

Механизм образования электронов высокой энергии в лазерной плазме

В.С.Беляев

Предложен и исследован механизм образования электронов высокой энергии при взаимодействии с твердой мишенью высокоинтенсивного короткоимпульсного лазерного излучения. Представлены теоретические зависимости кинетической энергии быстрых электронов от параметров лазерного излучения и вещества мишени. Учтено влияние ионизации материала мишени. Показано, что определяющую роль в процессах формирования, переноса и ускорения электронных пучков играет генерация в лазерной плазме сверхсильных магнитных полей. Это приводит к образованию вихревых электрических полей, ускоряющих электроны. Найденные зависимости дают обоснованные предельные значения энергии электронов и хорошо согласуются с результатами проведенных на высокоинтенсивных лазерных установках экспериментов, включая результаты, полученные с участием автора.

Ключевые слова: лазерная плазма, сверхкороткие импульсы.

1. Введение

Уникальные параметры излучения современных лазерных установок (интенсивность при фокусировке более 10^{20} Вт/см², длительность импульса $\tau < 1$ пс) обеспечивают уникальность физического объекта – лазерной плазмы, создаваемой воздействием излучения этих установок на твердую мишень. Развитие лазерной техники в связи с созданием таких установок предоставляет принципиально новые возможности для экспериментальных исследований.

Одной из важных для практических применений возможностей является получение из лазерной плазмы электронов ультравысокой (до нескольких гигаэлектронвольт) кинетической энергии [1–3]. Перспективы и большие возможности лазерной плазмы как ускорителя электронов базируются на сверхсильных электромагнитных полях, как достижимых при фокусировке лазерного излучения, так и индуцируемых в плазме. Напряженность электрического поля E достигает значений свыше 10^{13} В/см, а магнитная индукция B – свыше 10^9 Гс [3].

Теории ускорения электронов в лазерной плазме к настоящему времени посвящено много работ. Отметим среди них те, которые представляют значительный вклад в понимание проблемы формирования электронов высокой энергии в лазерной плазме [4–6]. Предложенные теоретические модели, однако, не исчерпывают всей физики образования быстрых электронов в лазерной плазме и ускорения их до высоких энергий, в том числе уже достигнутых экспериментально.

В настоящей работе сделана попытка на основе предлагаемой модели выявить механизм образования электронов высокой энергии в лазерной плазме, описать его и

получить теоретические зависимости кинетической энергии быстрых электронов от параметров лазерного излучения и вещества мишени.

Анализ многочисленных экспериментов по определению энергии быстрых электронов, образованных в лазерной плазме, показывает, что наиболее точно может быть установлена связь их максимальной для данной установки энергии с достигнутой на той же установке интенсивностью излучения. Как правило, определению этой максимальной энергии электронов уделяется основное внимание в экспериментальных исследованиях. Это обусловлено не только стремлением экспериментаторов к получению экстремальных, рекордных выходных параметров, но и возможностью достаточно точного определения максимальной энергии электронов с помощью экстраполяции их спектра.

2. Теоретическая модель

Среди возможных механизмов генерации спонтанных магнитных полей в лазерной плазме важную роль играет неустойчивость Вайбеля [7]. Она связана с анизотропией распределения электронов по направлениям их скоростей, характеризуется инкрементом нарастания, определяемым эффективной плазменной частотой, и является, таким образом, самым быстрым механизмом генерации магнитного поля. Эти обстоятельства обуславливают развитие данной неустойчивости как основного механизма генерации магнитных полей в плазме, образованной воздействием на твердую поверхность мишени лазерных УКИ. Достаточная степень анизотропии скоростей электронов при этом связана с высокой интенсивностью падающего на мишень лазерного излучения, при которой ионизация имеет полевой характер. Вайбелевские неустойчивости довольно хорошо изучены, в том числе в работах [7–10].

Не вдаваясь в детали механизмов генерации магнитных полей, отметим, что в конечном счете в плазме образуется вихревая электронная структура. Под действи-

В.С.Беляев. ФГУП «ЦНИИ машиностроения Российского авиационного космического агентства», Россия, 141070 Королев, Московская обл., ул. Пионерская, 4; e-mail: VadimBelyaev@mtu-net.ru

Поступила в редакцию 4 апреля 2003 г, после доработки – 14 августа 2003 г.

ем приложенного электрического поля (компоненты падающего лазерного излучения), когда преобладает туннельная (полевая) ионизация, происходит ускорение большого числа (практически определяемого плотностью твердого тела) электронов. Этот ток электронов рождает магнитное поле, которое искривляет их траектории. Последние при определенных условиях могут замыкаться на глубине скин-слоя в окружности с ларморовским радиусом. В этом и заключается физическая сущность неустойчивости Вайбеля. Большая плотность электронов и, следовательно, большая сила кругового тока обуславливают генерацию сверхсильных магнитных полей.

На рис.1 показана схема воздействия лазерного излучения на твердую поверхность мишени, направление возникающих на глубине скин-слоя токов J_c и соответствующие векторы индукции магнитного поля B . Рассматривается нормальное падение на мишень линейно поляризованного лазерного излучения. Это рассмотрение имеет общий характер и легко переносится на случай циркулярно поляризованного излучения.

Условие генерации полей может быть записано как условие движения электронов по окружностям в виде равенства центробежной силы и силы Лоренца:

$$\frac{mV^2}{r} = \frac{eVB}{c}, \quad (1)$$

где $r = \delta/2$; δ – толщина скин-слоя; e, m, V – заряд, масса и скорость электрона; c – скорость света. Принимая глубину проникновения электромагнитного поля δ равной длине волны λ падающего излучения, получаем

$$r = \lambda/2. \quad (2)$$

Нарушение условия (1), в частности превышение центробежной силой Лоренца, приводит к отрыву электронов от движения по орбитам, задаваемым уравнением (1), и к их движению по касательным к этим орбитам с кинетической энергией E_{kin} . Для нахождения E_{kin} необходимо учитывать релятивистское утяжеление массы. Зависимость массы от скорости приводит к тому, что кинетическая энергия тела в результате работы приложенных к нему сил

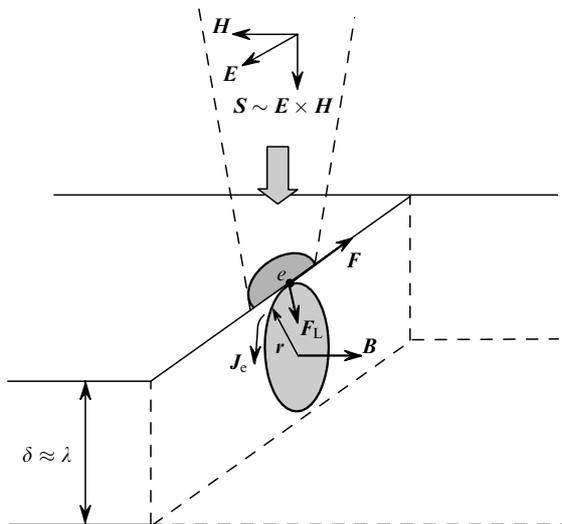


Рис.1. Схема воздействия лазерного излучения на твердую поверхность мишени (F – сила электрического поля, действующая на электрон e , F_L – сила Лоренца).

$$E_{kin} = (m_V - m_0)c^2 = \frac{m_0c^2}{(1 - V^2/c^2)^{1/2}} - m_0c^2, \quad (3)$$

где m_V – релятивистская масса; m_0 – масса покоя.

Выразим скорость V , определяющую кинетическую энергию E_{kin} , через индукцию магнитного поля B , возникающего в плазме, и/или через интенсивность падающего лазерного излучения J . Релятивистский импульс

$$p = m_V V = \frac{m_0 V}{(1 - V^2/c^2)^{1/2}}. \quad (4)$$

Он может быть непосредственно выражен через индукцию B магнитного поля. Для этого используем понятие обобщенного импульса, вводимого при рассмотрении поведения электрона в электромагнитном поле [11]:

$$P = p + \frac{e}{c} A, \quad (5)$$

где p – обычный импульс, определяемый выражением (4); A – вектор-потенциал поля.

Зададим ось z в направлении магнитного поля. В этом случае компоненты $B_x = B_y = 0$, $B_z = B$. Вектор-потенциал возьмем в виде $A_x = -By$, $A_y = A_z = 0$. Тогда выражение $B = \text{rot } A$ дает как раз нужное поле: $B_x = 0$, $B_y = 0$, $B_z = -\partial A_x / \partial y = B$. С учетом цилиндрической симметрии будем считать, что $A = Br$. При этом из соотношения (5), принимая во внимание сохранение обобщенного импульса и полагая равным нулю его первоначальное значение, находим

$$p = m_V V = \frac{e}{c} Br. \quad (6)$$

Выражение (6) эквивалентно соотношению (1), полученному из качественного рассмотрения.

Для нашего случая электрическое и магнитное поля могут быть выражены через вектор-потенциал A :

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}, \quad (7)$$

$$B = \text{rot } A. \quad (8)$$

Если вектор-потенциал резко меняется, то электрическое поле может достигать большой величины и оказывать сильное воздействие на заряженную частицу. Сила, действующая на электрон, равна произведению заряда на напряженность электрического поля. Из выражений (5) и (6) следует, что при изменении вектора-потенциала частица получает импульс, равный $(e/c)A$ или $(e/c)Br$.

С учетом равенства (6), справедливого для любых скоростей, уравнение (4) примет вид

$$\frac{eBr}{c} = \frac{m_0 V}{(1 - V^2/c^2)^{1/2}}, \quad (9)$$

откуда находим нужное для соотношения (3) выражение

$$\frac{V^2}{c^2} = \left[1 + \left(\frac{m_0 c^2}{eBr} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (10)$$

Подставляя его в (3), получаем

$$E_{\text{kin}} = m_0 c^2 \left[1 + \left(\frac{eBr}{m_0 c^2} \right)^2 \right]^{1/2} - m_0 c^2. \quad (11)$$

Для нахождения максимальной кинетической энергии электронов при заданной интенсивности лазерного излучения, падающего на мишень, нужно определить максимальную индукцию B_{max} магнитного поля, возникающего в лазерной плазме. Оценку B_{max} можно сделать на основе закона сохранения энергии. Приравнявая плотность энергии магнитного поля $W = B^2/(8\pi)$ (здесь и далее B выражено в Гс, W – в эрг/см³), образованного в лазерной плазме, к плотности энергии падающего лазерного излучения J/c (здесь и далее J выражено в Вт/см²) и учитывая, что $1 \text{ Дж} = 10^7 \text{ эрг}$, получаем для B_{max} соотношение

$$\frac{B_{\text{max}}^2}{8\pi} = \frac{10^7 J}{3 \times 10^{10}}. \quad (12)$$

Соотношение (12) отражает закон сохранения энергии, а именно: плотность энергии образованного в лазерной плазме магнитного поля не может превысить на первом этапе своего создания плотность потока энергии лазерного излучения. Отсюда получаем связь B_{max} с интенсивностью J :

$$B_{\text{max}} \simeq 10^{-1} \sqrt{J}. \quad (13)$$

Эта зависимость в логарифмическом масштабе показана на рис.2.

В общем случае выражение (12) должно быть записано в виде

$$\frac{B_{\text{max}}^2}{8\pi} = k \frac{10^7 J}{c},$$

где $k = 0 - 1$ – коэффициент трансформации лазерного излучения в магнитное поле, зависящий от параметров лазерного излучения, материала мишени, геометрии воздействия. О близости коэффициента k к единице в оптимальных условиях эксперимента говорят результаты ряда работ. Так, в работе [12] отмечалось, что энергия магнитного поля в фокальной области сравнима с энергией лазерного импульса. В [13] показано, что квазистационарное поле, возникающее в лазерной плазме, того же порядка, что и магнитное поле лазерного излучения высокой частоты. Численное моделирование воздействия на твердотельную мишень лазерного импульса длительностью $\sim 100 \text{ фс}$ с интенсивностью 10^{19} Вт/см^2 , проведенное в работе [14], дало $B \approx 250 \text{ МГс}$. Экспериментальное измерение магнитных полей в работе [15] дало

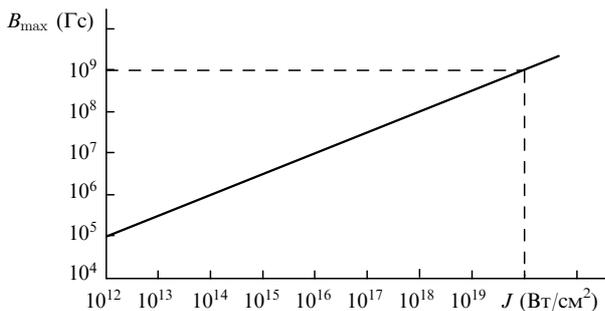


Рис.2. Зависимость максимальной индукции магнитного поля, возникающего в лазерной плазме, от интенсивности падающего лазерного излучения.

$B \sim 300 \text{ МГс}$ при интенсивности $\sim 10^{19} \text{ Вт/см}^2$. Эти результаты очень близки к оценке по формуле (13).

Подставив выражение (13) для индукции магнитного поля в выражение (11) для кинетической энергии электронов, с учетом (2), заряда электрона $e = 4.8 \times 10^{-10} \text{ ед. СГСЭ}$ и равенства $m_0 c^2 = 0.5 \text{ МэВ}$ получим

$$E_{\text{kin}} = 0.5 \left(1 + \frac{9J\lambda^2}{10^{18}} \right)^{1/2} - 0.5. \quad (14)$$

Здесь и далее длина волны λ выражена в мкм, кинетическая энергия электронов – в МэВ. Эта зависимость показана на рис.3 кривой 1.

Рассмотрим особые случаи:

1. $E_{\text{kin}} = m_0 c^2 = 0.5 \text{ МэВ}$. Это значение E_{kin} получается из уравнения (14) при равенстве $9J\lambda^2/10^{18} = 3$ или при релятивистской для электронов интенсивности

$$J_r = \frac{1}{3} 10^{18} \left(\frac{1}{\lambda} \right)^2. \quad (15)$$

При такой интенсивности в лазерной плазме создается распределение кинетической энергии электронов с максимальной энергией (энергией отсечки), равной энергии покоя электрона.

2. $E_{\text{kin}} \ll m_0 c^2, J \ll J_r$. При этом с учетом разложения

$$\left(1 - \frac{9J\lambda^2}{10^{18}} \right)^{-1/2} \approx 1 + \frac{9J\lambda^2}{2 \cdot 10^{18}}$$

получим

$$E_{\text{kin}} = 0.5 \frac{9J\lambda^2}{2 \cdot 10^{18}} = 2.25 \frac{J\lambda^2}{10^{18}}, \quad (16)$$

т. е. линейную зависимость кинетической энергии от интенсивности падающего лазерного излучения. Эта зависимость показана на рис.3 кривой 2. Отметим, что кинетическая энергия может быть найдена при $V < c$ из выражения $E_{\text{kin}} = (1/2)m_0 V^2$, где $V = \Omega r$ – скорость, приобретаемая частицей на орбите, заданной формулой (1), а $\Omega = eB/(m_0 c)$ – циклическая частота. Таким образом,

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m_0 V^2 = \frac{1}{2} m_0 \Omega^2 r^2 = \frac{1}{2} \frac{(eBr)^2}{m_0 c^2}. \quad (17)$$

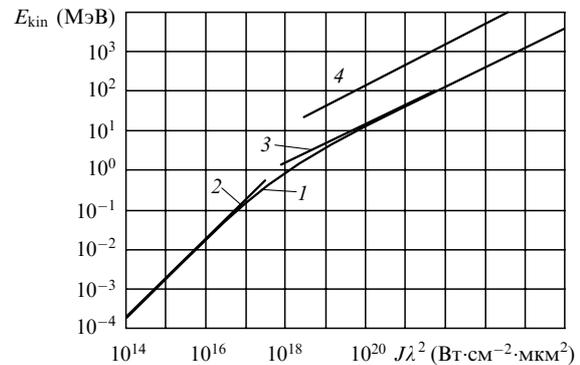


Рис.3. Зависимость кинетической энергии электронов от интенсивности лазерного излучения (J), а также ее аппроксимация линейными зависимостями при $E_{\text{kin}} \ll m_0 c^2$ (2) и при $E_{\text{kin}} \gg m_0 c^2$ без учета (3) и с учетом (4) ионизации.

Соотношение (17) используется для оценки энергии частиц на выходе простейшего и исторически первого циклического ускорителя – циклотрона [16]. С учетом соотношений

$$\left(\frac{eBr}{m_0c^2}\right)^2 = \frac{9J\lambda^2}{10^{18}}$$

и $m_0c^2 = 0.5$ МэВ находим из (17) выражение

$$E_{\text{kin}} = \frac{m_0c^2}{2} \frac{9J\lambda^2}{10^{18}} = 2.25 \frac{J\lambda^2}{10^{18}}, \quad (18)$$

точно совпадающее с выражением (16), полученным из общего рассмотрения и формулы (14).

3. $E_{\text{kin}} \gg m_0c^2$, $J \gg J_r$. В этом случае (14) сводится к соотношению

$$E_{\text{kin}} = 0.5 \left[\left(\frac{9J\lambda^2}{10^{18}} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (19)$$

или

$$E_{\text{kin}} \approx 1.5 \left(\frac{J\lambda^2}{10^{18}} \right)^{1/2}. \quad (20)$$

Эта зависимость показана на рис.3 кривой 3. Отметим также, что для больших энергий, когда $E_{\text{kin}} \gg m_0c^2$, из выражения для полной энергии $\varepsilon^2 = c^2p^2 + m^2c^4$ следует, что

$$\varepsilon = E_{\text{kin}} = cp. \quad (21)$$

Подставляя сюда выражение для импульса (6), получаем соотношение

$$E_{\text{kin}} = cp = eBr = \frac{1}{2} eB\lambda, \quad (22)$$

которое с учетом (13) и равенства $1 \text{ МэВ} = 1.6 \times 10^{-6}$ эрг принимает вид

$$\begin{aligned} E_{\text{kin}} &= \frac{14.8 \times 10^{-10} \times 10^{-1} \sqrt{J} \lambda \times 10^{-4} \times 10^6}{2 \times 1.6} \\ &= 1.5 \left(\frac{J\lambda^2}{10^{18}} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (23)$$

Соотношение (23) используется для оценки ультрарелятивистских энергий электронов, разгоняемых в индукционных циклических ускорителях – бетатронах [16]. Оно точно совпадает с выражением (20), полученным из общей формулы (14) для кинетической энергии.

Формулы для малых (менее m_0c^2) и больших (более m_0c^2) кинетических энергий совпадают с формулами, используемыми для элементарного расчета энергий частиц в циклотронах и бетатронах соответственно. В обоих этих устройствах электроны ускоряются под действием электрического поля: в циклотронах – под действием периодического внешнего электрического поля, а в бетатронах – под действием вихревого электрического поля, возникающего при нарастании аксиально-симметричного магнитного поля во времени. В лазерной плазме генерируется магнитное поле, это влечет за собой появле-

ние вихревого электрического поля, ускоряющего электроны. Таким образом, механизм ускорения электронов в лазерной плазме напоминает бетатронный.

Выражение (14) для кинетической энергии электронов получено в предположении, что их ускорение обусловлено только падающим на мишень лазерным излучением без учета влияния процессов, происходящих внутри вещества мишени, в частности ионизации. Формально это выражается в том, что размер скин-слоя определяется частотой лазерного излучения:

$$\delta = \frac{c}{v} = \frac{2\pi c}{\omega} = \lambda, \quad (24)$$

т.е. эффективной действующей частотой является ω – частота лазерного излучения. Это предположение верно только на первой стадии взаимодействия излучения с веществом, когда на масштабах скин-слоя образуется вихревая электронная структура с характерным размером (24) и кинетической энергией электронов, определяемой параметрами лазерного излучения – интенсивностью и частотой (или длиной волны). Эта первая стадия взаимодействия очень существенна для генерации высокоэнергетических электронов, т.к. значительная часть энергии падающего на мишень лазерного излучения может трансформироваться в энергию возникающего в лазерной плазме магнитного поля. Носитель этого поля – вихревая электронная структура – является своего рода индукционным накопителем энергии. Такая структура неустойчива. Возможна ее трансформация в более мелкокомасштабные структуры. Такой процесс известен как динамический пинч.

В процессе эволюции вихревых движений электронов, как отмечалось в работе [9], степень анизотропии электронного давления сохраняется, процесс имеет квазистатический характер, в результате чего развиваются квазистационарные тороидальные вихревые структуры типа θ -и Z-пинчей, а также структуры типа магнитной спирали.

Не вдаваясь в характер процесса, отметим, что образованная на масштабах скин-слоя (24) вихревая электронная структура трансформируется в условиях туннельной ионизации в структуру, характерный размер которой l_i определяется уже частотой ионизации ω_i как эффективной частотой, действующей на следующем этапе взаимодействия лазерного излучения с веществом, т.е. на этапе развития туннельной ионизации:

$$l_i = \frac{2\pi c}{\omega_i}. \quad (25)$$

Полагая частоту ионизации равной атомной частоте $\omega_a = \hbar/(mr_a^2)$, где $r_a = \hbar^2/(me^2)$ – радиус борвской электронной орбиты, оценим масштаб l_i для водородной плазмы:

$$l_i = \frac{2\pi c}{\omega_a} = \frac{2\pi r_a}{\alpha}, \quad (26)$$

где α – постоянная тонкой структуры. Допуская, что трансформация электронной вихревой структуры идет с сохранением магнитного потока, получаем

$$B\lambda^2 = B_i l_i^2, \quad (27)$$

где B_i – индукция магнитного поля внутри вихревой структуры с характерным размером l_i , определяемым выражением (26). Такая структура обеспечивает получение

электронами кинетической энергии

$$E_{\text{kin}}^{\text{max}} = eB_l l_i = eB \frac{\lambda^2}{l_i}. \quad (28)$$

Выражение (28) определяет максимальную энергию малой группы («хвоста») высокоэнергетичных электронов. Оно может быть записано через энергию или потенциал ионизации атомов вещества мишени I :

$$E_{\text{kin}}^{\text{max}} = eB\lambda \frac{\omega_i}{\omega} = 1.5 \left(\frac{J\lambda^2}{10^{18}} \right)^{1/2} \frac{\omega_i}{\omega} = 1.5 \left(\frac{J\lambda^2}{10^{18}} \right)^{1/2} \frac{I}{\hbar\omega}. \quad (29)$$

Здесь и далее I и $\hbar\omega$ выражены в эВ. Эта зависимость показана на рис.3 прямой 4.

Соотношение (29) показывает пропорциональность энергии электронов частоте ионизации, что определяет физическую сущность процесса ускорения электронов. Физика процессов ускорения электронов в результате воздействия на вещество высокоинтенсивного лазерного излучения тесно связана с физикой процессов ионизации в полях сверхатомной напряженности. Частота ионизации, как правило, на один или два порядка больше лазерной частоты. Это обуславливает высокий темп ускорения и большую энергию электронов.

С развитием процесса ионизации роль эффективной плазменной частоты переходит к частоте ионизации. Наряду с распределением электронов с энергией отсечки (14) (или (20) для $E_{\text{kin}} \gg m_0c^2$) появляется еще одно распределение – «хвост» высокоэнергетичных электронов с энергией отсечки (29). Физический смысл в выражение (29) вносит частота ионизации; целесообразность формального перехода в нем к потенциалу ионизации при умножении этой частоты на постоянную Планка может быть обоснована удобством пользования доступными табличными данными для потенциалов ионизации различных веществ.

Отметим, что учет ионизации внутренних атомных оболочек может привести к появлению дополнительных ветвей уравнения (29) с более высокой кинетической энергией электронов, определяемой отношением n -го потенциала ионизации I_n к энергии кванта лазерного излучения $\hbar\omega$.

Образование высокоэнергетичных электронов с максимальной кинетической энергией (29) как результат развития в сильном магнитном поле динамического пинча, приводящего к более мелкомасштабной вихревой электронной структуре, имеет пороговый характер. Физически порог этого процесса определяется индукцией магнитного поля, оказывающего заметное влияние на процесс ионизации. Оценить индукцию такого магнитного поля можно из условия равенства энергии взаимодействия электрона с магнитным полем и энергии (потенциала) ионизации атома:

$$\mu B_{\text{th}} = I, \quad (30)$$

где $\mu = e\hbar/(2mc) = 0.927 \times 10^{-20}$ эрг/Гс = 5.796×10^{-9} эВ/Гс – магнетон Бора. Это условие дает оценку сверху для магнитного поля B_{th} . Реально заметное влияние магнитного поля на процесс ионизации имеет место при условии

$$\mu B_{\text{th}} \geq \kappa I, \quad (31)$$

где $\kappa < 1$ ($\kappa = 0.1 - 0.5$). Условие (31) с учетом (13) соответствует условию для пороговой интенсивности лазерного излучения

$$J_{\text{th}} \geq \frac{10^2 \kappa^2 I^2}{\mu^2}. \quad (32)$$

Выбирая $\kappa = 0.3$, для золота с потенциалом ионизации $I = 9.2$ эВ получим $B_{\text{th}} = 4.8 \times 10^8$ Гс. Такому полю, индуцируемому в плазме, соответствует, согласно (13), интенсивность лазерного излучения $J_{\text{th}} = 2.3 \times 10^{19}$ Вт/см².

3. Эксперимент

Для проверки представленной теории сопоставим ее результаты с экспериментальными данными. Диапазону кинетических энергий электронов лазерной плазмы от нерелятивистских ($E_{\text{kin}} \ll m_0c^2$) до ультрарелятивистских ($E_{\text{kin}} \gg m_0c^2$) соответствует диапазон интенсивностей лазерного излучения $10^{17} - 10^{20}$ Вт/см². Мы провели собственные исследования при интенсивности $\sim 10^{17}$ Вт/см². При других ($10^{18} - 10^{20}$ Вт/см²) интенсивностях нужного нам диапазона результаты экспериментов по исследованию быстрых электронов лазерной плазмы широко представлены в научной литературе. Для получения интенсивности $\sim 10^{17}$ Вт/см² использовалась лазерная установка «Неодим», описанная в работе [17].

Определение максимальной энергии и числа быстрых электронов проводилось по результатам измерений максимальной энергии и числа γ -квантов, генерируемых в лазерной плазме. Методика и результаты экспериментов детально изложены в работе [18]. В экспериментах применялись плоские мишени из Be, Al, Cu, Ta, Bi. Измерение ослабления потока γ -квантов в зависимости от толщины фильтра из Pb позволило найти максимальную энергию γ -квантов. При этом импульс, регистрируемый на пороге обнаружения сигнала, соответствует одному кванту. Зная толщину фильтра из Pb перед измерительным детектором и телесный угол регистрации γ -квантов, можно определить общее число γ -квантов с максимальной энергией.

Кривая ослабления, построенная в логарифмическом масштабе, представляет собой прямую линию, по наклону которой определялась энергия γ -квантов (рис.4). Измеренная максимальная энергия γ -квантов, генерируе-

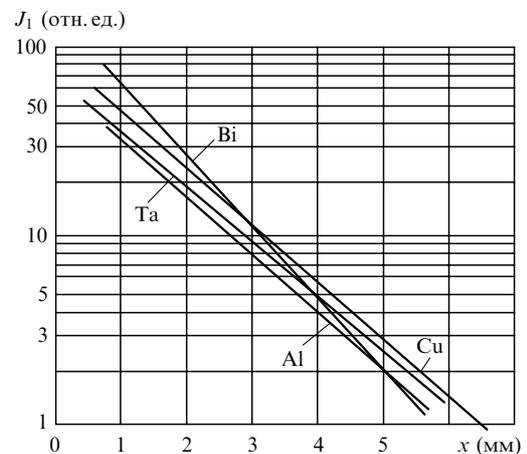


Рис.4. Ослабление потока γ -квантов от различных мишеней, зарегистрированного с помощью NaI(Tl)-датчика, в зависимости от толщины Pb-фильтра x (J_1 – плотность потока γ -квантов).

Табл.1.

Страна	Установка	J (Вт/см ²)	λ (мкм)	τ	Материал мишени	I (эВ)	$E_{\text{кин}}^{\text{max}}$ (МэВ)		$E_{\text{кин}}^{\text{max}*}$	Литера- тура	
							Эксперимент	Теория			
Россия	«Неодим»	$\sim 10^{17}$	1.06	1 пс		Be	9.3	0.240	0.250	$2.25 \frac{J\lambda^2}{10^{18}}$	[18]
						Al	6.0				
						Cu	7.7				
						Ta	7.9				
Франция	CEA/LV	2×10^{18}	1.056	330–500 фс	CH	10.4	2.4	2.12	$\sim 1.5 \left(\frac{J\lambda^2}{10^{18}} \right)^{1/2}$	[5]	
Россия	«Прогресс»	5×10^{18}	1.053	1.4–1.5 пс	Sn	7.34	< 22	20.8	$1.5 \left(\frac{J\lambda^2}{10^{18}} \right)^{1/2} \frac{I}{\hbar\omega}$	[19]	
Германия, Франция	–	$10^{18} - 10^{19}$	0.78	30 фс	W	7.97	~ 0.1	0.77–3.23	$0.5 \left(1 + \frac{J\lambda^2}{10^{18}} \right)^{1/2} - 0.5$	[20]	
Англия	VULCAN	$\leq 10^{19}$	1.053	~ 1 пс	Ta	7.8	30	31.3	$1.5 \left(\frac{J\lambda^2}{10^{18}} \right)^{1/2} \frac{I}{\hbar\omega}$	[6]	
США	–	8×10^{19}	1.06	0.5 пс	Au	9.2	100	104.6	$1.5 \left(\frac{J\lambda^2}{10^{18}} \right)^{1/2} \frac{I}{\hbar\omega}$	[3]	

* В этом столбце даны формулы для расчета $E_{\text{кин}}^{\text{max}}$.

мых в лазерной плазме при $J = 10^{17}$ Вт/см², составила 240 ± 40 кэВ для всех используемых материалов мишени. Полное число γ -квантов в одном импульсе составляло $(5.0 \pm 2.0) \times 10^5$.

Данные, полученные на основе предложенной выше теории, и известные экспериментальные результаты приведены в табл.1. Хорошее согласие теории и эксперимента позволяет сделать вывод о возможности реализации предложенного механизма образования электронов высокой энергии в лазерной плазме.

Автор выражает благодарность В.С.Лисице и В.П.Крайнову за полезные дискуссии и конструктивные комментарии, а также коллективу Отдела лазерных короткоимпульсных систем ФГУП «ЦНИИ машиностроения» за активное участие в подготовке настоящей работы.

Работа выполнена при поддержке Министерства РФ по атомной энергии, Российского авиационно-космического агентства и Международного научно-технического центра (проект № 2155).

1. Hu S.X., Starace A.F. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 245003 (2002).
2. Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Plasmas*, **6** (7), 2847 (1999).
3. Cowan T.E., et al. *Laser and Particle Beams*, **17** (4), 773 (1999).

4. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Rev. Lett.*, **76** (21), 3975 (1996).
5. Malka G., Miquel J.L. *Phys. Rev. Lett.*, **77** (1), 75 (1996).
6. Ledingham K.W.D., Norreys P.A. *Contemporary Phys.*, **40** (6), 367 (1999).
7. Weibel E.S. *Phys. Rev. Lett.*, **2** (3), 83 (1959).
8. Быченков В.Ю., Новиков В.А., Силин В.П., Тихончук В.Т. *Физика плазмы*, **17** (11), 1325 (1991).
9. Быченков В.Ю., Силин В.П., Тихончук В.Т. *ЖЭТФ*, **71** (4), 1269 (1990).
10. Arefiev V.I., Belyaev V.S., Ferrante G., Zarcone M., Silin V.P., Uryupin S.A. *Laser Phys.*, **10** (2), 594 (2000).
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика* (М.: Наука, 1974).
12. Sakagami Y. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 245 (1979).
13. Sudan R.N. *Phys. Rev. Lett.*, **70** (20), 3075 (1993).
14. Wilks S.C., Krueger W.L., Tabak M., Langdon A.B. *Phys. Rev. Lett.*, **69** (9), 1383 (1992).
15. Tatarakis M., et al. *Proc. XXVIII EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics* (Madeira, Portugal, 2001, p. 756).
16. Гольдин Л.Л. *Физика ускорителей* (М.: Наука, 1983).
17. Беляев В.С. и др. *Квантовая электроника*, **30** (3), 229 (2000).
18. Matafonov A., Belyaev V. *Proc. XXVIII EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics* (Madeira, Portugal, 2001, p. 730).
19. Бородин В.Г. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **71** (6), 354 (2000).
20. Никлес П.В. и др. *Квантовая электроника*, **27** (2), 165 (1999).