плазменные слои, толщина L которых меньше некоторой критической величины, определяемой соотношением $\omega L/c = 2a/n_0$, прозрачны для излучения, поскольку электроны в них полностью отжимаются в слой с толщиной, меньшей толщины скин-слоя

[36, 37]. На рис.4 изображена полученная в процессе численного моделирования методом частиц в ячейках зависимость коэффициента прозрачности такого слоя от его толщины в том случае, когда он состоит из протонов. Параметры, использованные при моделировании таковы: $n_0 = 10$, $a_i = 27.8$, $\tau_L = 3\lambda/c$, пространственный шаг равен 1 нм, число частиц в одной ячейке составляет 300. Характерным является наличие критического значения толщины слоя, ниже которого наблюдается его просветление.

Однако эта критическая толщина оказывается зависящей от массы ионов в слое и длительности лазерного импульса. На рис.5 приведена зависимость коэффициента прозрачности от указанных двух величин. В этих расчетах толщина слоя была зафиксирована, $\omega L/c = 2$ ($L \approx 0.32$ мкм для длины волны 1 мкм). Характерным является увеличение прозрачности при уменьшении длительности

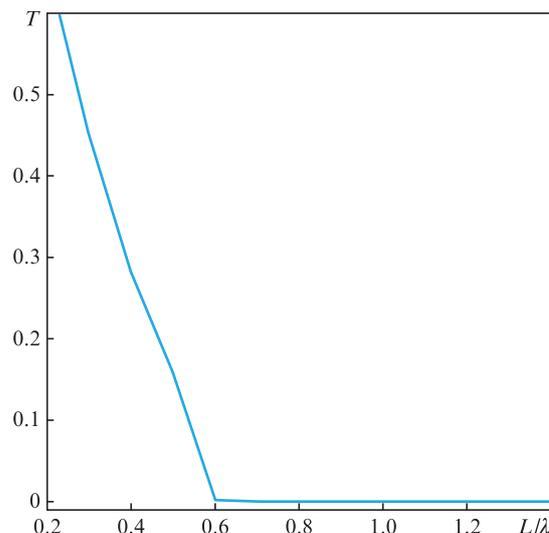


Рис.4. Зависимость коэффициента прохождения лазерного импульса, равного отношению полной энергии прошедшего излучения к энергии падающего импульса, сквозь тонкий плазменный слой, состоящий из протонов, от толщины этого слоя. Параметры численного моделирования приведены в тексте.

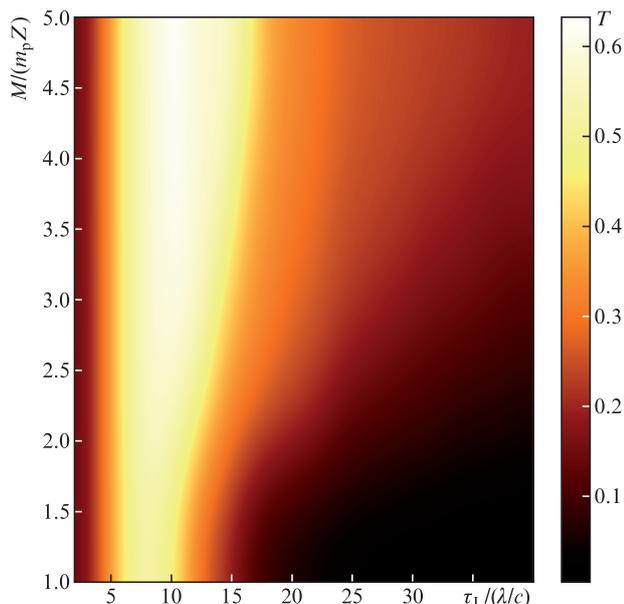


Рис.5. Зависимость коэффициента прохождения лазерного импульса сквозь тонкий плазменный слой от отношения массы ионов к их заряду и длительности падающего импульса (m_p – масса протона). Цветной вариант рис.5 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

лазерного импульса за исключением области $c\tau_L < L$, в которой длина лазерного импульса становится сравнимой с толщиной плазменного слоя: в этой области импульсу не хватает времени полностью отжать электроны, чтобы пройти сквозь слой. При этом максимальная длительность, при которой наблюдается прозрачность, уменьшается с уменьшением массы ионов, что качественно совпадает с выводом о большей устойчивости плазменных слоев с более легкими ионами, сделанным в разд.3.

5. Заключение

Таким образом, нами проанализировано влияние мобильности ионов на порог РСИП, определяемый бесстолкновительным продольным нагревом электронов и возбуждением продольных колебаний за счет нестационарности процесса отжатия электронов от поверхности слоя, в тонких плазменных слоях с околокритической плотностью. Построена аналитическая модель движения ионов, на основе которой определен критический продольный импульс электронов, при котором наблюдается их вылет навстречу лазерному излучению, сопровождающийся проникновением излучения в глубь плазмы. Показано, что порог прозрачности снижается при увеличении массы ионов и уменьшении длительности лазерного импульса.

На основе выполненного анализа предсказана зависимость коэффициента прозрачности тонких плазменных слоев от массы составляющих их ионов и длительности облучающего лазерного импульса. Эта зависимость качественно подтверждена одномерным численным кинетическим моделированием, в процессе которого была продемонстрирована возможность перехода от режима полного отражения к режиму практически полной прозрачности (с коэффициентом прозрачности более 50%) при варьировании массы ионов плазмы и/или длительности лазерно-

го импульса в случае фиксированных толщины мишени и концентрации электронов в ней. Эти выводы важны для задачи лазерно-плазменного ускорения ионов в режиме светового паруса, оптимум которого достигается в мишенях с околокритической толщиной.

Работа профинансирована Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского (проект №0729-2020-0035) и программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом» (проект №0030-2019-0022). Численное моделирование проводилось с использованием ресурсов, предоставленных Межведомственным суперкомпьютерным центром РАН.

1. Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М. *УФН*, **181**, 9 (2011) [*Phys. Usp.*, **54**, 9 (2011)].
2. Danson C., Hillier D., Hopps N., Neely D. *High Power Laser Sci. Eng.*, **3**, e3 (2015).
3. Gan Z. et al. *Opt. Express*, **25**, 5169 (2017).
4. Dollar F. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 065003 (2011).
5. Dollar F. et al. *Phys. Plasmas*, **20**, 056703 (2013).
6. Green J.S. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **104**, 214101 (2014).
7. Bychenkov V.Y. et al. *Phys. Plasmas*, **24**, 010704 (2017).
8. Nakatsutsumi M. et al. *Nat. Commun.*, **9**, 280 (2018).
9. Nishiuchi M. et al. *Phys. Plasmas*, **22**, 033107 (2015).
10. Faenov A.Ya. et al. *Sci. Rep.*, **5**, 13436 (2015).
11. Soloviev A. et al. *Sci. Rep.*, **7**, 12144 (2017).
12. Faenov A.Y. et al. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **123**, 1 (2017).
13. Henderson A. et al. *High Energy Density Phys.*, **12**, 46 (2014).
14. Wang H.Y., Liu B., Yan X.Q., Zepf M. *Phys. Plasmas*, **22**, 033102 (2015).
15. Liang E. et al. *Sci. Rep.*, **5**, 13968 (2015).
16. Yin L. et al. *Phys. Plasmas*, **14**, 056706 (2007).
17. Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Ким А.В., Сергеев А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **86**, 662 (2007) [*JETP Lett.*, **86**, 577 (2008)].
18. Schlegel T. et al. *Phys. Plasmas*, **16**, 083103 (2009).
19. Robinson A.P.L., Kwon D.-H., Lancaster K. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **51**, 095006 (2009).
20. Robinson A.P.L. *Phys. Plasmas*, **18**, 056701 (2011).
21. Korzhimanov A.V., Efimenko E.S., Golubev S.V., Kim A.V. *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 245008 (2012).
22. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. *Rep. Prog. Phys.*, **75**, 056401 (2012).
23. Macchi A., Borghesi M., Passoni M. *Rev. Mod. Phys.*, **85**, 58 (2013).
24. Бычков В.Ю., Брантов А.В., Говрас Е.А., Ковалёв В.Ф. *УФН*, **185**, 77 (2015) [*Phys. Usp.*, **58**, 71 (2015)].
25. Ахиезер А.И., Половин Р.В. *ЖЭТФ*, **30**, 915 (1956) [*JETP*, **3**, 696 (1956)].
26. Lefebvre E., Bonnaud G. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2002 (1995).
27. Cattani F., Kim A., Anderson D., Lisak M. *Phys. Rev. E*, **62**, 1234 (2000).
28. Siminos E. et al. *Phys. Rev. E*, **86**, 056404 (2012).
29. Eremin V.I., Korzhimanov A.V., Kim A.V. *Phys. Plasmas*, **17**, 043102 (2010).
30. Siminos E., Grech M., Svedung Wettervik B., Fülöp T. *New J. Phys.*, **19**, 123042 (2017).
31. Коржиманов А.В., Еремин В.И., Ким А.В., Тушенцов Р.М. *ЖЭТФ*, **132**, 771 (2007) [*JETP*, **105**, 675 (2007)].
32. Коржиманов А.В., Ефименко Е.С., Ким А.В., Голубев С.В. *Квантовая электроника*, **43**, 217 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 217 (2013)].
33. Nerush E.N., Kostyukov I.Y., Ji L., Pukhov A. *Phys. Plasmas*, **21**, 013109 (2014).
34. Macchi A., Cattani F., Liseykina T.V., Cornolti F. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 165003 (2005).
35. Surmin I.A. et al. *Comput. Phys. Commun.*, **202**, 204 (2016).
36. Vshivkov V.A., Naumova N.M., Pegoraro F., Bulanov S.V. *Phys. Plasmas*, **5**, 2727 (1998).
37. Gonoskov A.A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 184801 (2009).