

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Генерация быстрых заряженных частиц и сверхсильных магнитных полей при взаимодействии сверхкоротких интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями

В.С. Беляев, В.П. Крайнов, В.С. Лисица, А.П. Матафонов

Дан обзор недавних экспериментальных и теоретических исследований по генерации быстрых заряженных частиц и сверхсильных магнитных полей при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов с твердотельными мишенями. Рассмотрены механизмы генерации быстрых заряженных частиц в сверхсильных световых полях лазерного излучения с интенсивностями в диапазоне $10^{17} - 10^{21}$ Вт см $^{-2}$. Детально анализируется ускорение электронов, обусловленное их вакуумным нагревом, пондеромоторным потенциалом, резонансным поглощением, полем кильватерной волны в докритической части плазмы, циклотронным и другими механизмами. Приведены экспериментальные данные по ускорению протонов и атомарных ионов полями пространственного заряда на тонких и толстых твердотельных мишенях и их теоретическая интерпретация. Значительное внимание уделено генерации сверхсильных квазистатических магнитных полей в лазерной плазме и методам их измерения для различных лазерных импульсов как фемто-, так и пикосекундной длительности. Обсуждаются возможности возникновения магнитных плазменных конфигураций и возможностей магнитного удержания плазмы.

PACS numbers: 41.75.Jv, 52.38.-r, 79.20.Ds

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200808b.0823

Содержание

1. Введение (823).
2. Генерация быстрых электронов в лазерной плазме (824).
 - 2.1. Продольное пондеромоторное ускорение электронов в скин-слое.
 - 2.2. Вакуумный нагрев.
 - 2.3. Резонансное поглощение лазерного излучения.
 - 2.4. Циклотронный механизм ускорения электронов.
 - 2.5. Ускорение электронов в кильватерной волне в докритической плазме.

3. Генерация быстрых протонов и ионов при взаимодействии сверхкоротких интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями (833).
 4. Измерения сверхсильных квазистатических магнитных полей в лазерной плазме и их теоретическая интерпретация (841).
 5. Заключение (845).
- Список литературы (846).

1. Введение

Развитие нового поколения твердотельных лазеров привело к уникальным условиям облучения лазерных мишеней световыми импульсами с интенсивностями излучения в диапазоне $10^{17} - 10^{21}$ Вт см $^{-2}$ и длительностью 20–1000 фс.

При таких интенсивностях в лазерном импульсе создаются недоступные ранее сверхсильные электрические поля, существенно превосходящие атомное электрическое поле $E_a = 5,14 \times 10^9$ В см $^{-1}$. В этих условиях возникает новая физическая картина взаимодействия лазерного излучения с плазмой, образующейся при его взаимодействии с твердотельными мишенями на переднем фронте лазерного импульса либо от предимпульсов. Лазерное излучение достаточно эффективно трансформируется в потоки быстрых заряженных частиц — электронов и атомарных ионов, взаимодействие которых с окружающим веществом мишени приводит к генерации жесткого рентгеновского излучения при иони-

В.С. Беляев, А.П. Матафонов. Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, ул. Пионерская 4, 141070 Королев, Московская обл., Российская Федерация

Тел. (495) 513-54-44. E-mail: vadimbelyaev@mtu-net.ru

В.П. Крайнов. Московский физико-технический институт (Государственный университет),

Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация

Тел. (495) 408-75-90. Факс (495) 408-68-69

E-mail: vpkrainov@mail.ru

В.С. Лисица. Институт ядерного синтеза Российского научного центра "Курчатовский институт",

пл. Курчатова 1, 123182 Москва, Российская Федерация

Тел. (499) 196-73-34. Факс (495) 943-00-73

E-mail: lisitsa@nfi.kiae.ru

Статья поступила 26 декабря 2007 г.,

после доработки 26 марта 2008 г.

зации внутренних оболочек атома, различным ядерным и фотоядерным реакциям.

Одно из важных направлений исследований в области взаимодействия субпикосекундных лазерных импульсов с твердотельными мишенями связано с осознанием важной роли возникающих сверхсильных квазистатических магнитных полей и электронных структур в динамике лазерной плазмы. Это направление стало наиболее актуальным после прямых экспериментальных измерений квазистатических магнитных полей на лазерной установке "Вулкан" (Великобритания) [1] и в особенности после экспериментального обнаружения пинч-эффекта в лазерной плазме [2].

Релятивистский характер интенсивности лазерного излучения I реализуется при величине безразмерного параметра $a > 1$, который является обезразмеренным импульсом электрона, осциллирующего в электрическом поле линейно поляризованного лазерного излучения, и выражается формулой

$$a = \frac{eE}{mc\omega} = 0,85 \lambda \left(\frac{I}{10^{18}} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

$$E = 27,7 I^{1/2}, \quad (2)$$

где e и m — заряд и масса электрона, E — амплитуда напряженности электрического поля лазерного излучения, В см⁻¹, λ — длина волны излучения, мкм, ω — частота лазерного излучения, с — скорость света, I — интенсивность излучения, Вт см⁻².

Лазерные системы тераваттных мощностей и умеренных габаритов позволяют достигать интенсивностей с $a > 1$, чему соответствует напряженность электрического поля более 10^{10} В см⁻¹. При таких полях происходит надбарьерная ионизация атомов за атомные времена порядка 10^{-17} с, а образовавшиеся электроны в течение лазерного импульса ускоряются до релятивистских энергий МэВ-ного диапазона.

Ускорение атомарных ионов в фемто- и пикосекундной лазерной плазме — вторичный процесс: оно обусловлено возникновением больших квазистатических электрических полей, вызванных пространственным разделением зарядов; такое разделение заряда обусловлено движением сгустка быстрых электронов. При интенсивностях лазерного излучения, превышающих $I \geq 10^{18}$ Вт см⁻², возможно получение направленных пучков высокоэнергичных ионов с энергией $\epsilon_i > 1$ МэВ.

Генерация высокоэнергичных протонных и ионных пучков в лазерной плазме при воздействии ультракоротких импульсов в настоящее время является быстро развивающейся областью исследований. Это вызвано, в частности, их практически важными применениями в таких областях, как протонные ускорители, исследование структуры материалов, протонная радиография, производство короткоживущих радиоизотопов для медицинских целей и управляемого лазерного термоядерного синтеза [3, 4]. При интенсивностях лазерного излучения $I \geq 10^{18}$ Вт см⁻² возможно также инициирование целого ряда ядерных реакций, которые ранее были реализованы лишь с использованием ускорителей элементарных частиц [5].

Ниже рассмотрены основные механизмы генерации быстрых заряженных частиц и квазистатических магнитных полей в лазерной плазме, а также эксперименталь-

ные результаты, полученные как на зарубежных установках, так и на отечественной лазерной установке НЕОДИМ в ЦНИИМаш (г. Королев Московской обл.) [6, 7]. Обзор посвящен в основном экспериментальным и теоретическим результатам последних лет с акцентом в теории на простые физические модели процессов. Предыдущие результаты достаточно полно изложены в обзорных статьях [3–5]. В этих статьях акцент в теории делался на результатах численных расчетов на крупных современных ЭВМ методом частиц в ячейках и методом классической динамики частиц.

2. Генерация быстрых электронов в лазерной плазме

При облучении мишени интенсивным сверхкоротким лазерным импульсом энергия излучения достаточно эффективно трансформируется в энергию быстрых электронов, которые в дальнейшем частично передают свою энергию атомарным ионам мишени. В настоящее время обсуждаются несколько механизмов генерации быстрых электронов при воздействии лазерного импульса на плазму с плотностью гораздо выше критической. Если лазерный импульс не имеет предимпульса (высокий контраст), то лазерное излучение взаимодействует с плазмой твердотельной плотности, имеющей резкую границу. В этом случае реализуется механизм "вакуумного нагрева" [8], а также так называемый $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -механизм [9] (\mathbf{B} — амплитуда индукции магнитного поля лазерной волны), обусловленный продольной (вдоль направления распространения лазерного импульса) пондеромоторной силой. $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -механизм становится существенным при релятивистских интенсивностях, когда энергия осцилляций электрона сравнима или выше энергии покоя электрона $mc^2 = 511$ кэВ, т.е. параметр $a > 1$ (см. формулу (1)). Существует также механизм генерации быстрых электронов в плазменном резонансе на критической поверхности плазмы [10–12], когда лазерное излучение имеет проекцию вектора электрического поля на градиент плотности (обычно при наклонном падении лазерного излучения на мишень), а лазерная частота совпадает с плазменной частотой. В отличие от пондеромоторного $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -механизма, "вакуумный нагрев" и механизм резонансного поглощения возникают и при нерелятивистских (существенно более низких, $a < 1$) интенсивностях. При пондеромоторном механизме средняя энергия быстрых электронов может быть оценена как максимальная энергия поперечных осцилляций электрона в электромагнитном поле (которая в общем случае является релятивистской величиной). В докритической части лазерной плазмы имеем

$$\epsilon_e = mc^2 \left[\left(1 + \frac{Q}{Q_0} \right)^{1/2} - 1 \right],$$

$$Q = I\lambda^2, \quad Q_0 = 1,37 \times 10^{18} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \text{ мкм}^2. \quad (3)$$

В ультрарелятивистском пределе $Q \gg Q_0$ отсюда получаем

$$\epsilon_e = mc^2 \left(\frac{Q}{Q_0} \right)^{1/2}.$$

Напротив, в нерелятивистском пределе $Q \ll Q_0$ из (3) находим

$$\varepsilon_e = mc^2 \frac{Q}{2Q_0}.$$

В закритической части плазмы пондеромоторный нагрев электронов значительно слабее вследствие плохого проникновения лазерного поля в эту область.

При вакуумном нагреве максимальная энергия электрона, летящего вглубь плотной мишени, дается формулой, аналогичной (3), но с другим численным множителем (см. ниже).

Известен еще один механизм генерации быстрых электронов в докритической части плазмы перед мишенью — за счет бетатронного резонанса в возникающем магнитном поле [13]. В этом режиме электроны ускоряются поперечным ультрарелятивистским электрическим полем лазерной волны в направлении поляризации волны, а азимутальное магнитное поле, создаваемое током быстрых электронов, создает магнитную часть силы Лоренца. Эта сила поворачивает электроны так, что они постепенно меняют направление движения на обратное. В случае точного бетатронного резонанса отражение происходит в момент смены направления поперечного электрического поля, так что электроны все время находятся в режиме ускорения. Для этого механизма значения энергии быстрых электронов оказываются в 3 раза выше, чем по формуле (3):

$$\varepsilon_e = 3mc^2 \left(\frac{Q}{Q_0} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Существуют также другие механизмы ускорения электронов, для которых необходимо создавать в эксперименте специальные условия, например ускорение в кильватерной волне [14, 15]. В случае резонансного поглощения поле вблизи критической поверхности плазмы значительно превышает поле падающего лазерного излучения. Это приводит к большему нагреву электронов в процессе их столкновения с атомарными ионами, чем это следует из формул (3) и (4).

Электроны ускоряются также поперечной (радиально направленной) пондеромоторной силой, вызванной фокальным распределением лазерной интенсивности. Это ускорение приводит к максимальной энергии электрона, выражаемой также формулой (3) (в докритической части плазмы), если электрон успевает набрать такую энергию за время движения от фокуса к периферии в течение лазерного импульса. Таким образом, для длительности лазерного импульса τ должно выполняться неравенство (в нерелятивистском случае) $\tau \gg m\omega R/eE$. Здесь R — радиус фокусного пятна. Указанное соотношение выполняется для пикосекундных и более длинных световых лазерных импульсов с интенсивностью порядка 10^{16} Вт см $^{-2}$. В поле с интенсивностью 10^{18} Вт см $^{-2}$ правая часть этого неравенства составляет десятки фемтосекунд. А в закритической части плазмы такая пондеромоторная сила значительно меньше.

Рассмотрим более детально указанные выше механизмы ускорения электронов.

2.1. Продольное пондеромоторное ускорение электронов в скин-слое

Обсудим продольное пондеромоторное ускорение электронов при падении сверхсильного лазерного импульса на

поверхность твердого тела, превращенного передней частью лазерного импульса в закритическую плазму. Для определенности ограничимся линейно поляризованным излучением с p -поляризацией, которое падает на поверхность под некоторым углом α к нормали к поверхности. Из граничных условий на поверхности мишени и известных формул Френеля для связи падающей, отраженной и прошедшей в скин-слое электромагнитных волн вытекают следующие соотношения для касательной (E_t) и нормальной (E_n) проекций напряженности электрического поля, экспоненциально затухающего внутри скин-слоя (справедливых для всех углов α , кроме близких к $\pi/2$):

$$\begin{aligned} E_t &= i \frac{2\omega}{\omega_{pl}} E \exp(i\omega t - kz), \\ E_n &= - \frac{2\omega^2 \sin \alpha}{\omega_{pl}^2} E \exp(i\omega t - kz), \\ k &= \frac{\omega_{pl}}{c}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь, как и выше, E , ω — амплитуда напряженности электрического поля и частота падающей лазерной волны, ω_{pl} — плазменная частота, определяемая концентрацией свободных электронов n_e :

$$\omega_{pl} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}}$$

(m — масса электрона, e — его заряд). Координата z направлена нормально к поверхности мишени вглубь ее. При выводе соотношений (5) из формул Френеля предполагалось, что диэлектрическая проницаемость закритической плазмы имеет простой вид (при реалистичном предположении $\omega_{pl} \gg \omega$), определяемый свободными электронами,

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2} \approx - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2}.$$

Тогда $E_n \ll E_t \ll E$. Напряженность магнитного поля внутри скин-слоя (у нее есть только тангенциальная компонента) дается соотношением

$$B_t = 2E \exp(i\omega t - kz). \quad (6)$$

Продольное пондеромоторное ускорение электронов создается магнитной (релятивистской) частью силы Лоренца, которая действует на электрон в скин-слое. Вычислим ее компоненту, направленную нормально к поверхности мишени:

$$F_n = \frac{e}{c} \text{Re } v_t \text{ Re } B_t. \quad (7)$$

Здесь v_t — касательная компонента скорости рассматриваемого электрона, перпендикулярная B_t . Можно найти эту скорость из уравнения движения для касательного движения электрона, учитывая лишь электрическую часть силы Лоренца, так как магнитная часть не имеет проекции на касательное направление:

$$\frac{dp_t}{dt} = eE_t.$$

Подставляя в это соотношение касательную проекцию напряженности электрического поля внутри скин-слоя согласно (5), находим тангенциальный импульс

$$p_t = \frac{2e}{\omega_{pl}} E \exp(i\omega t - kz). \quad (8)$$

Из соотношений (6)–(8) получаем (для простоты при значениях касательной скорости, малой по сравнению со скоростью света)

$$F_n = \frac{4e^2 E^2}{mc\omega_{pl}} \exp(-2kz) \cos^2 \omega t. \quad (9)$$

При увеличении степени релятивизма значение этой силы будет расти не квадратично, а линейно с ростом напряженности поля E , так как

$$v_t = \frac{cp_t}{\sqrt{p_t^2 + m^2 c^2}} \rightarrow c.$$

Среднее значение этой силы за период лазерной волны

$$\bar{F}_n = \frac{2e^2 E^2}{mc\omega_{pl}} \exp(-2kz). \quad (10)$$

Эта постоянная сила направлена внутрь мишени безотносительно к знаку электрического заряда ускоряемой частицы. Она имеет релятивистское происхождение. При усилении релятивизма вид продольной силы изменяется, но ее направление внутрь мишени сохраняется. В ультрарелятивистском пределе из (7) вместо (9) имеем

$$F_n = 2eE \exp(-kz) |\cos \omega t|.$$

Выражения (9) и (10) можно получить также совершенно другим путем, подчеркивающим характер F_n как продольной *пондеромоторной* силы в пространственно неоднородном лазерном поле. Энергия колебательного движения электрона в скин-слое определяется его касательным движением, так как касательная скорость велика по сравнению с нормальной (см. выше сравнение для касательной и нормальной проекции напряженности электрического поля). Таким образом, для этой энергии на основе (8) находим

$$\varepsilon_e = \frac{m(\text{Re } v_t)^2}{2} = \frac{2e^2 E^2}{m\omega_{pl}^2} \exp(-2kz) \cos^2 \omega t.$$

Градиент этой энергии $-d\varepsilon_e/dz$ дает продольную пондеромоторную силу, выражение для которой, как и должно быть, совпадает с (9), если учесть, что $k = \omega_{pl}/c$. Эта продольная сила приводит к продольному дрейфу электронов вглубь мишени с постоянной скоростью.

Среднее значение энергии продольного дрейфа за период лазерной волны, приобретаемой электроном,

$$\varepsilon_e = \frac{e^2 E^2}{m\omega_{pl}^2} \exp(-2kz).$$

Максимальная кинетическая энергия приобретает электрон, когда он находится на поверхности мишени, и составляет

$$\varepsilon_e = \frac{e^2 E^2}{m\omega_{pl}^2}.$$

Эта энергия не зависит от угла падения лазерного пучка на мишень α . Она гораздо меньше энергии (3), набираемой электроном в поперечном (радиальном) направлении в докритической части лазерной плазмы, если речь идет о пикосекундных и более длинных импульсах.

В ультрарелятивистском пределе максимальная энергия электрона становится линейной по полю, так как $v \times \mathbf{B}$ -сила, как показано выше, линейна по полю. Оценка ультрарелятивистской продольной энергии в этом случае имеет вид

$$\varepsilon_e \propto \frac{eEc}{\omega_{pl}}. \quad (11)$$

Отметим, что поперечная пондеромоторная сила в скин-слое определяется градиентом энергии ε_e по радиусу фокусного пятна R . Она мала по сравнению с продольной пондеромоторной силой при условии, что толщина скин-слоя c/ω_{pl} мала по сравнению с R . Такое условие обычно легко реализуется, поскольку радиус фокусного пятна составляет 5–15 мкм, в то время как толщина скин-слоя равна всего 100–300 Å. Однако поперечная пондеромоторная энергия, определяемая в общем релятивистском случае соотношением (3), превышает продольную пондеромоторную энергию (8), так как, например, в нерелятивистском пределе содержит в знаменателе частоту лазерного излучения ω вместо плазменной частоты ω_{pl} . При больших кинетических энергиях электронов превращение продольной энергии в поперечную и обратно затруднено отсутствием столкновений электронов с атомарными ионами.

Проведенные выше усреднения энергии и силы по периоду лазерной волны справедливы при условии, что время прохождения скин-слоя велико по сравнению с периодом волны. Это условие сводится к условию умеренного релятивизма

$$\frac{eE}{m\omega} < 1.$$

В противном случае можно использовать формулу (11) для оценки релятивистской энергии электрона.

Отметим в заключение этого раздела, что поперечная радиально направленная пондеромоторная сила выталкивает часть электронов с оси лазерного пучка на периферию. В результате на оси канала плазменная частота уменьшается, приближаясь к лазерной частоте. Особенно заметно такое уменьшение при релятивистских интенсивностях. Это увеличивает толщину скин-слоя (так называемое релятивистское просветление лазерной плазмы). В результате релятивистская продольная пондеромоторная энергия (11) увеличивается до значений порядка поперечной релятивистской пондеромоторной энергии (3).

2.2. Вакуумный нагрев

Выше не учитывалось, что электрон под действием нормальной компоненты электрического поля внутри скин-слоя может вылететь обратно в вакуум (конечно, только при наклонном падении нерелятивистского лазерного импульса на мишень и с p -поляризацией). Через долю лазерного периода из-за переменности лазерного поля он может повернуть обратно (в зависимости от его фазы в момент вылета) и войти в мишень со средней энергией порядка его поперечной пондеромотор-

ной энергии. Численный нерелятивистский расчет [8] приводит к величине энергии (при падении под углом α к нормали к поверхности мишени)

$$\epsilon_e = 0,78 \frac{e^2 E^2}{m\omega^2} \sin^2 \alpha. \quad (12)$$

Численный фактор в этой зависимости (порядка единицы) определяется усреднением по фазе момента вылета электрона с поверхности мишени относительно фазы лазерного поля и тормозящим воздействием облака электронов, вылетевших ранее данного электрона. Так как $\omega^2 \ll \omega_{pl}^2$, то энергия (12) велика по сравнению с энергией, получаемой от продольного пондеромоторного нагрева. Таким образом, продольный пондеромоторный нагрев электронов в скин-слое оказывается более слабым, чем вакуумный нагрев (если не учитывать релятивистское просветление мишени на оси лазерного пучка, о котором упоминалось выше).

Впрочем, в механизме вакуумного нагрева предполагается резкий переход от вакуума к закритической плазме. В действительности концентрация электронов плавно убывает в окрестности критической поверхности, где частота лазерного излучения равна плазменной частоте. Соответственно приобретаемая электроном энергия убывает при уменьшении градиента концентрации электронов в плазме по сравнению с величиной (12). Из уравнения движения, с одной стороны, следует, что при малой величине градиента концентрации приобретаемая электроном скорость пропорциональна этому градиенту. С другой стороны, при плавном градиенте концентрации в окрестности критической поверхности лазерное поле проникает глубже в закритическую область и захватывает больше электронов в механизм вакуумного нагрева.

Из сказанного понятно, что для реализации механизма вакуумного нагрева требуется высокий контраст лазерного импульса. Напомним еще раз, что выражение (12) получено Брюнелем [8] в нерелятивистском приближении.

Далее следует учесть, что для сфокусированного лазерного пучка в докритической части плазмы согласно уравнениям Максвелла появляется продольное осциллирующее электрическое поле с амплитудой, в $\omega R/c$ раз меньшей, чем поперечное поле (R — радиус фокусировки) [16]. Его прямой вклад в ускорение электронов мал из-за осциллирующего характера этого поля и обычно выполняющегося условия $\omega R c \gg 1$, хотя продольное электрическое поле усиливает вакуумный нагрев.

В докритической части плазмы электрон может также приобрести кинетическую энергию, столкнувшись с атомарным ионом в присутствии лазерного поля (вынужденное обратное тормозное поглощение). Электрон при столкновении с атомарным ионом может как поглотить лазерный фотон, так и испустить его. Но вероятность поглощения несколько больше, чем вероятность испускания. Средняя величина этой энергии, приобретаемой при одном столкновении, равна (в линейно поляризованном поле) удвоенной пондеромоторной энергии:

$$\epsilon_e = \frac{e^2 E^2}{2m\omega^2}. \quad (13)$$

Хотя эта энергия сравнима с той, что получается в механизме вакуумного нагрева, реальный вклад такого

механизма невелик из-за малой концентрации электронов и ионов в докритической части плазмы.

В работе [17] исследовалась генерация горячих электронов при взаимодействии p -поляризованных лазерных импульсов длительностью 150 фс, пиковой интенсивностью 8×10^{15} Вт см⁻² и длиной волны 800 нм с различными твердотельными мишенями. Контраст лазерного излучения составлял 10^5 . Из эксперимента следует, что именно вакуумный механизм является основным механизмом нагрева горячей части электронов. В соответствии с формулой (12) температура горячих электронов оказалась равной 50 кэВ.

В теоретической работе [18] при обобщении вакуумного нагрева на релятивистский случай обращается внимание на тот факт, что передний фронт возвращающихся электронов движется медленнее, чем задний. В результате может иметь место гидродинамический срыв облака электронов, что приводит к столкновениям электронов, их стохастическому движению и к стохастическому нагреву плазмы.

Далее электрон, нагретый в результате вынужденного тормозного поглощения в докритической части плазмы, может пролететь скин-слоем быстрее, чем за период лазерной волны (неадиабатически). При толщине скин-слоя в 200 Å это происходит уже при кинетической энергии электрона выше 200 эВ. Этот случай рассмотрен в недавней работе [19]. Показано, что в таком случае поглощение в докритической части плазмы из-за вакуумного механизма нагрева доминирует над поглощением в скин-слое. Особенно это проявляется при релятивистских интенсивностях выше 10^{19} Вт см⁻². Однако вакуумный механизм относится только к той части электронов, которая находится в закритической области недалеко от критической поверхности плазмы: только оттуда лазерное поле падающей волны может вытянуть электроны в докритическую область. Задача осложняется еще и тем, что в докритической области электрон находится в полях падающей и отраженной лазерных волн, в результате чего его движение из осциллирующего превращается в стохастическое. Стохастический вариант вакуумного нагрева рассмотрен детально в работах [20, 21].

В недавнем эксперименте [22] электроны с энергией более 300 МэВ регистрировались при взаимодействии с плазмой лазерного излучения с интенсивностью, превышающей 3×10^{20} Вт см⁻² (рис. 1). На переднем фронте лазерного импульса сверхмощный лазер выбрасывает все плазменные электроны радиально из фокального объема поперечной пондеромоторной силой. При этом создается

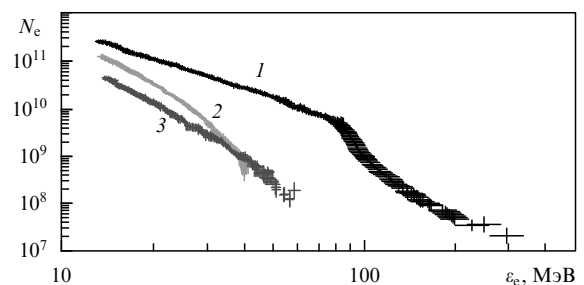


Рис. 1. Спектры электронов, зарегистрированные при различных электронных плотностях. 1 — $n_e = 7,7 \times 10^{18}$ см⁻³, 2 — $n_e = 83 \times 10^{18}$ см⁻³, 3 — $n_e = 5,4 \times 10^{18}$ см⁻³ (N_e — число электронов, приходящихся на 1 МэВ и на 1 ср.).

чисто ионный канал, через который свободно проходит основная часть сверхсильного лазерного импульса. Движущееся практически со скоростью света кулоновское поле положительно заряженных ионов (сами ионы, конечно, покоятся при этом) тянет электроны, приводя к ультрарелятивистским энергиям электронов. Поток движущихся электронов вдоль лазерного луча создает сильное кольцевое квазистатическое магнитное поле. Оно также регистрируется экспериментально. Далее из-за дифракции фокусное пятно увеличивается, что уменьшает поперечную пондеромоторную силу и ослабляет эффект релятивистского просветления канала.

В работе [23] при рассмотрении нормального падения релятивистского лазерного импульса на твердотельную мишень эффект вакуумного нагрева достигается за счет магнитной части силы Лоренца, так как электрическая часть не вносит вклада.

Ускорять электроны, имеющиеся в докритической плазме, лазерным импульсом непосредственно нельзя, так как адиабатическое ускорение на переднем фронте лазерного импульса сменяется таким же адиабатическим торможением на задней части лазерного импульса. В работе [24] предлагается ставить сепаратор из плотной плазмы (тонкая фольга), блокирующий лазерное поле и играющий роль неадиабатического фактора, чтобы ускоренные электроны пролетели через него раньше, чем наступит этап торможения. Соответствующие расчеты движения релятивистского электрона проведены в работе [25]. При ускорении сильно сфокусированным лазерным пучком основную роль в ускорении может играть продольное электрическое поле, о котором говорилось выше. В поле интенсивностью 10^{19} Вт см⁻² энергия таких ускоренных электронов превышает несколько МэВ [26].

Как уже отмечалось, поперечная пондеромоторная сила выталкивает электроны из области фокусировки сильной бегущей лазерной волны на периферию. Интересно отметить, что в случае стоячей релятивистской лазерной волны (например, в области, близкой к окрестности критической поверхности плазмы из-за сильного отражения волны) электрон, наоборот, в целом втягивается в область более сильного поля [27], а не выталкивается им, хотя на малых участках его движение носит стохастический характер.

В работе [28] рассматривается влияние поляризации лазерного излучения на величину пондеромоторной силы в докритической части плазмы. Показано, что циркулярное поле приводит к большей пондеромоторной силе, чем линейно поляризованное поле (при той же мощности излучения). Это подтверждается и численными расчетами в работе [29].

Движение электронов в скин-слое можно представить себе как продольное движение электронного сгустка, поперечный размер которого значительно превышает продольный. Например, согласно расчетам работы [30] методом частиц в ячейках при интенсивности лазерного импульса порядка 10^{20} Вт см⁻² и длине волны 1 мкм поперечный размер сгустка порядка 350 мкм, в то время как продольный размер составляет лишь 20 мкм, так что электронное облако представляет собой тонкий диск, движущийся вглубь мишени перпендикулярно своей плоскости. Средняя энергия ультрарелятивистского электрона в таком сгустке составляет около 60 МэВ.

В рамках квазистационарного приближения в работе [31] рассмотрены плазменно-полевые структуры, возни-

кающие при взаимодействии релятивистски сильной электромагнитной волны со слоем закритической плазмы. Показано, что наряду с известными решениями, являющимися нелинейными обобщениями скин-слойных решений, при амплитудах падающего поля, превышающих некоторое пороговое значение, возможно возбуждение многослойных структур, содержащих области кавитации с полностью вытесненными электронами (ионные слои). В таких кавитационных областях, играющих роль самосогласованных резонаторов, возможно усиление поля и накопление соответственно электромагнитной энергии.

Продольное движение электронов вдоль лазерного луча имеет место только в центральной части канала. На периферии свободные электроны движутся в противоположном направлении. Обратный ток электронов объясняется тем, что на них уже не действует продольная пондеромоторная сила; стремление скомпенсировать прямой ток диктуется принципом Ле Шателье. Можно также объяснить обратный ток следующим образом: прямой ток электронов создает кольцевое магнитное поле на периферии лазерного фокуса. Это магнитное поле действует на периферийные электроны, движущиеся в поперечном радиальном направлении наружу от оси канала под действием поперечной пондеромоторной силы. Магнитная часть силы Лоренца и вызывает обратный ток периферийных электронов.

В работе [32] анализируется эффективность ускорения электронов пондеромоторной силой, возникающей при воздействии интенсивных лазерных импульсов на плазму. Сила, действующая на электрон, может достигать при этом весьма высоких значений порядка 1 ГэВ см⁻¹. Проведены тестовые проверки теоретических предсказаний с помощью двумерного моделирования методом частиц в ячейках.

2.3. Резонансное поглощение лазерного излучения

Рассмотрим еще один механизм нагрева электронной компоненты лазерным излучением. Он основан на резонансном возбуждении лазером плазменных колебаний в твердотельной мишени, когда частота лазерного импульса ω близка к плазменной частоте $\omega_{pl} = \sqrt{2\pi n_e}$ (в этом разделе используем атомную систему единиц $\hbar = e = m_e = 1$) объемных колебаний электронного облака в поверхностной области облучаемого твердого тела. Конечно, после ионизации внутри твердого тела плазменная частота в несколько раз превышает типичную лазерную частоту (например, неодимового или титан-сапфирового лазера). Здесь речь идет о более разреженной лазерной плазме (пре-плазме), созданной в основном лазерными предимпульсами вблизи поверхности тела. Эта плазма расширяется относительно медленно (со скоростью ионного звука) в направлении от облучаемой мишени навстречу лазерному излучению, причем концентрация электронов в ней меняется от нуля до закритической концентрации электронов в скин-слое мишени.

Вычислим энергию, поглощаемую в единицу времени в единице объема пре-плазмы. Она дается общим электродинамическим соотношением

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} E(t) \frac{\partial D(t)}{\partial t}. \quad (14)$$

Здесь

$$E(t) = \frac{1}{2} [E \exp(i\omega t) + E^* \exp(-i\omega t)]$$

— напряженность поля (для простоты мы взяли его линейно поляризованным) внутри плазмы и

$$D(t) = \frac{1}{2} [E\varepsilon(\omega) \exp(i\omega t) + E^* \varepsilon^*(\omega) \exp(-i\omega t)]$$

— электрическая индукция, а $\varepsilon(\omega)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость. После усреднения по периоду лазерного импульса отсюда получаем

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\omega}{8\pi} \operatorname{Im} \varepsilon(\omega) |E|^2. \quad (15)$$

Комплексное электрическое поле внутри плазмы E связано через граничные условия с полем E_0 падающей электромагнитной волны в вакууме (для определенности рассматриваем случай падения лазерного импульса на поверхность твердотельной мишени под углом 45° ; подчеркнем, что резонансное поглощение отсутствует для нормального падения лазерного импульса на поверхность мишени). В окрестности резонанса нормальная к поверхности мишени компонента электрического поля велика по сравнению с касательной из-за малого значения диэлектрической проницаемости, поэтому ограничимся только нормальной компонентой. В упрощенной постановке задачи положим, что граница вакуума и плазмы с плазменной частотой, близкой к резонансной (т.е. критическая поверхность), является резкой. Тогда из граничного условия непрерывности нормальной проекции электрической индукции для нормальной компоненты напряженности электрического поля внутри мишени находим

$$E = \frac{1}{\varepsilon(\omega)\sqrt{2}} E_0. \quad (16)$$

Диэлектрическая проницаемость, обязанная свободным электронам в плазме, в модели Друде имеет простой вид

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{\omega(\omega + i\nu_{\text{ei}})} \approx 1 - \left(\frac{\omega_{\text{pl}}}{\omega}\right)^2 + i \frac{\omega_{\text{pl}}^2 \nu_{\text{ei}}}{\omega^3}, \quad (17)$$

где $\nu_{\text{ei}} \ll \omega$ — частота электрон-ионных столкновений. Она дается известным соотношением Спитцера [33]

$$\nu_{\text{ei}} = \frac{4\sqrt{2\pi} Z n_e}{3T_e^{3/2}} \ln A, \quad (18)$$

где Z — заряд атомарных ионов в плазме, T_e — электронная температура, $\ln A$ — стандартный кулоновский логарифм. Из (16) следует, что в резонансе электрическое поле резко возрастает по сравнению с полем падающего лазерного излучения.

Подставляя полученные значения, в окрестности резонанса $\omega = \omega_{\text{pl}}$ запишем следующее выражение для поглощенной мощности в единице объема плазмы:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{E_0^2}{16\pi} \frac{\omega^4 \nu_{\text{ei}}}{(\omega_{\text{pl}}^2 - \omega^2)^2 + (\omega \nu_{\text{ei}})^2}. \quad (19)$$

В частности, в точном резонансе $\omega = \omega_{\text{pl}}$ отсюда имеем

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{3E_0^2 T_e^{3/2}}{16\sqrt{2\pi} Z \ln A}. \quad (20)$$

Как уже отмечалось выше, при столкновении электрона с атомарным ионом в присутствии лазерного поля в среднем он поглощает удвоенную пондеромоторную энергию поля $\varepsilon_e = E^2/2\omega^2$. Следующее столкновение затруднено высокой энергией, приобретенной электроном уже при первом столкновении. Таким образом, можно считать, что электрон сталкивается только один раз с атомарным ионом. Это позволяет получить следующее соотношение для температуры T_e в приведенных выше формулах (в точном резонансе)

$$T_e = \frac{2}{3} \varepsilon_e = \frac{E^2}{3\omega^2} = \frac{E_0^2}{6\nu_{\text{ei}}^2}.$$

Отсюда в точном резонансе находим

$$T_e = \frac{2Z \ln A \omega_{\text{pl}}^2}{3\sqrt{\pi} E_0}. \quad (21)$$

Подставляя (21) в (20), можем окончательно записать (в атомных единицах)

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\omega \sqrt{Z E_0 \ln A}}{8\pi^2}. \quad (22)$$

Резонансное поглощение, конечно, растет с увеличением напряженности электрического поля, но пропорционально лишь квадратному корню из него.

Реально величина резонансного поглощения определяется крутизной изменения концентрации электронов в окрестности критической поверхности. Если она достаточно велика, то резонансная область мала, и при прохождении лазерного импульса плазма быстро выходит из области резонанса. Этот случай соответствует отсутствию предимпульса и ультракороткой длительности лазерного импульса. Здесь доминирует вакуумный нагрев, рассмотренный выше. Наоборот, резонансное поглощение существенно при увеличении длительности лазерного импульса и обширной области пре-плазмы, созданной как передним фронтом лазерного импульса, так и различными предимпульсами. В соответствии с формулой (19) условие выхода из резонанса имеет вид

$$\omega_{\text{pl}}^2 - \omega^2 = 4\pi [n_e(0) - n_e(z)] \sim \omega \nu_{\text{ei}}.$$

Представив концентрацию электронов в окрестности критической поверхности как

$$n_e(z) = n_e(0) + \frac{dn_e}{dz} z,$$

получим оценку глубины z области, где имеет место резонансное поглощение:

$$z \sim \frac{\omega \nu_{\text{ei}}}{4\pi} \left(\frac{dn_e}{dz}\right)^{-1}.$$

Умножив это выражение на (19) и на площадь фокусного пятна πR^2 , найдем мощность, поглощаемую на критической поверхности:

$$W \approx \frac{E_0^2 R^2 \omega^3}{128\pi} \left(\frac{dn_e}{dz}\right)^{-1}. \quad (23)$$

Это выражение является более общим, чем предыдущие, так как из него выпало выражение для частоты

электрон-ионных столкновений. Таким образом, оно применимо при любом механизме, определяющем ширину плазменного резонанса.

Оценим долю поглощаемой энергии из лазерного импульса при резонансном механизме поглощения. Падающая мощность определяется вектором Пойнтинга (опять при падении под углом 45°)

$$W_0 = \frac{cE_0^2}{16\pi} \pi R^2.$$

Деля (23) на это выражение, получим (в атомных единицах)

$$\frac{W}{W_0} = \frac{\omega^3}{8\pi c} \left(\frac{dn_c}{dz} \right)^{-1}.$$

Здесь не присутствует интенсивность излучения и радиус фокусного пятна. Так как в атомных единицах $c = 137$, а типичная частота лазера составляет $1/20$ а.е., то отсюда следует оценка для характерной глубины пре-плазмы, где должна поддерживаться неизменной критическая концентрация электронов: $z \sim 2c/\omega \sim 0,3$ мкм, чтобы существенная часть лазерной энергии поглотилась на критической поверхности.

2.4. Циклотронный механизм ускорения электронов

Магнитная активность пикосекундной лазерной плазмы приводит к возникновению новых механизмов генерации быстрых электронов, обусловленных наличием столь сильных квазистатических магнитных полей независимо от механизма их возникновения. Такая возможность связана с наличием циклотронных резонансов при совпадении частоты лазерного излучения ω и частоты ларморовского вращения электронов $\Omega = eB_0/m_e c$ во внешнем постоянном магнитном поле с индукцией B_0 (здесь e , m_e — заряд и релятивистская масса электрона, c — скорость света). Действительно, типичная частота лазера ω составляет величину порядка $0,05$ а.е. и совпадает с циклотронной частотой при индукции $B_0 = 7$ а.е. ~ 100 МГс. Это значение индукции может оказаться заметно больше при учете релятивистского увеличения массы электрона, типичного при интенсивностях лазерного излучения порядка $10^{19} - 10^{20}$ Вт см $^{-2}$. Таким образом, генерация постоянного магнитного поля приводит к усилению взаимодействия лазерного излучения с плазмой. Ситуация здесь в определенной мере аналогична эффекту самофокусировки излучения, при которой изменение коэффициента преломления среды в поле лазерной волны влияет на ее распространение в среде.

Взаимодействие электрона с полем лазерной волны и постоянным магнитным полем \mathbf{B}_0 для общего релятивистского случая записывается в виде

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_0) \right\} \quad (24)$$

для электрона с импульсом \mathbf{p} и скоростью \mathbf{v} .

В случае циркулярной поляризации задача решается аналитически, тогда как для общего случая линейной поляризации задача сводится к системе нелинейных уравнений, решение которой возможно лишь численно. Особенностью решения этих уравнений является наличие резонансов между периодическим движением электрона в магнитном поле и его осцилляциями в поле лазерной

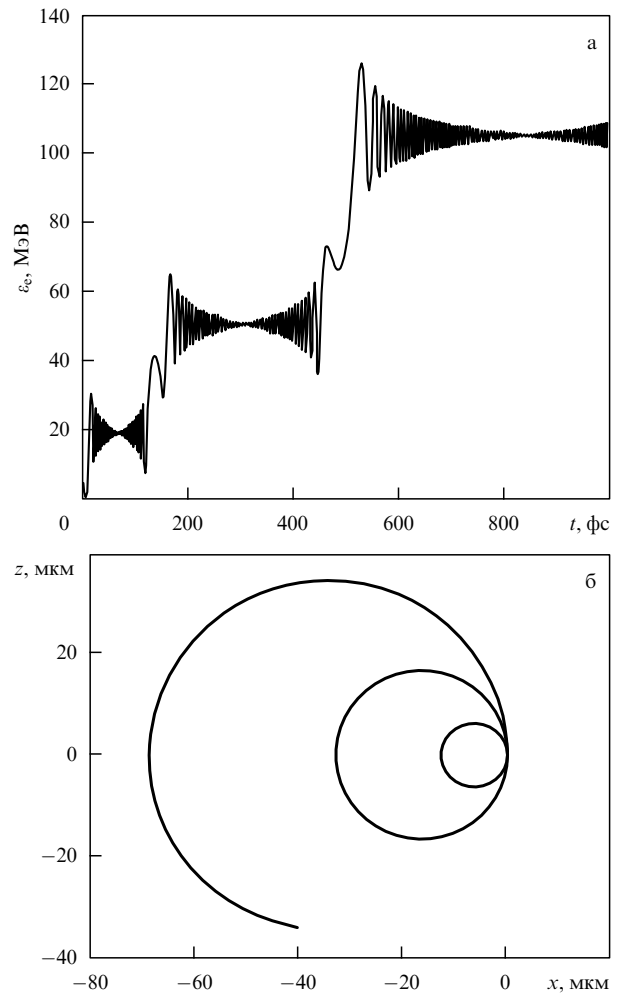


Рис. 2. Кинетическая энергия электрона (а) и его траектория (б) в линейно поляризованной лазерной волне и поперечном постоянном магнитном поле при интенсивности 10^{20} Вт см $^{-2}$ и $\Omega = \omega$.

волны. Это обстоятельство приводит к резким изменениям траектории движения и энергии электрона в определенные моменты времени.

На рисунке 2 представлены изменения кинетической энергии электрона (а) и его траектории (б) для движения с начальной нулевой скоростью в поле излучения интенсивностью 10^{20} Вт см $^{-2}$, частота которого находится в резонансе с циклотронной частотой [34]. Постоянное магнитное поле перпендикулярно поляризации лазерного излучения. Видно, что набор энергии электроном происходит за времена порядка сотен фемтосекунд, достигая значений порядка 100 МэВ.

В лекциях [35] теоретически исследовано ускорение электрона в поле циркулярно поляризованной лазерной волны, распространяющейся вдоль сильного магнитного поля. Показано, что релятивистский фактор электрона может возрастать на порядок величины при сильных интенсивностях лазерного излучения.

2.5. Ускорение электронов в кильватерной волне в докритической плазме

Обсудим еще один механизм ускорения электронов. В докритической части лазерной плазмы, созданной предимпульсами при падении мощного лазерного импульса

на поверхность твердого тела, приходящая позже основная часть лазерного импульса генерирует продольные плазменные колебания. Передача энергии от лазерного импульса к плазменной волне происходит следующим образом. Продольная пондеромоторная сила тянет электроны в направлении лазерного импульса. В том месте, где были электроны, образуется положительный заряд. В результате происходит временное разделение зарядов. Вытесненные электроны притягиваются к оставшимся неподвижными положительным ионам кулоновскими силами и движутся обратно. Таким образом, в докритической части плазмы возникают продольные плазменные волны, следующие за лазерным импульсом. Их фазовая скорость равна групповой скорости лазерного пучка волн. Такие волны называют кильватерными (wake fields). Свободные электроны частично захватываются кильватерной плазменной волной и движутся вместе с ней. Так как групповая скорость лазерного пучка волн

$$V = \frac{c}{\omega} \sqrt{\omega^2 - \omega_{\text{pl}}^2}$$

(ω_{pl} — электронная плазменная частота) близка к скорости света в вакууме c , то захваченные электроны приобретают продольную ультрарелятивистскую энергию.

Образованная кильватерная волна имеет короткое время жизни. На практике плазменная волна может поддерживать небольшое число захваченных электронов без потери своей волновой структуры. Ввиду большой интенсивности (при сверхсильном лазерном импульсе) она является нелинейной плазменной волной и разрушается из-за срыва гребня волны, подобно обычным гидродинамическим волнам большой высоты, уже после первой осцилляции. Этому способствуют также и интенсивные радиальные колебания электронов в поперечном электрическом поле лазерной волны. Так как срыв волны — быстрое (неадиабатическое) событие, то электроны сохраняют свою ультрарелятивистскую энергию и летят дальше, в область закритической плазмы.

Таким образом, плазменная волна не является периодической волной, а реализуется только ее первый период. Ускоренные электроны могут обогнать не только кильватерную плазменную волну, но и лазерный импульс. Оставшееся положительно заряженное облако атомарных ионов несколько притормаживает эти электроны.

Длина, на которой имеет место процесс ускорения электронов [36],

$$L = \frac{2c}{\omega_{\text{pl}}} \left(\frac{\omega}{\omega_{\text{pl}}} \right)^2,$$

т.е. она существенно превосходит плазменную длину волны, так как $\omega \gg \omega_{\text{pl}}$ в докритической части плазмы. Максимальная энергия ускоренных ультрарелятивистских электронов ограничена срывом плазменной волны [37]:

$$\varepsilon_{\text{max}} = 4mc^2 \left(\frac{\omega}{\omega_{\text{pl}}} \right)^2. \quad (25)$$

Максимальная напряженность поля в плазменной волне [36]

$$E_{\text{max}} = \frac{m\omega_{\text{pl}}c}{e}. \quad (26)$$

Возбуждение плазменной волны зависит от длительности лазерного импульса. Возбуждение, объясняемое изложенным выше механизмом, имеет место, когда длительность лазерного импульса меньше, чем период плазменной волны $2\pi/\omega_{\text{pl}}$. Для длинных лазерных импульсов процесс возбуждения кильватерных волн является совершенно иным: электромагнитная волна лазерного импульса распадается на плазменную волну и другую электромагнитную волну в процессе вынужденного комбинационного рассеяния.

Следует отметить, что большинство экспериментов по исследованию кильватерных волн оперируют не с твердотельными, а с газовыми мишенями, где вся плазма имеет докритическую плотность.

Детальные измерения электронных спектров при взаимодействии лазерных импульсов интенсивностью в диапазоне от 10^{18} до 2×10^{19} Вт см⁻² с газовым пучком (концентрация электронов от $1,5 \times 10^{18}$ до $1,5 \times 10^{20}$ см⁻³) были проведены в работе [38]. Лазерное излучение было линейно поляризовано, а длительность лазерного импульса составила 35 фс. Максимальная энергия электронов достигла 70 МэВ. Это согласуется с формулой (25). Энергия электронов увеличивается при уменьшении концентрации электронов, что также согласуется с (25), и при росте интенсивности лазерного импульса I (как $E_{\text{max}} \sim \sqrt{I}$). Последнее связано с прямым механизмом ускорения электронов в ультрарелятивистском пределе, рассмотренном выше.

В работе [39] титан-сапфировый лазерный импульс установки "Астра" (Великобритания) интенсивностью $5,5 \times 10^{19}$ Вт см⁻² и длительностью 50 фс взаимодействовал с газовым пучком атомов гелия. Реализовывался промежуточный режим, когда длительность лазерного импульса была сравнима с периодом плазменной волны. При концентрации электронов в пучке $7,5 \times 10^{18}$ см⁻³ наблюдался достаточно моноэнергетический пучок ультрарелятивистских электронов с энергией 60 МэВ (рис. 3), что согласуется с формулой (25).

Впрочем, на другой лазерной установке с интенсивностью излучения 5×10^{18} Вт см⁻² и длительностью 35 фс [40] при большей концентрации электронов (2×10^{19} см⁻³) в газовом пучке атомов гелия (атомы гелия полностью ионизируются в поле такой интенсивности) наблюдался достаточно монохроматический пучок ультрарелятивистских электронов с энергией 150 МэВ и шириной около 30 МэВ (рис. 4).

Помимо пондеромоторного механизма генерации плазменных волн, последние могут быть образованы путем прямого преобразования ультракоротких оптических лазерных импульсов с относительно небольшой интенсивностью (10^{15} Вт см⁻²) в терагерцевое излучение интенсивностью до 10^{19} Вт см⁻² [41].

Результаты симуляций методом частиц в ячейках [42] подтверждают продольное пондеромоторное ускорение электронов, необходимое для образования плазменной волны, а также показывают, что облако электронов представляет собой сгусток, движущийся вслед за лазерным импульсом. Конечно, присутствует также и поперечное пондеромоторное ускорение электронов, так что размер сгустка превышает радиус фокусировки лазерного луча [43]. Кроме того, захват электронов кильватерной волной имеет место только при концентрации электронов в докритической плазме плотностью, превышающей 10^{19} см⁻³. При меньших концентрациях элект-

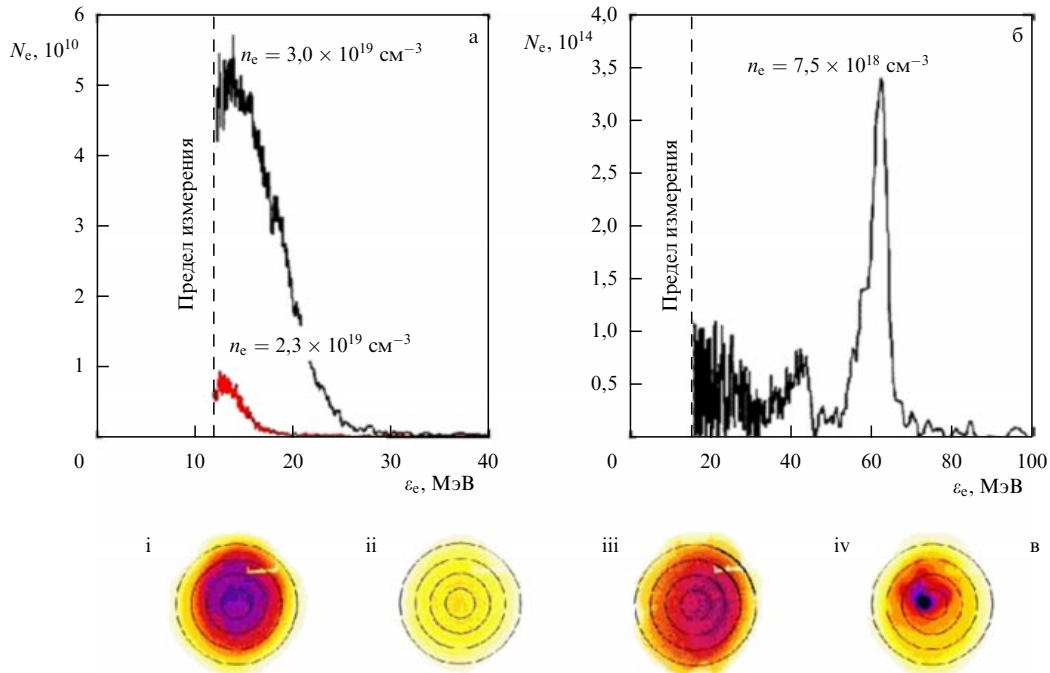


Рис. 3. Спектр электронов (а) при $n_e = 3,0 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $2,3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и (б) при $n_e = 7,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$; (в) результаты измерений расхождения пучков электронов для (i) $n_e = 3,0 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, (ii) $n_e = 1,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, (iii) $n_e = 3,0 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, (iv) $n_e = 1,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Интервал между кругами ~ 10 мрад. (N_e — число электронов на 1 МэВ энергии и на 1 ср телесного угла.)

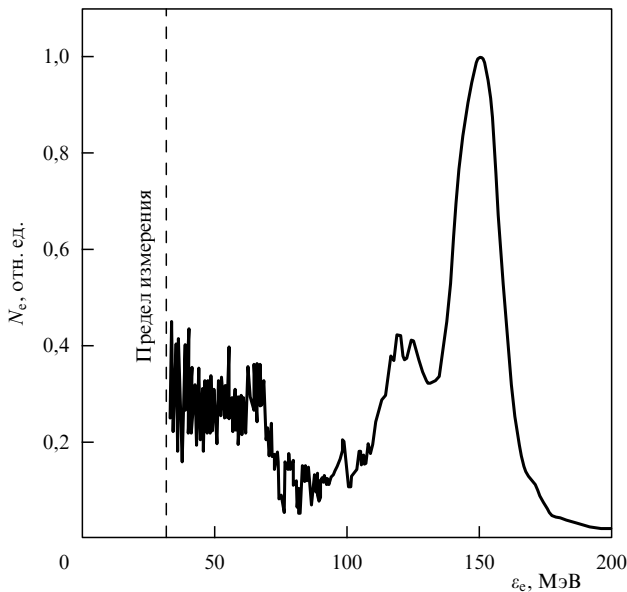


Рис. 4. Пример спектра электронов, полученного при плотности плазмы $n_e = 2,0 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, длительности лазерного импульса $\tau = 35$ фс и энергии в импульсе $E = 600$ мДж. (N_e — число электронов, распространяющихся в интервале относительной энергии $\Delta E/E$.)

роны в основном выталкиваются пондеромоторной силой в поперечном направлении по отношению к направлению лазерного пучка.

В сверхсильном лазерном поле ультрарелятивистские электроны порождают также γ -кванты и позитроны. Поле плазменной волны ускоряет позитроны сильнее, чем электроны [44].

Кильватерная плазменная волна может приводить также к укорочению лазерного импульса, создавшего эту волну. Это наблюдалось экспериментально в работе [45], где лазерный импульс с пиковой интенсивностью $3,2 \times 10^{18} \text{ Вт см}^{-2}$, облучавший газовый пучок атомов гелия, был укорочен с 38 до 10 фс с эффективностью по энергии в 20%. В условиях, когда длительность лазерного импульса меньше периода плазменной волны, продольная пондеромоторная сила уширяет спектр лазера и затем сжимает импульс. Частота лазера в передней части импульса сдвигается в красную часть спектра, а в задней части — в голубую. В результате вследствие дисперсии в плазменной среде задняя часть импульса движется быстрее, чем передняя, что и обеспечивает сжатие импульса.

Кильватерная волна является источником рентгеновского излучения. Электроны, захваченные кильватерной волной, колеблются в магнитном поле, созданном движущимся облаком ("пузырем") электронов — это не что иное, как бетатронные осцилляции. Согласно расчетам работы [46] излучение таких колеблющихся электронов имеет широкий спектр с максимальной энергией γ -квантов около 50 кэВ при интенсивности циркулярно поляризованного лазерного импульса $10^{20} \text{ Вт см}^{-2}$ и длительности 22 фс. При этом расходимость пучка γ -квантов оказывается достаточно малой — около 0,1 рад.

В экспериментах [47] лазерный импульс высокой интенсивности ($2,3 \times 10^{19} \text{ Вт см}^{-2}$) имел рекордно малую длительность — 23 фс. Облучалась газовая мишень с плотностью плазмы от 10^{19} до $1,4 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Было найдено, что электронные спектры являются двухтемпературными. Одна группа электронов имела температуру 2,5 МэВ, в то время как другая — 7,8 МэВ. Авторы объясняют это различными режимами срыва кильватерной волны. В одном случае срыв волны имеет место в

Таблица. Сравнение различных механизмов нагрева электронов в плотных средах

Механизм нагрева	Когда доминирует
Вынужденное обратное тормозное поглощение при рассеянии электронов на ионах	Интенсивности менее 10^{15} Вт см ⁻²
Продольное пондеромоторное ускорение электронов в скин-слое	Релятивистские интенсивности более 10^{19} Вт см ⁻²
Вакуумный нагрев	Высокий контраст, умеренные интенсивности, короткие импульсы
Резонансное поглощение лазерного излучения	Низкий контраст, длинные импульсы
Ускорение электронов в кильватерной волне	Газовые мишени, значительная область докритической плазмы, ультракороткие импульсы
Циклотронный механизм	Наличие внешнего постоянного магнитного поля
Бетатронный механизм	Вихревое электрическое поле, создаваемое изменяющимся магнитным потоком, пронизывающим орбиту электронов

однородной части плазмы, а в другом случае — на фронте ударной волны, созданной лазерным предимпульсом.

Теоретически рассмотрено ускорение электрона в кильватерной волне, возникающей при воздействии лазерного импульса на замагниченную плазму [48], а также вопросы устойчивости лазерного импульса по отношению к генерации плазменных волн вблизи верхней и нижнегибридной плазменных частот.

В заключение этого раздела представим таблицу, где перечислены рассмотренные механизмы нагрева электронов в плотных средах и указаны условия, в которых они доминируют.

3. Генерация быстрых протонов и ионов при взаимодействии сверхкоротких интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями

В предыдущем разделе обсуждались различные механизмы ускорения электронов при взаимодействии интенсивного лазерного импульса с твердотельными мишенями. Электроны могут лететь как вглубь мишени, так и от нее, т.е. навстречу лазерному импульсу. Кулоновское притяжение положительно заряженных атомарных ионов к электронам обуславливает возникающее направленное движение ионов. Эта тема является предметом рассмотрения настоящего раздела.

Обсудим сначала, как тормозится направленный поток быстрых электронов вглубь мишени, вызванный сверхсильным лазерным импульсом. Электроны в зависимости от их кинетической энергии могут либо полностью или частично тормозиться в веществе, либо свободно пролетать сквозь всю мишень. Основные потери быстрых электронов в мишени связаны со столкновительной ионизацией атомов мишени. Полагая, что энер-

гия электрона порядка 1 МэВ, а передача энергии при каждом акте ионизации атома не превышает 10–20 эВ, оценим потери энергии релятивистским электроном на единице длины его движения по формуле Бете – Блоха [49] (в атомных единицах)

$$\frac{d\varepsilon}{dz} = \frac{2\pi Z n_a}{c^2} \ln \frac{c^2}{2\pi n_a}. \quad (27)$$

Здесь и далее n_a — концентрация атомов мишени, c — скорость света. При уменьшении энергии электрона до нерелятивистских значений ионизационные потери сильно растут, так как в приведенной формуле (27) надо заменить скорость света c на меньшую скорость тормозящегося электрона $v < c$. Для быстрого электрона с энергией 1 МэВ при концентрации атомов мишени $n_a = 10^{23}$ см⁻³ из (27) получим, что длина пробега не превышает 1 мм. Поэтому фольги толщиной менее 1 мм можно считать заведомо полностью прозрачными для релятивистских электронов.

В более толстых мишенях нужно рассматривать только те электроны, которые летят с фронтальной поверхности мишени в докритической части плазмы навстречу лазерному пучку. Они приобретают поперечную по отношению к направлению распространения лазерного импульса пондеромоторную энергию, связанную с пространственным распределением лазерного пучка по фокусу. При наклонном падении лазерного пучка на мишень такие электроны имеют компоненту скорости, направленную от мишени. Но концентрация электронов в докритической части плазмы невелика, движение электронов не является узконаправленным, а их концентрация с удалением от поверхности мишени уменьшается достаточно плавно. Эти факторы уменьшают энергию электронов по сравнению с пондеромоторной оценкой. Соответственно уменьшается и энергия атомарных ионов, увлекаемых электронами кулоновской силой притяжения. Поэтому ниже мы сосредоточим внимание на фольгах.

Ускорение ионов в лазерной плазме, создаваемой фемто- и пикосекундными импульсами связано с появлением больших квазистатических электрических полей, создаваемых движением облака быстрых электронов при разделении зарядов. В настоящее время рассматриваются три механизма ускорения атомарных ионов электронами при воздействии лазерного импульса на фольги толщиной 1–100 мкм:

- 1) ускорение ионов с передней поверхности фольги навстречу лазерному импульсу (т.е. наружу мишени);
- 2) ускорение ионов с передней поверхности фольги вглубь ее;
- 3) ускорение ионов с тыльной поверхности фольги наружу.

Первый и второй механизмы присутствуют и в более толстых мишенях, приводя, в частности, к инициированию различных термоядерных реакций.

Ускорение ионов по первому и третьему механизму происходит следующим образом. В случае первого механизма направленный пучок электронов наружу передней поверхности фольги увлекает за собой атомарные ионы, возникающие вследствие полевой ионизации и находящиеся в скин-слое. В основном это касается наиболее легких ионов, т.е. протонов, которые образуются на поверхности фольги из адсорбированных оксидов. Мэв-ные

протоны с передней поверхности фольги летят навстречу лазерному импульсу. В случае третьего механизма протоны образуются на тыльной стороне фольги при ионизации квазистатическим электрическим полем разделения зарядов и вылетают с задней поверхности в виде пучка, который имеет более узкую направленность, чем электронный пучок, так как при кулоновском отталкивании друг от друга протоны расходятся гораздо слабее, чем электроны.

Если плазма имеет резкую границу, то характерное расстояние, на котором происходит разделение зарядов, — это длина Дебая. В нерелятивистском случае она составляет

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_e}{6\pi n_e e^2}}. \quad (28)$$

Эта длина определена через энергию электрона ϵ_e , так как понятие электронной температуры может отсутствовать при больших энергиях электронов и малых длительностях импульса. В релятивистском случае она имеет порядок величины скин-слоя:

$$L_D \sim \frac{c}{\omega_p}, \quad (29)$$

где ω_p — релятивистская плазменная частота (содержащая "тяжелую" массу электрона).

Электроны с кинетической энергией ϵ_e , вылетевшие на расстоянии порядка длины Дебая, образуют квазистатическое электрическое поле напряженностью

$$E_D = \frac{\epsilon_e}{eL_D}. \quad (30)$$

В релятивистских лазерных импульсах оно существенно превышает атомное электрическое поле. Формула (30) справедлива, если длина Дебая больше характерного размера неоднородности плазмы на передней стороне фольги. В противном случае в формуле (30) вместо длины Дебая должен стоять этот размер неоднородности.

Таким образом, механизмы ускорения ионов (обычно, протонов) определяются полями пространственного заряда, обусловленного движением быстрых электронов. Однако величины этих полей существенно различны на передней и задней (тыльной) стороне фольги. Как отмечалось выше, масштаб электрических полей определяется по порядку величины отношением энергии электрона к масштабу пространственной неоднородности плазмы. На передней стороне этот масштаб определяется, в основном, воздействием предимпульса и в типичных экспериментальных условиях характерный размер неоднородности концентрации электронов составляет десятки микрометров. Напротив, на тыльной стороне масштаб пространственного разделения определяется в соответствии с приведенной выше формулой (30), дебаевским радиусом, составляющим для тех же условий единицы микрометров. Это различие приводит, очевидно, к более эффективному ускорению на тыльной стороне поверхности фольги, причем напряженность электрического поля имеет порядок 10 ГВ см^{-1} , тогда как на передней поверхности ускорение и напряженность поля в несколько раз меньше.

Фольги можно подразделить на толстые и тонкие. В первом случае толщина фольги больше длины цуга

лазерного импульса $ct \sim 30 \text{ мкм}$ (для длительности лазерного импульса $\tau = 100 \text{ фс}$). Вылетевшие с тыльной стороны фольги электроны частично возвращаются обратно в мишень из-за самоиндуцированного ими электрического поля и далее не участвуют в процессе ускорения.

Наиболее перспективен второй случай, когда электроны колеблются в лазерном поле, проходя тонкую фольгу много раз туда и обратно [50]. В статье [50] методом частиц в ячейках исследовалась генерация протонов высокой энергии при взаимодействии короткого лазерного импульса с плотной плазмой, граничащей с докритической плазмой, возникающей от предимпульса. Рассчитано ускорение протонов в направлении лазерного импульса в докритической плазме. Имеет место также и эффект обратного движения электронов навстречу лазерному импульсу на задней стороне фольги.

В [50] показано, что максимальная энергия протонов растет с уменьшением толщины фольги из-за увеличения концентрации горячих электронов на тыльной стороне мишени. Скин-слой фактически отсутствует, не мешая прохождению лазерного цуга, так как сверхсильный релятивистский лазерный импульс значительно увеличивает толщину скин-слоя, выбрасывая электроны с оси лазерного пучка на периферию поперечной пондеромоторной силой. Максимальное преобразование лазерной энергии в энергию электронов достигается при длительности лазерного импульса $10-30 \text{ фс}$. При многократном проходе тонкой фольги туда и обратно электроны больше не приобретают энергию от лазерного поля, а наоборот, теряют ее из-за столкновений.

При втором механизме ускорения ионов (с передней поверхности фольги внутрь нее) ускоряющая напряженность поля определяется энергией электрона, приобретенной в результате пондеромоторного ускорения в докритической части плазмы или вакуумного нагрева в случае резкой границы фольги и вакуума (при наклонном падении лазерного импульса на поверхность фольги, см. предыдущий раздел). В нерелятивистском случае эта энергия (для линейно поляризованного поля)

$$\epsilon_e = \frac{e^2 E^2}{2m\omega^2}. \quad (31)$$

Деля ее на длину волны лазерного излучения c/ω (характерный размер неоднородности при резкой границе фольги и вакуума), получаем напряженность квазистатического ускоряющего поля

$$E_s = \frac{e^2 E^2}{2cm\omega}. \quad (32)$$

В релятивистском случае надо заменить в этой формуле массу электрона m на "тяжелую" массу

$$m \rightarrow m \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{eE}{mc\omega} \right)^2}. \quad (33)$$

Для ультрарелятивистских лазерных полей из этих оценок следует, что квазистатическое поле имеет тот же порядок величины, что и лазерное поле.

Протоны, подтягиваясь за электронами, приобретают такую же кинетическую энергию, что и электроны (а атомарные ионы с зарядом Z — в Z раз большую),

подобно тому, как это происходит для ионного звука в плазме. Конечно, такая ситуация возможна только в том случае, если время набора протонами кинетической энергии меньше длительности лазерного импульса. Это время (в атомных единицах) [50]

$$\tau_s = \frac{2\pi}{\omega_{pl}} \sqrt{\frac{M\omega c}{eE}}. \quad (34)$$

Здесь M — масса протона, E , как и выше, — напряженность электрического поля лазерной волны. При интенсивности титан-сапфирового лазерного излучения 10^{19} Вт см $^{-2}$ время τ_s составляет 90 фс. В противном случае величину набранной протоном кинетической энергии следует уменьшить в τ_s/τ раз, где τ — длительность лазерного импульса. Эти соображения справедливы как для второго, так и для третьего механизмов ускорения ионов.

Приведенное электростатическое поле ускоряет протоны внутрь мишени. Кроме того, в плотной фольге лазерный импульс "просверливает" вещество с образованием "вмятины". В результате глубина проникновения лазерного импульса в фольгу значительно возрастает по сравнению со стандартной глубиной скин-слоя. Максимальная энергия ионов в этом случае получается из простейших оценок импульса, приобретаемого ионом под воздействием пондеромоторной силы в закритической (по плотности) области [51]:

$$E_i^{\max} \approx 2\sqrt{2}aZmc^2, \quad (35)$$

где a — безразмерный параметр интенсивности поля.

Оценим эту максимальную энергию протонов, приобретаемую на передней стороне фольги (или для толстых мишеней). Предполагая, что большая часть лазерной энергии отражается от плотной плазмы, получим для давления лазерного импульса на мишень простое выражение $2I/c$. Это давление равно плотности потока импульса протонов $M_p v_p n_p$, где M_p — масса протона, v_p — его скорость, n_p — концентрация протонов (равная концентрации электронов n_e). Действительно, импульс электрона пренебрежимо мал по сравнению с импульсом протона. Указанная связь, конечно, выражает только закон сохранения потока импульса и не означает прямой передачи энергии от лазера к протонам: как уже упоминалось выше, энергия лазера передается протонам (или атомарным ионам) через электроны. Таким образом, для кинетической энергии протона E_p имеем

$$E_p = \frac{I}{n_e c}.$$

Передача импульса происходит на критической поверхности лазерной плазмы, где $n_e = m\gamma\omega^2/4\pi e^2$. В релятивистском случае здесь мы заменили массу электрона на "тяжелую" массу $m \rightarrow m\gamma$; $\gamma = \sqrt{1+a^2/2}$. Вводя, как и выше, безразмерную амплитуду векторного потенциала $a = eE/m\omega c$, находим $E_p = mc^2 a^2/2\gamma$. В частности, в ультрарелятивистском пределе отсюда получим $E_p = mc^2 a/\sqrt{2}$.

Однако эта энергия протона не является максимальной. При сверхсильной интенсивности лазерного поля скорость протона v_p превышает скорость ионного звука. Таким образом, критическая поверхность плазмы дви-

жется вдоль направления лазерного импульса со скоростью v_p , представляя собой ударную волну. Протоны, прошедшие сквозь эту волну, могут изменить направление своей скорости v_p на противоположное под действием кулоновских сил со стороны электронов, стремящихся сохранить электронейтральность плазмы. Попадая назад на критическую поверхность и упруго отражаясь от нее в направлении распространения лазерного импульса, протоны приобретают скорость $2v_p$. Следовательно, максимальная энергия протона в 4 раза превышает приведенное выше значение. Окончательно в ультрарелятивистском пределе получим энергию протонов, движущихся в направлении распространения лазерного импульса, в виде

$$E_p = 2\sqrt{2}mc^2 a.$$

Как следует из рассмотренных выше трех механизмов, наибольшее ускорение ионов достигается на тыльной стороне фольг.

Эти выводы подтверждаются детальными экспериментальными исследованиями механизмов ускорения протонов [52], выполненных на петаваттной лазерной установке в Ливерморской национальной лаборатории (США) при длительностях импульса от 0,5 до 5,0 пс и релятивистской интенсивности вплоть до 3×10^{20} Вт см $^{-2}$. Облучались как толстые твердотельные мишени из Au толщиной ~ 1 мм, так и тонкие твердотельные мишени из Au и CH толщиной 50–125 мкм. Измерялись энергетические спектры и угловые распределения электронов и фотонов. Около 40–50 % лазерной энергии преобразуется в широко расходящийся пучок горячих электронов. Наблюдалось около 3×10^{13} протонов с энергиями в несколько десятков мегаэлектронвольт, суммарная энергия которых составляла ~ 6 % от энергии лазерного импульса для фольг из Au и CH толщиной 50–125 мкм. Максимальная энергия протонов составляла 55 МэВ. Протоны вылетали с тыльной стороны фольги. Расходимость протонного пучка оказалась весьма малой, причем угол расходимости пучка уменьшался с ростом энергии протонов. Эмиссия протонов с передней стороны фольги значительно слабее, чем с задней, и не представляет собой узко направленного пучка. Горячие электроны образуют дебаевский слой, в котором напряженность электростатического поля составляет несколько мегавольт на микрометр. Это поле эффективно ускоряет протоны.

Для подтверждения приведенных выводов об эффективности ускорения протонов именно с обратной стороны фольги важно отметить два экспериментально зарегистрированных обстоятельства: 1) ускоренные протоны вылетают всегда перпендикулярно задней поверхности фольги независимо от геометрии падения лазерного луча; 2) протоны регистрировались даже для фольги из золота, где они могут появляться только из молекулярных соединений, адсорбированных на задней стороне мишени, поскольку передняя сторона полностью очищена от этих соединений мощным слоем пре-плазмы. Полученные экспериментальные энергетические спектры ускоренных протонов в целом достаточно хорошо коррелируют с описанным механизмом их ускорения.

Авторы работы [53] наблюдали протоны с максимальной энергией 30 МэВ при взаимодействии лазерных импульсов интенсивностью $\leq 5 \times 10^{19}$ Вт см $^{-2}$ с твердо-

тельной плазмой, образованной на поверхности тонкой алюминиевой фольги толщиной 125 мкм. На задней стороне мишени наблюдалось около 10^{12} протонов с энергией, превышающей 2 МэВ. Измерялась угловая расходимость протонного пучка. Аналогичные измерения проводились для протонов, вылетающих с передней стороны фольги. Исходя из результатов измерений с помощью активационных и трековых детекторов авторы работы [53] сделали вывод, что протоны, вылетающие с задней поверхности фольги, образуются на ее передней поверхности. Они отклоняются сильными магнитными полями внутри плазмы; эти поля создаются потоком быстрых электронов, генерируемых лазерными импульсами. Эксперименты, описанные в работе [53], позволяют сделать вывод, что наблюдаемые термоядерные реакции обязаны эффектам плазменных потоков. Из результатов измерений энергий ионов также следует, что неустойчивость Вайбеля отсутствует в данном эксперименте. Однако диффузия магнитных полей внутри мишени сглаживает большие неоднородности раньше, чем протоны проходят замагниченную область. Такие неустойчивости в потоках электронов могут существовать только в малой области вблизи передней поверхности фольги.

Из экспериментов [53] следует, что имеются две различные компоненты высокоэнергетических протонов и других ионов, ускоренных на передней поверхности фольги внутри плазменного облака. Протоны с меньшей энергией образуются в течение многих пикосекунд после окончания лазерного импульса, когда плазменное облако отрывается; на них сильно влияют магнитные поля, генерируемые в плазменном облаке.

Высокоэнергетическая часть энергетического спектра протонов, наблюдаемая как с передней, так и с задней поверхности фольги, первоначально ускоряется в течение лазерного импульса. Мощные электростатические поля, генерируемые из-за продольного пондеромоторного разделения зарядов в скин-слое, и интенсивная генерация продольных плазменных волн в пре-плазме обуславливают начальное ускорение как протонов, так и тяжелых ионов. Последующее ускорение вызвано электростатическими полями, генерируемыми быстрыми электронами, вылетающими из области взаимодействия.

Авторы работы [54] облучали тонкую фольгу из Al толщиной 1,8 мкм субпикосекундным лазерным импульсом с высоким контрастом $K \cong 10^7$ при максимальной интенсивности лазерного излучения 3×10^{18} Вт см⁻². Ускорение электронов внутри фольги обусловлено механизмом вакуумного нагрева (см. предыдущий раздел). Вследствие разделения зарядов появляется ускоряющая напряженность электрического поля порядка 10^{10} В см⁻¹. Авторы работы [54] сделали вывод, что протоны, возникающие от примесей на передней стороне фольги, ускоряются внутрь нее и выходят с тыльной стороны фольги перпендикулярно ее поверхности. Пучок протонов с энергией около 1,5 МэВ распространяется в конусе с углом раствора $40 \pm 10^\circ$. Максимальная энергия протонов объясняется ускорением электростатическим полем из-за пространственного разделения зарядов вследствие вакуумного нагрева. Предполагается, что, когда лазерный импульс высокой интенсивности попадает на поверхность мишени, он создает пре-плазму и в ней начинаются продольные колебания электронов, вызываемые осциллирующей магнитной частью

силы Лоренца $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Вблизи поверхности мишени эти электроны вылетают из мишени и влетают в нее обратно. Это происходит дважды за период лазерного поля. Внутри мишени сила Лоренца быстро затухает. Возвращающиеся электроны ускоряются в докритической части плазмы электрическим полем лазерной волны и передают эту энергию внутрь мишени, двигаясь с релятивистскими скоростями. Таким образом, формируется поток высокоэнергетических электронов, имеющий небольшую концентрацию.

При облучении твердотельных мишеней из Pb толщиной 2 мм и Al толщиной 125 мкм сфокусированным лазерным импульсом интенсивностью 5×10^{19} Вт см⁻² наблюдались тяжелые ионы свинца с энергиями до $430 \pm \pm 40$ МэВ [55]. В энергетическом спектре ионов (рис. 5) регистрировалась высокоэнергетическая компонента, возникающая от ускорения электростатическим полем разделения зарядов. Наблюдалась также и низкоэнергетическая компонента, формирующая кольцо, созданное магнитными полями в оторвавшейся нагретой плазме.

На рисунке 6 представлен спектр протонов, имеющий пики и плато при энергиях свыше 4 МэВ [55].

В экспериментальной работе [56] лазерным импульсом облучалась СН-фольга толщиной 100 мкм при пиковой интенсивности лазерного импульса 3×10^{20} Вт см⁻². Найдено, что 12 % лазерной энергии передается 2×10^{13} протонам с энергией более > 10 МэВ. Энергетический спектр протонов на оси пучка резко обрывается при энергии протона 58 МэВ. При удалении от оси энергия протонов убывает.

В верхней части рис. 7 представлен спектр протонов [56], полученный при нормальном падении лазерного импульса на СН-мишень; внизу — спектр протонов, зарегистрированный с использованием магнитного спектрометра вдоль оси и при 45° . Наблюдалась термоядерные реакции, инициированные протонами. Авторы работы [56] сделали вывод, что световое давление на передней поверхности мишени, в области фокусного пятна лазера не может генерировать регистрируемые ионы из-за четкой уверенности, что протоны излучаются с задней поверхности мишени. Поток протонов из мишеней в форме пластинок золота оказывается больше, чем из адсорбированных слоев в фокальной

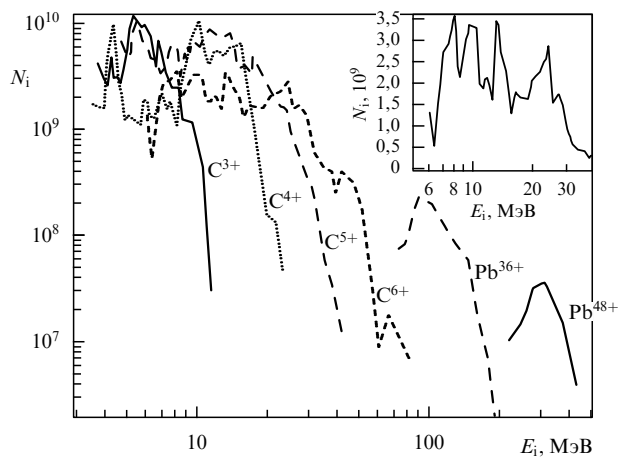


Рис. 5. Спектры ионов углерода и свинца, полученные в эксперименте [55]. Спектр ионов C^{6+} в линейном масштабе представлен на вставке. (N_i — число ионов на 1 МэВ энергии и 1 ср телесного угла.)

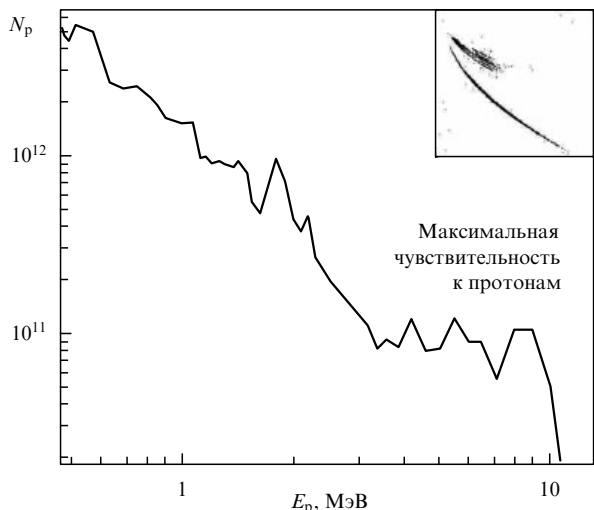


Рис. 6. Спектр протонов, имеющий пики и плато при энергиях свыше 4 МэВ. Данные, полученные с использованием параболы Томсона, представлены на вставке. (N_p — число протонов на 1 МэВ энергии и 1 ср телесного угла.)

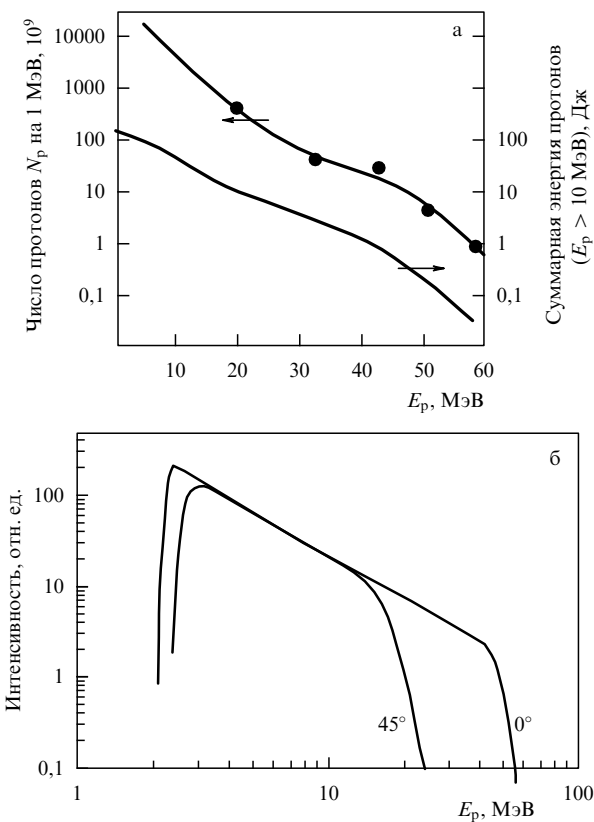


Рис. 7. (а) Спектр протонов, полученный при нормальном падении лазерного импульса с энергией 432 Дж на 100 мкм СН-мишень. (б) Спектр протонов, зарегистрированный с использованием магнитного спектрометра вдоль оси и под углом 45°.

плоскости. В любом случае предимпульс производил бы очистку поверхности.

В теоретической статье [51] методом частиц в ячейках выполнены трехмерные расчеты ускорения ионов при облучении фольги лазерным импульсом интенсивностью 10^{19} Вт см⁻². На передней стороне фольги

продольная пондеромоторная сила втягивает электроны внутрь фольги, создавая электрическое поле вследствие разделения зарядов. Это поле ускоряет атомарные ионы. На тыльной стороне фольги ионы ускоряются пространственным зарядом горячих электронов, вылетающих в вакуум [52]. Найдено, что магнитные поля, генерируемые пучком электронов в закритической плазме, заметно влияют на само движение электронного пучка. Быстрые ионы вылетают с задней поверхности в узком конусе, что согласуется с экспериментами [55], обсуждавшимися выше.

Результаты расчетов работы [57] подтверждают механизм, в котором горячие электроны, образованные на передней стороне фольги, пролетают фольгу насквозь и на ее тыльной поверхности ионизируют слой водорода. Мощный предимпульс петаваттного лазера создает большую область плазмы перед поверхностью фольги. Облако электронов с энергиями от 1 до 10 МэВ образуется, как только основной импульс достигает мишени. Оно тянет за собой протоны как с передней, так и с задней поверхности фольги. Протоны с задней поверхности фольги ускоряются сильнее из-за более резкого градиента плотности плазмы и, кроме того, эти протоны летят более узконаправленным пучком, чем с передней поверхности. Конечно, мишень не должна быть слишком тонкой, чтобы предимпульс не достигал ее задней поверхности. Однако мишень не должна быть и слишком толстой, чтобы электроны не тормозились в ней. Горячие электроны должны образовываться менее чем за 1 пс, чтобы предотвратить увеличение плазменного слоя на тыльной поверхности фольги из-за нагрева вещества. Ускорение протонов согласно работе [57] происходит менее чем за 10 пс на расстоянии порядка 10 мкм от тыльной поверхности фольги. Таким образом, образованные протоны ускоряются облаком вылетевших из фольги горячих электронов до энергий в десять и более мегаэлектронвольт на длине порядка десятка микрометров.

Авторы работы [58] измеряли энергетическое и угловое распределение протонов, испущенных с тыльной стороны пластиковой фольги при ее облучении интенсивным лазерным импульсом. Для мишени толщиной 5 мкм наблюдалось $1,8 \times 10^9$ протонов с энергией 3 МэВ. При этом возникало сильное тороидальное магнитное поле за тыльной поверхностью мишени, отклоняющее протоны и приводящее к кольцевой структуре эмиссии протонов.

В статье [59] обсуждается зависимость энергии протонов от интенсивности лазерного излучения при облучении тонкой пластиковой фольги сверхсильным фемтосекундным лазерным импульсом. Экспериментально показано, что более высокоэнергичные протоны испускаются в направлении распространения лазерного импульса, нежели в обратную сторону. Максимальная энергия протонов зависит от интенсивности лазерного излучения I как $I^{0,5}$, вплоть до 2 МэВ при $I = 10^{18}$ Вт см⁻².

В работе [7] представлены экспериментальные данные по генерации быстрых ионов в лазерной пикосекундной плазме при интенсивности лазерного излучения 2×10^{18} Вт см⁻². Результаты получены на основе измерений доплеровских спектров водородоподобных ионов фтора. Важной особенностью энергетического распределения быстрых ионов фтора является медленный спад энергии ионов вплоть до 1,4 МэВ. На рисунке 8 пред-

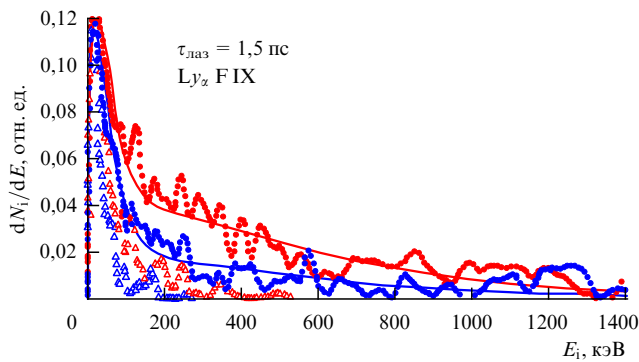


Рис. 8. Распределение быстрых ионов фтора по энергии по результатам измерения контура линии Ly_α иона F IX. Верхняя кривая — ионы, движущиеся к мишени, нижняя кривая — ионы, летящие от мишени.

ставлено распределение быстрых ионов фтора по энергии по результатам измерения контура линии Ly_α иона F IX. Сплошные кривые рассчитаны по зависимости

$$\frac{dN}{dE} \sim \exp \left[-\frac{M(v - v_0)^2}{2T_{\text{fast}}} \right], \quad (36)$$

где v — скорость иона в направлении наблюдения, $Mv_0^2/2 = 25$ кэВ, температура быстрых ионов фтора $T_{\text{fast}} = 350$ кэВ.

Кроме этого, по красному смещению доплеровского профиля линии Ly_α обнаружено направленное движение быстрых ионов вглубь мишени. В работе [7] проведены также теоретические оценки параметров энергетического распределения ионов фтора.

Следует отметить, что направленное движение быстрых ионов вглубь мишени может приводить к инициированию различных ядерных реакций в ней. Так, в работе [60] детально проанализирован механизм генерации нейтронов при торможении быстрого дейтрона в среде, содержащей дейтерий.

В статье [61] излагаются результаты экспериментов, выполненных на 100-тераваттной лазерной установке лаборатории LULI (Франция). Подбирая геометрию тыльной поверхности мишени, удавалось сильно изменять форму и качество протонного пучка в целях его применения для радиографии.

Влияние градиента плотности плазмы на образование МэВ-ных протонов из тонких фольг, облучаемых лазером с излучением интенсивностью 5×10^{19} Вт см $^{-2}$, обсуждается в работе [62]. В отсутствие плазмы протоны с энергией более 20 МэВ образуют хвост экспоненциального энергетического спектра с температурой 2,5 МэВ. Когда на задней стороне фольги образуется плазменный слой толщиной 100 мкм, максимальная энергия протонов уменьшается до 5 МэВ, а пучок заметно рассеивается. Экспериментальные результаты согласуются с представлением об электростатическом механизме, который требует ультратонкой области плазмы на задней стороне мишени. Максимальная энергия протонов и эффективность ускорения сильно зависят от существования большого градиента плотности плазмы на задней поверхности мишени. Данные эксперимента полностью согласуются с механизмом электростатического ускорения и с расчетами методом частиц в ячейках. Этот вывод

представляется важным, так как он прямо демонстрирует, что манипуляции на задней поверхности тонкой мишени могут существенно изменить энергию и пространственное распределение протонов. Такие манипуляции при возможных применениях протонного пучка могут быть использованы для его концентрации в узкой заданной области энергий.

В следующей статье той же группы [63] экспериментально исследовалась энергия протонов в зависимости от толщины мишени. Фольги облучались лазером длительностью 100 фс с пиковой интенсивностью более 1×10^{20} Вт см $^{-2}$ и высоким контрастом 10^{10} . При толщине фольги 100 мкм энергетический спектр протонов характеризовался температурой 1,4 МэВ и максимальной энергией 6,5 МэВ. Когда толщина мишени уменьшалась до 3 мкм, температура протонов возрастала до $3,2 \pm 0,3$ МэВ, а максимальная энергия протонов — до 24 МэВ. Этот результат также находится в согласии с изложенным выше механизмом усиленной генерации МэВ-ных электронов для ультратонких фольг.

На рисунке 9 представлена зависимость максимальной энергии протонов от толщины мишени, полученная из экспериментов [63] и 2D PIC расчетов.

В работе [64] экспериментально исследовались низко- и высокоэнергетические части протонных спектров при взаимодействии сверхсильных лазерных импульсов с тонкими фольгами. Одна часть высокоэнергетических протонов ассоциируется с протонным источником на передней поверхности фольги и имеет характерную кольцеобразную структуру. Другая часть протонного пучка возникает на тыльной стороне фольги и имеет очень малый угол расходимости. Наблюдались также и низкоэнергетические протоны с большим углом расходимости.

Процесс ускорения ионов на тыльной стороне фольг удивительно хорошо описывается моделью разлета плазмы в вакуум [65–67]. Этот процесс можно описать качественно одномерной моделью разлета плазмы в вакуум. В основе этой модели лежит представление о том, что плотность электронов подчиняется стандартному распределению Больцмана с некоторой эффектив-

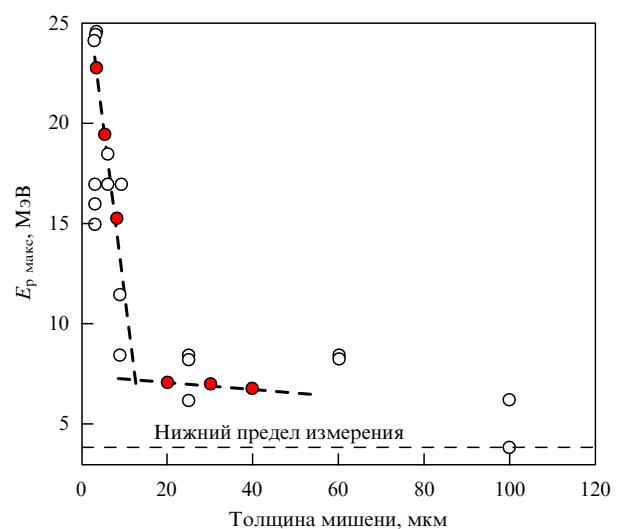


Рис. 9. Зависимость максимальной энергии протонов от толщины мишени, полученная из экспериментов (o) и 2D PIC расчетов (•).

ной температурой T_e . Движение ионов описывается стандартными одномерными гидродинамическими уравнениями непрерывности и движения для скорости иона v_i и концентрации ионов n_i (p — давление)

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_i}{\partial z} &= 0, \\ n_i \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial z} = -c_s^2 \frac{\partial n_i}{\partial z}, \\ c_s &= \sqrt{\frac{Z T_e}{M_i}}. \end{aligned} \quad (37)$$

Величина c_s представляет собой скорость ионного звука, Z — заряд иона, M_i — его масса. Решение этих уравнений приводит к простому закону изменения ионной скорости со временем $v_i = c_s + z/t$. Оно отвечает движению фронта плазмы со звуковой скоростью. Для концентрации решение имеет также простой вид

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{v_i}{c_s}\right),$$

где значение n_{i0} соответствует $v_i = 0$, т.е. невозмущенному электронному дебаевскому радиусу $L_{D0} = \sqrt{T_e/4\pi Z n_i}$. Из этого выражения для концентрации ионов можно получить значение текущего локального дебаевского радиуса

$$L_D = L_{D0} \exp\left(\frac{v_i}{2c_s}\right).$$

Вместе с тем, $L_D = c_s t$. Таким образом,

$$v_i = 2c_s \ln(\omega_{pi} t).$$

Здесь ω_{pi} — плазменная частота ионов. Она равна

$$\frac{c_s}{L_{D0}} = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi M_i n_i}}.$$

Для максимальной энергии иона за время лазерного импульса $t = \tau$ отсюда находим характерную энергию, приобретаемую ионами [65, 67, 68]:

$$E_i^{\max} = 2Z T_e \ln^2(\omega_{pi} \tau). \quad (38)$$

Ускоряющее электрическое поле E на фронте ионного импульса, разлетающегося в вакуум, имеет характерный масштаб

$$E = \frac{T_e}{ec_s t} = \frac{T_e}{eL_D}, \quad (39)$$

т.е. определяется локальным размером неоднородности разлетающейся плазмы.

В типичных условиях экспериментов с мощными фемтосекундными импульсами количество ускоренных за импульс протонов составляет величину порядка 10^{13} .

Изложенная модель ускорения с рядом модификаций находится, как уже отмечалось, в очень хорошем соответствии с экспериментами [67, 69, 70].

В работе [69] исследовалось влияние лазерного предимпульса, вызванного усиленным спонтанным излучением, на ускорение протонов при облучении лазером тонких фольг. Авторы этой работы показывают, как подобрать длительность предимпульса и оптимальное значение толщины фольги для достижения максималь-

ной энергии протонного пучка. Для ультратонких фольг предимпульс формирует плазму на тыльной стороне фольги, и в этом случае протоны ускоряются на передней стороне фольги до относительно небольших энергий.

В работе [71] измерялась степень ламинарности протонных пучков при облучении сверхсильным лазерным импульсом тонких металлических фольг. Найдено, что эта степень примерно в 10^4 раз лучше, чем в обычных ионных пучках от ускорителей. Ламинарность пучка нарушается только слабыми столкновениями с быстрыми электронами. При энергии протонов выше 10 МэВ измеренный поперечный размер протонного пучка на тыльной поверхности мишени не превышал 10 мкм. Авторы статьи [71] указывают на то, что уменьшение расходимости протонного пучка с увеличением энергии протонов связано с уменьшением эмитирующей зоны протонов на тыльной поверхности мишени, а не с отклонением магнитным полем [53, 58, 64]. Как отмечают авторы работы [71], интерпретация появления кольцевых структур из-за магнитных полей, данная в статьях [53, 58, 64], некорректна.

В статье [72] изложены результаты эксперимента по исследованию зависимости ускорения протонов от длительности лазерного импульса и его интенсивности при облучении медной фольги толщиной 5 мкм. Интенсивность варьировалась от $8,5 \times 10^{17}$ до $1,1 \times 10^{19}$ Вт см $^{-2}$, а длительность импульса — от 55 до 400 фс. Найдено, что максимальная энергия протонов растет при увеличении длительности импульса и фиксированном значении интенсивности лазерного излучения, а также при увеличении интенсивности лазерного излучения и фиксированном значении длительности импульса.

На рисунке 10 представлены энергетические спектры протонов [72] для различных значений длительности лазерного импульса при постоянной энергии импульса и при постоянной интенсивности лазерного импульса, а также зависимость максимальной энергии протонов от длительности лазерного импульса $\tau_{\text{лаз}}$.

В работе [73] методом частиц в ячейках исследовалось ускорение протонов при взаимодействии сверхсильных лазерных импульсов с фольгами различной толщины. При интенсивности порядка 10^{20} Вт см $^{-2}$ максимальные энергии протонов достигаются вследствие релятивистской прозрачности нагретой тонкой фольги.

В фундаментальной работе [68] изложены результаты измерений энергетических спектров протонов с передней и тыльной сторон металлической фольги при облучении лазером интенсивностью $\sim (1-6) \times 10^{19}$ Вт см $^{-2}$. Подтверждены ранее сделанные выводы, что ускорение протонов с тыльной стороны фольги приводит к более высокоэнергетическим и более плотным пучкам протонов с малой расходимостью, нежели ускорение с передней стороны фольги. В этой же работе впервые представлено прямое и количественное сравнение механизмов ускорения с передней и тыльной стороны тонкой фольги при одинаковых условиях лазерного воздействия. Авторы статьи [68] отмечают, что в работах [53] и [64] сделан неправильный вывод, что протоны с максимальной энергией образуются с передней стороны фольги.

В статье [67] авторами работы [68] проведена оптимизация для максимальной энергии ускоряемых протонов в зависимости от толщины облучаемой алюминиевой фольги (мишени), интенсивности (энергии) лазерных импульсов и их длительности.

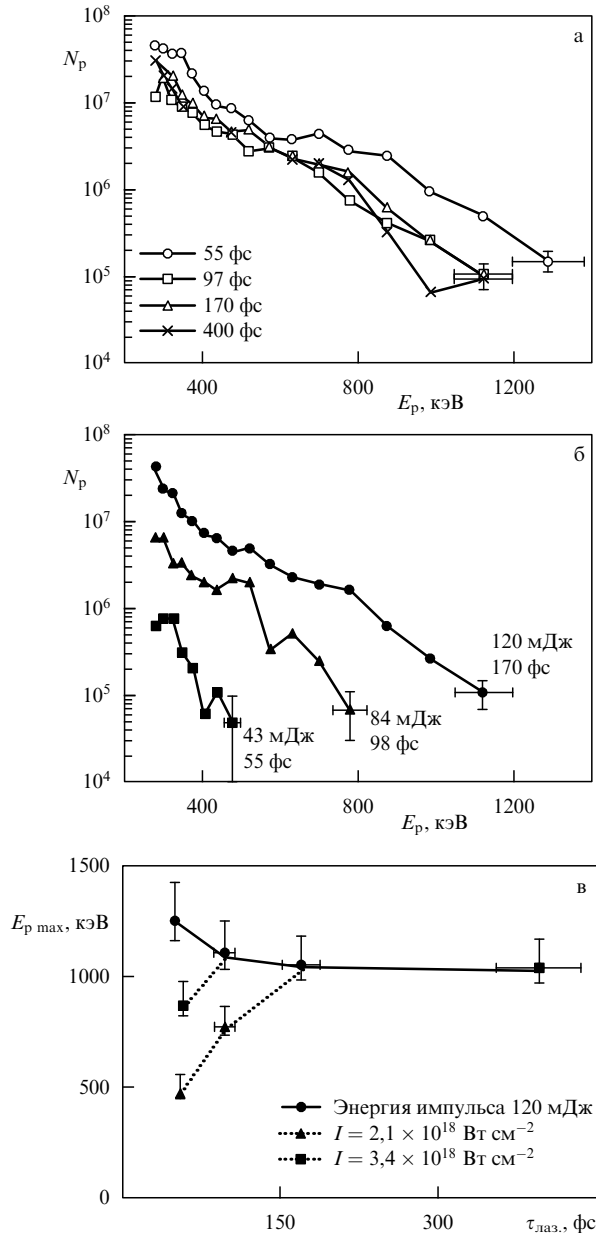


Рис. 10. Энергетические спектры протонов: (а) для различных значений длительности лазерного импульса при постоянной энергии импульса, равной 120 мДж, (б) для постоянной интенсивности лазерного импульса $2,1 \times 10^{18}$ Вт см $^{-2}$; (в) зависимость $E_{p,max}$ от $\tau_{лаз}$. Круги — данные для постоянной энергии, а треугольники и квадраты — для постоянной интенсивности лазерного импульса.

На рисунке 11 представлена зависимость максимальной энергии протонов [67], ускоряемых в лазерном импульсе длительностью 320 фс и интенсивностью 4×10^{19} Вт см $^{-2}$, от толщины мишени из алюминиевой фольги.

Видно, что существует оптимальная толщина, отвечающая максимальной эффективности ускорения. При меньших толщинах ударная волна, создаваемая лазерным предимпульсом, существенно разрушает структуру обратной поверхности мишени, препятствуя тем самым образованию однородного ускоряющего слоя пространственного заряда. При больших толщинах образование такого слоя также затруднено вследствие торможения электронов в среде.

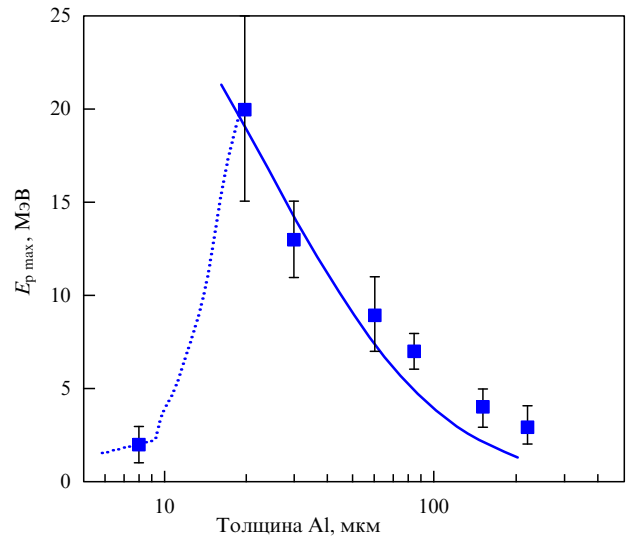


Рис. 11. Зависимость максимальной энергии протонов, ускоряемых в лазерном импульсе длительностью 320 фс и интенсивностью 4×10^{19} Вт см $^{-2}$, от толщины мишени из алюминиевой фольги. Сплошная кривая — гидродинамический расчет, пунктир — ход экспериментальных данных, обозначенных квадратами.

Энергия ускоряемых протонов существенно возрастает при увеличении длительности лазерного импульса (при той же его интенсивности). Эта тенденция демонстрируется рис. 12 для трех различных интенсивностей лазерных импульсов. Энергия лазерных импульсов увеличивалась с ростом длительности импульса с тем, чтобы в каждой группе экспериментальных точек поддерживалась постоянная интенсивность. В целом, приведенные результаты свидетельствуют о возможности оптимизации энергии ускоряемых ионов, хотя такая оптимизация связана с определенной длительностью импульсов и их контрастами.

Авторы недавней работы [70] увеличили область энергий и интенсивностей лазеров для наблюдения протонных спектров до 400 Дж и 6×10^{20} Вт см $^{-2}$

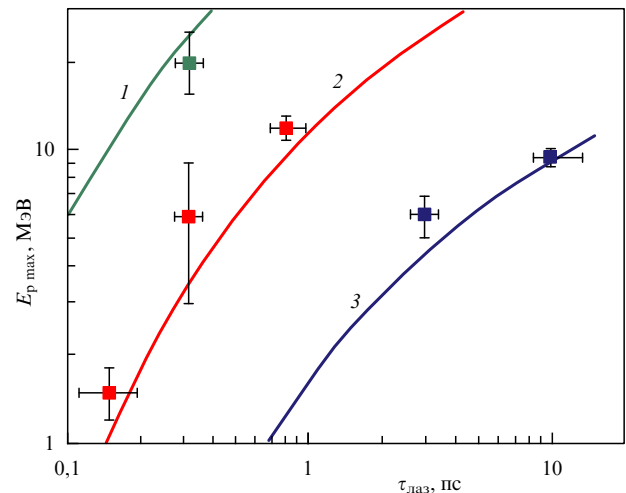


Рис. 12. Зависимость максимальной энергии ускоренных протонов от длительности лазерных импульсов при трех различных интенсивностях излучения: 1 — 6×10^{19} Вт см $^{-2}$, 2 — 1×10^{19} Вт см $^{-2}$, 3 — 2×10^{18} Вт см $^{-2}$. Сплошные кривые — гидродинамический расчет.

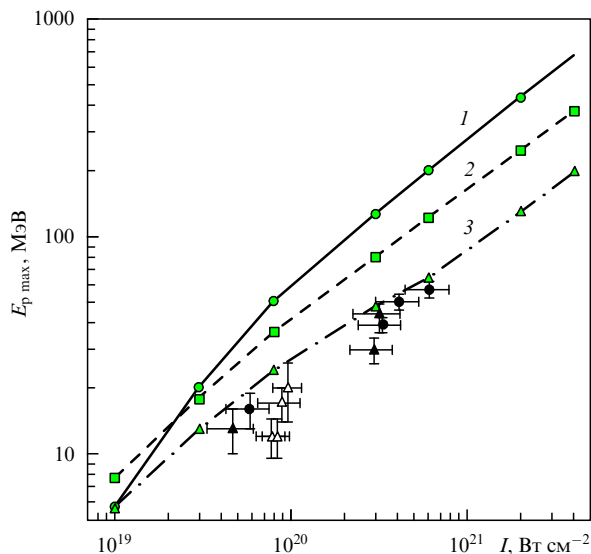


Рис. 13. Зависимости максимальной энергии протонов от интенсивности лазерного излучения, полученные с использованием изотермической модели (1), двухфазной модели (2) и двухфазной с трехмерными эффектами (3). Экспериментальные точки \bullet и \blacktriangle соответствуют мишеням из Al толщиной 10 и 25 мкм при длительности импульса 1 пс, \triangle — мишени из Al толщиной 25 мкм при переменной длительности импульса.

соответственно. Было обнаружено, что энергия протонов растет медленнее, чем предсказывалось ранее (рис. 13). Два основных параметра — максимальная энергия протонов и эффективность преобразования лазерной энергии в энергию протонов — исследовались в зависимости от различных параметров лазерного излучения. Максимальная энергия протонов измерялась в зависимости от интенсивности лазерного излучения в диапазоне от 4×10^{19} до 6×10^{20} Вт см $^{-2}$ для мишеней из алюминия толщиной от 10 до 25 мкм. Длительность импульса удерживалась фиксированной и равной 1 пс, а энергия лазера и, следовательно, интенсивность изменялись. Максимальная энергия протонов E_p изменялась от 10 до 55 МэВ. Был найден простой степенной закон зависимости этой энергии от интенсивности I : $E_p \sim I^b$, где $b = 0,5 \pm 0,1$. Таким образом, максимальная протонная энергия пропорциональна температуре быстрых электронов, которая изменяется, как ультрарелятивистский пондеромоторный потенциал $(I\lambda^2)^{1/2}$. Как и в большинстве предыдущих экспериментов, на передней поверхности мишени образовывалась пре-плазма из-за того, что лазерный предимпульс небольшой интенсивности достигал мишени раньше основного импульса.

В статье [74] проведено двумерное и трехмерное численное моделирование генерации быстрых ионов при воздействии мощных лазерных импульсов ультракороткой длительности на слоистые мишени различной плотности и толщины с помощью метода частиц в ячейках. Целью расчетов являлось нахождение оптимальной мишени для получения ионов с максимальной энергией при заданной энергии лазерного импульса. Расчеты выполнены для рекордных на сегодняшний день интенсивностей излучения лазера.

Близки к теме данного раздела и эксперименты по облучению сферических атомарных кластеров диаметрами менее 1 мкм сверхсильными фемтосекундными

лазерными импульсами [60]. В результате кулоновского взрыва таких кластеров образуются ионы МэВ-ных энергий.

4. Измерения сверхсильных квазистатических магнитных полей в лазерной плазме и их теоретическая интерпретация

Механизмы генерации магнитных полей — предмет многочисленных исследований в последние годы [1, 2, 75]. Различные механизмы генерации магнитного поля при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с твердотельными мишенями описаны в ряде теоретических работ [76–83]. В частности, в них предсказывалось возникновение магнитных полей с индукцией до 1 ГГц в образующейся при взаимодействии плотной плазме. Эти поля локализируются вблизи критической поверхности, где происходит основное поглощение лазерной энергии. Возникающие магнитные поля оказывают существенное влияние на динамику лазерной плазмы. Рассмотрены основные механизмы генерации квазистатических магнитных полей: 1) различное направление градиентов температуры и плотности плазмы; 2) поток быстрых электронов, ускоряемых пондеромоторными силами вдоль и поперек направления лазерного импульса; 3) бесстолкновительная неустойчивость Вайбеля [84].

В работе [80] впервые была предсказана генерация магнитных полей с индукцией до 1 ГГц в релятивистской плотной плазме. Согласно теории, предложенной в этой работе, источник квазистационарного магнитного поля — это пондеромоторная сила, действующая на электроны. Она вызывает радиальный электронный ток в направлении от оси лазерного луча к периферии до тех пор, пока не начинается совместное колебательное движение ионов и электронов, обусловленное требованием электронейтральности.

Одним из механизмов генерации спонтанных магнитных полей является развитие неустойчивостей вайбелевского типа [84]. Последовательное кинетическое исследование вайбелевской неустойчивости плазмы, создаваемой сверхинтенсивным фемтосекундным лазерным импульсом, проведено на основе решения уравнений Максвелла–Власова в работах [83, 85]. Рассмотрены случаи как линейной, так и циркулярной поляризации лазерного излучения с учетом релятивистских эффектов. Учтены также столкновения неравновесных электронов с ионами и тепловыми электронами. Сделаны оценки величины максимальных вайбелевских квазистатических магнитных полей и их характерных масштабов.

Инкремент вайбелевской неустойчивости в случае циркулярной поляризации лазерного излучения намного больше по сравнению со случаем линейной поляризации. Так, для лазерного поля при интенсивности излучения $\sim 10^{19}$ Вт см $^{-2}$ и собственной индукции магнитного поля 285 МГц для циркулярно поляризованного излучения с учетом релятивистских эффектов индукция магнитного поля, возникающего в лазерной плазме, $B = 230$ МГц (пространственный масштаб 85 Å), для линейно поляризованного излучения — $B = 70$ МГц (пространственный масштаб 240 Å). Магнитное поле Вайбеля (в котором квазистатическое электрическое поле мало по сравнению с магнитным) генерируется в плазме с поляризацией в том же направлении, что и первоначальное поле лазерного излучения, которое создает анизотропные фото-

электроны. Минимальный масштаб магнитного поля соответствует размерам атома.

Таким образом, циркулярная поляризация лазерного излучения более предпочтительна для получения сильных квазистационарных магнитных полей по сравнению с линейной поляризацией. Ларморовское вращение электронов в вайбелевском магнитном поле не разрушает эффект Вайбеля, и только электрон-электронные столкновения в конечном итоге останавливают развитие этого типа неустойчивости и ограничивают амплитуду квазистатического вайбелевского магнитного поля. Релятивистские эффекты возникают при сравнительно малых скоростях электронов и снижают скорость увеличения вайбелевского инкремента для циркулярно поляризованного поля аналогично случаю линейной поляризации. Максимальная величина этого инкремента достигается при релятивистской интенсивности лазерного поля $I \approx 10^{19}$ Вт см⁻² и равна половине электронной плазменной частоты.

Механизм неустойчивости Вайбеля в плазме связан с анизотропией электронов по направлениям их скоростей. Такая анизотропия возникает в процессе ионизации атомов и атомарных ионов сверхсильным лазерным полем. Большинство электронов вылетает вдоль направления вектора напряженности электрического поля линейно поляризованной лазерной волны. В поперечных направлениях вылетает значительно меньше электронов. Как продольная, так и поперечная скорости определяются соотношениями неопределенности энергия – время. Вайбель [84] впервые показал, что при наличии анизотропии электронного тока в уравнениях Максвелла возникает неустойчивость по отношению к спонтанному возрастанию квазистатического магнитного поля. Индукция этого поля направлена вдоль индукции магнитного поля лазерного излучения. В сверхсильном лазерном поле характерное время нарастания неустойчивости не намного превышает величину обратной плазменной частоты, т.е. составляет несколько фемтосекунд. Итак, квазистатическое магнитное поле нарастает очень быстро по сравнению с длительностью лазерного импульса. Характерная длина, на которой изменяется это поле, составляет десятки ангстрем. Поле возникает в окрестности критической поверхности плазмы. Указанный механизм является бесстолкновительным, так как столкновения электронов друг с другом и с атомарными ионами выравнивают распределение электронов по скоростям, делая его изотропным. Поэтому данный механизм может быть реализован лишь за времена, меньшие времен электронных соударений. В первую очередь, здесь надо говорить об электрон-электронных соударениях. Действительно, в сверхсильном лазерном поле электроны колеблются синхронно, следуя за электрическим полем лазерной волны. Так как их скорость может быть близка к скорости света, то они практически не сталкиваются с атомарными ионами. Эта колебательная компонента скорости, очевидно, отсутствует, когда электроны сталкиваются друг с другом, ввиду синхронности их колебаний, так что относительная скорость весьма невелика. Оценка максимальной индукции магнитного поля, возникающего из-за неустойчивости Вайбеля, имеет простой вид [83]

$$B \sim \frac{m\omega_{pl}c}{e},$$

где ω_{pl} — плазменная частота, c — скорость света, m , e — масса и заряд электрона.

Термоэлектрический механизм, в отличие от предыдущего, реализуется в столкновительной плазме, в которой имеется как градиент электронной плотности, так и градиент электронной температуры, причем они направлены под углом друг к другу. Градиент плотности направлен по радиусу электронного пучка. Он обусловлен неоднородностью интенсивности лазерного излучения по сечению фокального пятна. В результате на оси лазерного пучка электронов гораздо больше, чем на периферии пучка, вследствие сильного различия в степени ионизации атомов среды. Градиент температуры, очевидно, направлен по нормали к поверхности мишени. Инкремент нарастания спонтанного магнитного поля пропорционален как градиенту температуры, так и градиенту скорости. Магнитное поле в данном случае имеет тороидальную симметрию: его кольцевые силовые линии охватывают лазерный пучок.

При прохождении лазерного импульса релятивистской интенсивности (колебательное движение электронов становится релятивистским, когда интенсивность лазерного излучения превышает 10^{18} Вт см⁻²) плазменные электроны ускоряются вдоль направления распространения лазерного импульса магнитной частью силы Лоренца. Здесь рассматривается плазма с плотностью ниже критической, куда проникает лазерная волна без заметного ослабления. Такая плазма (ее иногда называют "пре-плазма") обычно образуется за счет неизбежного лазерного предимпульса: он может быть обязан как небольшим пикам в интенсивности за несколько пикосекунд до основного лазерного импульса, так и небольшому пьедесталу на переднем фронте основного лазерного импульса. В результате даже при облучении твердотельной мишени образуется достаточно разреженная плазма, фронт которой движется навстречу лазерному импульсу. Это движение плазмы аналогично амбиполярной диффузии, когда нагретые электроны увлекут за собой тяжелые атомарные ионы, чтобы сохранить нейтральность ионизированной среды (требование нейтральности является весьма жестким). Скорость такого движения равна так называемой скорости плазменного ионного звука, определяемой тепловым движением атомарных ионов, но с электронной температурой. Обычно она имеет порядок величины 10^8 см с⁻¹. Но за пикосекунду пре-плазма расширяется на несколько микрометров. В этой пре-плазме при прохождении основного лазерного импульса и происходит генерация сверхсильного квазистатического магнитного поля. Оно также является тороидальным, охватывая линии электрического тока электронов в направлении распространения лазерного импульса. Однако следует отметить, что магнитная часть силы Лоренца падающей электромагнитной волны не является константой, а осциллирует (с частотой, вдвое большей частоты лазерного поля, так как скорость электрона и магнитное поле, входящие в выражение для силы Лоренца, осциллируют в противофазе). Поэтому в такой простой ситуации электроны только лишь колеблются вдоль направления распространения лазерного импульса с удвоенной частотой. Чтобы получить реальный дрейф электронов, приходится обратиться к усложнению картины движения. В релятивистском случае электроны в поле электромагнитной волны движутся по траектории, похожей на цифру 8.

Ось восьмерки направлена вдоль вектора напряженности линейно поляризованного электрического поля, а перпендикулярное к ней направление — это и есть направление распространения лазерного импульса (вдоль магнитного поля движения нет: напомним, что вектор электрического поля, вектор магнитного поля и вектор направления распространения волны перпендикулярны друг другу). При прохождении одного цикла поля электрон на траектории в форме восьмерки не возвращается к прежнему положению, а слегка отклоняется от него. Это и приводит к дрейфу электронов в направлении распространения лазерного импульса. Неадиабатичность процесса дрейфа обусловлена рождением электронов в процессе ионизации атомов и атомарных ионов мишени в пре-плазме. Для фемтосекундных сверхсильных лазерных импульсов значительная часть плазменных электронов участвует в таком релятивистском дрейфе. Типичные квазистатические кольцевые магнитные поля, генерируемые при таком дрейфе в докритической пре-плазме, имеют порядок величины 10 МГц.

В работе [86] проводились измерения магнитного поля, генерируемого при распространении интенсивных лазерных импульсов в докритической плазме. Показано, что при длительности линейно поляризованного лазерного импульса 30 фс и интенсивности $4,2 \times 10^{18}$ Вт см⁻² возникает азимутальное магнитное поле с индукцией от 2 до 8 МГц на масштабе порядка 200 мкм. При длительности циркулярно поляризованного лазерного импульса в 1 пс и интенсивности 8×10^{18} Вт см⁻² наблюдалось соленоидальное магнитное поле с индукцией около 7 МГц, что соответствует обратному эффекту Фарадея. Оба магнитных поля существуют в течение нескольких пикосекунд. Их образование приписывается потокам быстрых электронов, образующихся в лазерной плазме.

Первые измерения квазистатического магнитного поля были проведены в 1997 г. по фарадеевскому вращению пробного лазерного сигнала при умеренных интенсивностях изучения 5×10^{18} Вт см⁻² [75]. Была обнаружена топология магнитного поля, соответствующая тороидальной геометрии с осью вдоль лазерного луча. Пространственное распределение магнитного поля (в единицах МГц) представлено на рис. 14. Затемненные участки соответствуют областям, недоступным для измерений с помощью данной методики. Временная эволюция максимальной напряженности магнитного поля показана на рис. 15. Видно, что магнитное поле сохраняется в течение времени, более чем на порядок величины превосходящего длительность лазерного импульса. Однако отражение пробного излучения от градиентов плотности является серьезным ограничением данной методики и не позволяет измерить магнитные поля в тех областях лазерной плазмы, где эти поля максимальны. Распространение пробного сигнала возможно только в областях низкой плотности плазмы, где магнитные поля не превышают 1–5 МГц.

Численное моделирование воздействия в закритической плазме твердотельной мишени лазерного импульса с длительностью 100 фс и интенсивностью 10^{19} Вт см⁻², проведенное в работе [77], дало значение квазистатического магнитного поля ≈ 250 МГц.

Для измерений магнитного поля при больших интенсивностях $(5-9) \times 10^{19}$ Вт см⁻² в закритической плазме в работах [1, 87] была применена оригинальная методика, основанная на свойствах распространения электромаг-

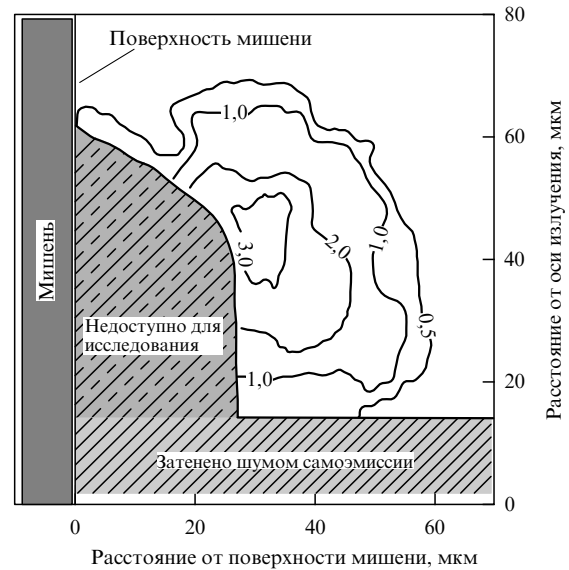


Рис. 14. Топология магнитного поля, генерируемого при воздействии пикосекундного лазерного импульса интенсивностью 5×10^{18} Вт см⁻² на алюминиевую фольгу толщиной 25 мкм.

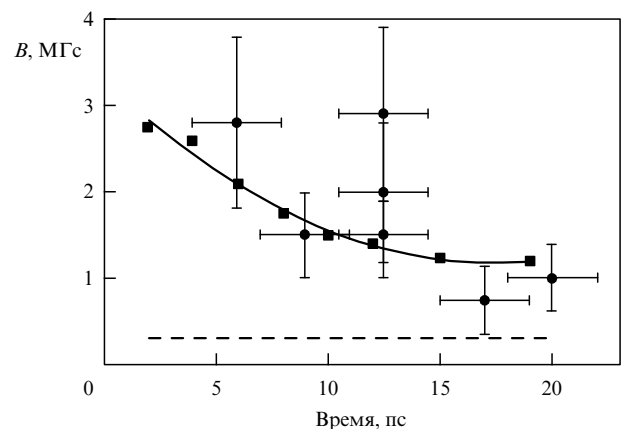


Рис. 15. Эволюция во времени максимальной напряженности магнитного поля в условиях эксперимента на рис. 14. Сплошная кривая — моделирование с помощью магнитогидродинамического кода, штриховая соответствует чувствительности используемой диагностики.

нитного излучения в магнитоактивной плазме. Эти свойства связаны с распадом электромагнитной волны в магнитоактивной плазме на обыкновенную и необыкновенную моды, причем последняя оказывается весьма чувствительной к величине и направлению магнитного поля в плазме. Наблюдались третья, четвертая и пятая гармоники лазерного излучения, генерируемые в плазме, и определялись точки отсечки выходящего излучения, однозначно связанные с величиной магнитного поля. Измерения позволяют определить диапазон генерируемых магнитных полей в плотной плазме на критической поверхности, который соответствует его значениям 340–460 МГц (рис. 16). Магнитное давление таких полей превышает 10^9 атм.

Результаты измерений находятся в хорошем соответствии с численным моделированием на основе метода частиц в ячейках. Расчеты моделировали взаимодействие лазерного импульса с первоначально плоской мишенью

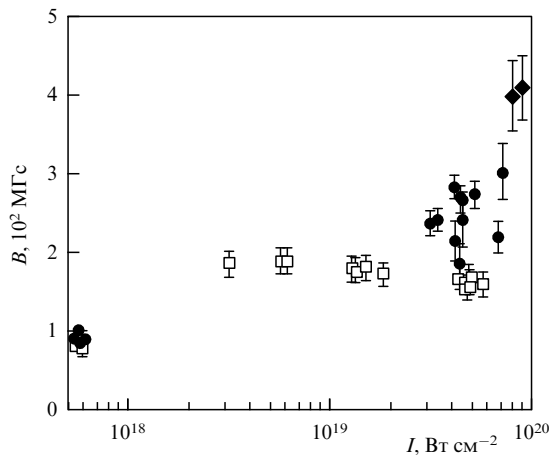


Рис. 16. Измеренная индукция магнитного поля в зависимости от интенсивности лазерного излучения [1] на гармониках 5ω (◆), 4ω (●) и 3ω (□).

при падении лазерного луча под углом 45° к поверхности мишени. Время нарастания и затухания лазерного импульса соответствовало четырем периодам лазерного излучения (12 фс), а центральная часть импульса содержала 24 периода (72 фс). Отметим, что измеренное квазистатическое магнитное поле всего лишь на один порядок величины меньше осциллирующего магнитного поля лазерного импульса. Недостаток численного кода состоял в том, что он не учитывал электрон-ионных столкновений, так что ионы оставались холодными.

В работе [88] изложены результаты экспериментов по облучению твердотельных мишеней лазерным импульсом интенсивностью порядка 10^{20} Вт см $^{-2}$. Путем поляризационных измерений выхода гармоник излучения (вплоть до 15-го порядка) найдено, что в лазерной плазме возникают магнитные поля с индукцией около 700 МГс. Эти магнитные поля существуют также и в областях, значительно превышающих скин-слой. Это объясняется ультрарелятивистским движением электронов в столь сильных лазерных полях, а также глубоким проникновением высоких гармоник лазерного излучения в вещество мишени. Ультрарелятивистская глубина скин-слоя получается из следующих соображений [87]. Релятивистское уравнение Ньютона для движения электрона вдоль оси x поляризации лазерного излучения с напряженностью электрического поля E , которое распространяется вдоль оси z , имеет вид

$$m\gamma \frac{dv_x}{dt} = m\gamma \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = -eE_x.$$

Здесь γ — релятивистский фактор электрона. Второе (конвективное) слагаемое в левой части этого уравнения доминирует над первым. Полагая $\partial/\partial z = 1/L$, где L — релятивистская глубина скин-слоя, и $v_z \approx c$ (в ультрарелятивистском пределе), перепишем это уравнение в виде

$$m\gamma c \frac{v_x}{L} \sim eE_x.$$

Из закона Ампера ($\text{rot } \mathbf{B} = 4\pi\mathbf{j}/c$) следует, что

$$\frac{B_y}{L} \sim \frac{4\pi n_e v_x}{c}.$$

С учетом предыдущего уравнения получим

$$B_y \sim \frac{4\pi e^2 n_e L^2 E_x}{m\gamma c^2}.$$

Из закона Фарадея $\text{rot } \mathbf{E} = -(1/c)\partial\mathbf{B}/\partial t$ следует, что

$$\frac{E_x}{L} \sim \frac{\omega B_y}{c}.$$

Исключая электрическое и магнитное поля из двух последних уравнений, находим ультрарелятивистскую глубину скин-слоя (с учетом определения нерелятивистской плазменной частоты: $\omega_{pl}^2 = 4\pi n_e e^2/m$)

$$L = c \left(\frac{\gamma}{\omega_{pl}^2 \omega} \right)^{1/3}.$$

Эта величина гораздо больше нерелятивистской глубины скин-слоя c/ω_{pl} .

Наблюдаемые магнитные поля также лишь на порядок меньше осциллирующего магнитного поля падающего лазерного импульса.

В работе [89] предложен новый метод диагностики гигантских магнитных полей в расширяющейся плазме, образованной воздействием петаваттного лазерного импульса на твердотельные мишени. Этот метод основан на частотном сдвиге излучения, пересекающего границу расширяющейся плазмы. Гармоники падающего лазерного импульса используются для анализа плазменной среды. Частотный сдвиг сильно зависит от скорости расширения плазмы и, таким образом, позволяет измерить эту скорость. Частотный сдвиг зависит также от поляризации гармоник. Наблюдая сдвиг для двух ортогональных поляризационных состояний, для фотонов, распространяющихся в данном направлении относительно магнитного поля, можно оценить магнитные поля с индукцией до 1 ГГс (если известна плазменная частота).

Существенной особенностью лазерной плазмы по сравнению с токовой плазмой являются значительно более малые времена пинчевания, при которых магнитогидродинамические неустойчивости еще не успевают развиваться (эти неустойчивости для условий рассматриваемого эксперимента отвечают временам порядка 0,1–1 нс). Это обстоятельство может сыграть важную роль в дальнейших экспериментах с пинчевыми структурами, в частности для реализации сверхплотного сжатия вещества в результате "радиационного коллапса", т.е. уменьшения внутреннего газокинетического давления вследствие интенсивного излучения из сжимаемой плазмы [90–99].

Недавние измерения эффектов пинчевания в лазерной плазме выполнены на установке "Вулкан" [2]. Облучались тонкие проволочные мишени потоками интенсивностью, превышающей 5×10^{19} Вт см $^{-2}$. Модель образования пинча связана с выбросом из мишени большого числа релятивистских электронов, что приводит к генерации сильных обратных токов, ответственных за пинчевание плазмы. Лазер фокусировался на проволочную мишень в пятно диаметром 15 мкм, причем диаметр проволочек составлял около 20 мкм при длине 3–5 мм. Характер пинчевых структур регистрировался путем просвечивания мишени пробным лазерным импульсом на двойной частоте, синхронизированным с исходным импульсом. Скорость расширения и динамика проволочных мишеней обнаруживает удивительное подобие с

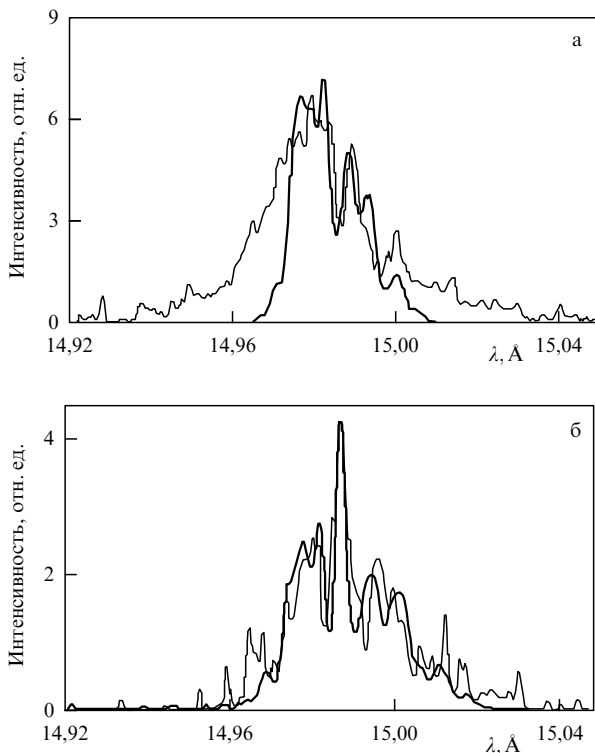


Рис. 17. Сопоставление экспериментальных (тонкие кривые) и теоретических (толстые кривые) профилей линии Ly_{α} иона F IX: (а) эксперимент проводился при $I_{\text{лаз}} = 2 \times 10^{17}$ Вт см $^{-2}$, а расчет — при $T_1 = 100$ эВ, $n_e = 10^{20}$ см $^{-3}$, $\omega = 7 \times 10^{14}$ с $^{-1}$, $E_0 = 4 \times 10^8$ В см $^{-1}$, (б) эксперимент проводился при $I_{\text{лаз}} = 3 \times 10^{17}$ Вт см $^{-2}$, а расчет — при $T_1 = 100$ эВ, $n_e = 2 \times 10^{20}$ см $^{-3}$, $\omega = 10^{15}$ с $^{-1}$, $E_0 = 6 \times 10^8$ В см $^{-1}$.

экспериментами на токовых пинчах при токе 100 кА – 1 МА.

Измерение магнитных полей в плазме различными независимыми методами чрезвычайно важно в отношении как самого доказательства существования таких полей, так и определения его пространственной структуры (топологии). С этой целью нами проведены измерения структуры рентгеновских спектральных линий водородоподобных ионов фтора в лазерной плазме с интенсивностью излучения 10^{17} Вт см $^{-2}$ и длительностью 1 пс [6]. Наблюдаемая структура характеризуется наличием ярко выраженных провалов и максимумов на контурах спектральных линий (рис. 17). Эти особенности удается объяснить с помощью представлений о развитии сильных турбулентных шумов в сверхсильном магнитном поле, генерируемом в лазерной плазме.

Возникновение постоянного магнитного поля при воздействии лазерных импульсов на плазму радикально меняет характер их взаимодействия с плазменной средой. Это обусловлено прежде всего возникновением резонансов между частотой лазерного излучения и частотой движения электронов в электромагнитных полях плазмы. Основными резонансами такого типа здесь являются циклотронный резонанс и бетатронный резонанс.

5. Заключение

Описанные механизмы ускорения электронов и ионов отвечают в большей или меньшей степени сложившимся в настоящее время представлениям о генерации быстрых

частиц в лазерной плазме. Согласно этим представлениям энергия первоначального лазерного импульса преобразуется в энергию движения электронов. Механизмы такого преобразования обусловлены, в основном, пондеромоторным потенциалом, сбоем фазы осцилляций электрона в лазерной волне вследствие различных механизмов, основным из которых является выброс электронов за резкую поверхность мишени (вакуумный нагрев), а также различными резонансными механизмами, в которых движение электрона находится в резонансе с плазменными волнами (резонансное поглощение либо ускорение в кильватерной волне), циклотронным или бетатронным колебанием электрона в канале, образуемом лазерным излучением при наличии магнитного поля. Ускорение ионов при этом носит вторичный характер и обусловлено, в основном, электрическими полями пространственного заряда, образующегося при отрыве быстрых ускоренных электронов от ионов. Детальное распределение таких полей существенно зависит от толщины мишени, чем обусловлено различие в ускорении ионов на передней и задней поверхности мишени.

В целом ускорение частиц характеризуется многофакторностью параметров, которыми оно определяется. К таким параметрам относятся интенсивность, частота излучения и длительность лазерного импульса, контраст, определяющий параметры пре-плазмы, толщина и структура мишени, наличие магнитных полей и другие факторы. Комбинация этих параметров позволяет в определенных пределах достичь оптимальных параметров для ускорения частиц. Применение таких лазерных ускорителей достаточно разнообразно начиная с фундаментальных задач исследования ядерных процессов наработки изотопов, инициирования термоядерных реакций на лазерных установках, гораздо более миниатюрных по сравнению со стандартными ускорителями, и кончая конкретными приложениями, такими как источник протонного излучения для медицинских целей.

Вместе с тем остается достаточно много не до конца ясных проблем, связанных с ускорением частиц. К ним относятся, например, вопросы фокусировки ионных пучков и образования в них кольцевых структур. Для электронного ускорения не решен вопрос об образовании моноэнергетического пучка быстрых электронов при их максимальной энергии.

Что касается генерации сверхсильных магнитных полей, то здесь основными проблемами представляются определение их времени жизни и топологии. Результаты экспериментов однозначно указывают на то, что времена жизни магнитных полей значительно (на порядки величин) превышают время лазерного импульса. Это является, на наш взгляд, прямым свидетельством существования достаточно долгоживущих магнитных конфигураций в лазерной плазме. На это же указывают и исследования динамики пинчевых структур при облучении проволочных мишеней лазерными импульсами. Топология и динамика таких структур находятся, как отмечалось, в удивительно близком соответствии с динамикой пинчевых структур, образуемых при импульсном воздействии мегаамперных токов.

Ясно, что наряду с отмеченными особенностями ускорения частиц, наличие интенсивных пучков быстрых частиц и магнитных полей в плазме должно приводить к возникновению в ней многочисленных неустойчивостей. На это прямо указывают приведенные выше результаты

измерений контуров спектральных линий многозарядных ионов. Их изрезанность свидетельствует о наличии интенсивных электростатических колебаний с достаточно определенными частотами и интенсивностями. Таким образом, учитывая все перечисленные выше особенности процессов, можно заключить, что для сверхкоротких лазерных импульсов мы имеем дело с магнитоактивной турбулентной плазмой, многие свойства которой остаются в настоящее время неясными. В то же время удастся найти достаточно оптимальные условия для генерации в ней высокоэнергичных заряженных частиц.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (проект 2917) и РФФИ (проекты 07-02-12060, 07-02-00080, 05-08-18167 и 08-02-00435).

Список литературы

1. Tatarakis M et al. *Phys. Plasmas* **9** 2244 (2002)
2. Beg F N et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 095001 (2004)
3. Umstadter D J. *Phys. D: Appl. Phys.* **36** R151 (2003)
4. Mourou G A, Tajima T, Bulanov S V *Rev. Mod. Phys.* **78** 309 (2006)
5. Андреев А В, Гордиенко В М, Савельев А Б *Квантовая электроника*. **31** 941 (2001) [Andreev A V, Gordienko V M, Savel'ev A B *Quantum Electron.* **31** 941 (2001)]
6. Беляев В С и др. *ЖЭТФ* **126** 819 (2004) [Belyaev V S et al. *Phys. JETP* **99** 708 (2004)]
7. Беляев В С и др. *Письма в ЖЭТФ* **81** 753 (2005) [Belyaev V S et al. *JETP Lett.* **81** 616 (2005)]
8. Brunel F *Phys. Rev. Lett.* **59** 52 (1987)
9. Wilks S C et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383 (1992)
10. Беляев В С *Квантовая электроника* **34** 41 (2004) [Belyaev V S *Quantum Electron.* **34** 41 (2004)]
11. Гуськов С Ю и др. *Письма в ЖЭТФ* **73** 740 (2001) [Gus'kov S Yu et al. *JETP Lett.* **73** 655 (2001)]
12. Demchenko N N, Rozanov V B *J. Russ. Laser Res.* **22** 228 (2001)
13. Pukhov A, Sheng Z-M, Meyer-ter-Vehn J *Phys. Plasmas* **6** 2847 (1999)
14. Esarey E et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 252 (1996)
15. Amiranoff F et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 995 (1998)
16. Pukhov A *Rep. Prog. Phys.* **66** 47 (2003)
17. Chen L M et al. *Phys. Plasmas* **8** 2925 (2001)
18. Cai H et al. *Phys. Plasmas* **13** 063108 (2006)
19. Bauer D, Mulser P *Phys. Plasmas* **14** 023301 (2007)
20. Rastunkov V S, Krainov V P *Laser Phys.* **15** 262 (2005)
21. Sentoku Y et al. *Appl. Phys. B* **74** 207 (2002)
22. Mangles S P D et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 245001 (2005)
23. Cai H et al. *Phys. Plasmas* **13** 113105 (2006)
24. Miyauchi K et al. *Phys. Plasmas* **11** 4878 (2004)
25. Singh K P *Phys. Plasmas* **11** 1164 (2004)
26. He F et al. *Phys. Rev. E* **68** 046407 (2004)
27. Kaplan A E, Pokrovsky A L *Phys. Rev. Lett.* **95** 053601 (2005)
28. Sazegari V, Mirzaie M, Shokri B *Phys. Plasmas* **13** 033102 (2006)
29. Startsev E A, McKinstrie C J *Phys. Plasmas* **10** 2552 (2003)
30. Kawata S et al. *Laser Part. Beams* **23** 61 (2005)
31. Коржиманов А В и др. *ЖЭТФ* (2008) (в печати)
32. Naumova N et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 195003 (2004)
33. Fedorov M V *Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field* (Singapore: World Scientific, 1997)
34. Беляев В С, Костенко О Ф, Лисица В С *Письма в ЖЭТФ* **77** 784 (2003) [Belyaev V S, Kostenko O F, Lisitsa V S *JETP Lett.* **77** 653 (2003)]
35. Павленко Ю Г *Лекции по теоретической механике* (М.: Изд-во МГУ, 1991)
36. Tajima T, Dawson J M *Phys. Rev. Lett.* **43** 267 (1979)
37. Esarey E, Pilloff M *Phys. Plasmas* **2** 1432 (1995)
38. Malka V et al. *Phys. Plasmas* **8** 2605 (2001)
39. Thomas A G R et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 095004 (2007)
40. Mangles S P D et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 215001 (2006)
41. Gildenburg V B, Vvedenskii N V *Phys. Rev. Lett.* **98** 245002 (2007)
42. Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J *Appl. Phys. B* **74** 355 (2002)
43. Yamagiwa M et al. *Laser Phys.* **16** 252 (2006)
44. Esirkepov T et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 014803 (2006)
45. Faure J et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 205003 (2005)
46. Kiselev S, Pukhov A, Kostyukov I *Phys. Rev. Lett.* **93** 135004 (2004)
47. Kando M et al. *Phys. Rev. E* **71** 015403(R) (2005)
48. Krasovitskii V B et al. *Phys. Plasmas* **11** 724 (2004)
49. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982) [Translated into English: Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)]
50. Sentoku Y et al. *Phys. Plasmas* **10** 2009 (2003)
51. Pukhov A *Phys. Rev. Lett.* **86** 3562 (2001)
52. Hatchett S P et al. *Phys. Plasmas* **7** 2076 (2000)
53. Krushelnick K, Clark E L, Zepf M *Phys. Plasmas* **7** 2055 (2000)
54. Maksimchuk A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4108 (2000)
55. Clark E L et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 1654 (2000)
56. Snavely R A et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945 (2000)
57. Wilks S C et al. *Phys. Plasmas* **8** 542 (2001)
58. Murakami Y et al. *Phys. Plasmas* **8** 4138 (2001)
59. Okihara S et al. *J. Nucl. Sci. Technol.* **39** 1 (2002)
60. Крайнов В П, Смирнов Б М, Смирнов М Б *УФН* **177** 953 (2007) [Krainov V P, Smirnov B M, Smirnov M B *Phys. Usp.* **50** 907 (2007)]
61. Roth M et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **5** 061301 (2002)
62. Mackinnon A J et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1769 (2001)
63. Mackinnon A J et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 215006 (2002)
64. Zepf M et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 064801 (2003)
65. Mora P *Phys. Rev. Lett.* **90** 185002 (2003)
66. Mora P *Phys. Rev. E* **72** 056401 (2005)
67. Fuchs J et al. *Nature Phys.* **2** 48 (2006)
68. Fuchs J et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 045004 (2005)
69. Kaluza M et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 045003 (2004)
70. Robson L et al. *Nature Phys.* **3** 58 (2007)
71. Cowan T E et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 204801 (2004)
72. Oishi Y et al. *Phys. Plasmas* **12** 073102 (2005)
73. d'Humières E et al. *Phys. Plasmas* **12** 062704 (2005)
74. Брантов А В, Быченков В Ю, Розмус В *Квантовая электроника*. **37** 863 (2007) [Brantov A V, Bychenkov V Yu, Rozmus V *Quantum Electron.* **37** 863 (2007)]
75. Borghesi M et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 112 (1998)
76. Stamper J A *Laser Part. Beams* **9** 841 (1991)
77. Wilks S C et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383 (1992)
78. Bell A R et al. *Phys. Rev. E* **48** 2087 (1993)
79. Быченков В Ю и др. *Письма в ЖЭТФ* **58** 183 (1993) [Bychenkov V Yu et al. *JETP Lett.* **58** 184 (1993)]
80. Sudan R N *Phys. Rev. Lett.* **70** 3075 (1993)
81. Haines M G *Phys. Rev. Lett.* **78** 254 (1997)
82. Mason R J, Tabak M *Phys. Rev. Lett.* **80** 524 (1998)
83. Krainov V P *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **36** 3187 (2003)
84. Weibel E S *Phys. Rev. Lett.* **2** 83 (1959)
85. Krainov V P *ЖЭТФ* **123** 487 (2003) [*JETP* **96** 430 (2003)]
86. Najmudin Z et al. *AIP Conf. Proc.* **827** 53 (2006)
87. Tatarakis M et al. *Nature* **415** 280 (2002)
88. Wagner U et al. *Phys. Rev. E* **70** 026401 (2004)
89. Eliezer S et al. *Phys. Lett. A* **336** 390 (2005)
90. Гордеев А В, Лоцева Т В *Физ. плазмы* **29** 809 (2003) [Gordeev A V, Losseva T V *Plasma Phys. Rep.* **29** 748 (2003)]
91. Tzintzadze N et al. *Phys. Plasmas* **9** 4270 (2002)
92. Sakagami Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **42** 839 (1979)
93. Tatarakis M, in *Proc. of the 28th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, 18–22 June 2001, Madeira, Portugal* (Ed. C Silva) (Madeira: Technopolo, Funchal, 2001)
94. Forslund D et al. *Phys. Fluids* **15** 1303 (1972)
95. Галеев А А и др. *Письма ЖЭТФ* **15** 417 (1972) [Galeev A A et al. *JETP Lett.* **15** 294 (1972)]

96. Бурева Л А, Гавриленко В П, Лисица В С, в сб. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* Т. 1 (Гл. ред. В Е Фортов) (М.: Наука, 2000)
97. Arefeyev V I, Silin V P, Uryupin S A *Phys. Lett. A* **255** 307 (1999)
98. Tajima T, Kishimoto Y, Masaki T *Phys. Scripta* **T89** 45 (2001)
99. Lisitsa V S, Skovoroda A A *Eur. Phys. J. D* **38** 571 (2006)

Fast charged particles and superstrong magnetic fields generated by the interaction of high-intensity ultrashort laser pulses with solid targets

V.S. Belyaev, A.P. Matafonov

Central Research Institute of Machine Building,
Pionerskaya ul. 4, 141070 Korolev, Moscow region, Russian Federation
Tel. (7-495) 513-54 44
E-mail: vadimbelyaev@mtu-net.ru

V.P. Krainov

Moscow Institute of Physics and Technology,
Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation
Tel. (7-495) 408-75 90. Fax (7-495) 408-68 69
E-mail: vpkrainov@mail.ru

V.S. Lisitsa

Institute of Nuclear Fusion of Russian Research Centre "Kurchatov Institute",
pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-499) 196-73 34. Fax (7-495) 943-00 73
E-mail: lisitsa@nfi.kiae.ru

Recent experimental and theoretical studies are reviewed concerning fast charged particles and superstrong magnetic fields generated by high-intensity ultrashort laser pulses interacting with solid targets. Mechanisms of generation of fast charged particles in ultrastrong laser light fields with intensities ranging from 10^{17} to 10^{21} W cm⁻² are discussed. Major factors affecting the acceleration of electrons are analyzed in detail, including, among others, electron vacuum heating, the ponderomotive potential, the laser-driven wakefield in the undercritical plasma region, and the cyclotron mechanism. Experimental data are presented and interpreted on the acceleration of protons and atomic ions by space charge fields on thin and thick solid targets. Considerable attention is given to the generation of superstrong quasistatic magnetic fields in laser plasma and to methods of measuring such fields for both femto- and picosecond laser pulses. Possibilities for the formation of magnetic plasma configurations and those for magnetic plasma confinement are discussed.

PACS numbers: 41.75.Jv, **52.38**. – r, 79.20.Ds

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200808b.0823

Bibliography — 99 references

Received 26 December 2007, revised 26 March 2008

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **178** (8) 823–847 (2008)

Physics – Uspekhi **51** (8) (2008)