

## Особенности и предельные характеристики нагрева вещества пучком лазерно-ускоренных быстрых электронов

С. Ю. Гуськов<sup>+\*1)</sup>, Н. П. Зарецкий\*, П. А. Кучугов<sup>+×</sup>

<sup>+</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева, 119991 Москва, Россия

\* НИЦ “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

<sup>×</sup> Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша, 125047 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 декабря 2019 г.

После переработки 27 декабря 2019 г.

Принята к публикации 30 декабря 2019 г.

Исследованы особенности образования плазмы при нагреве вещества пучком лазерно-ускоренных быстрых электронов. Эти особенности связаны с соотношением темпа нагрева и скоростей потерь энергии за счет радиационных процессов и электронной теплопроводности, которые регулируются зависимостью энергии частиц греющего пучка от его интенсивности, характерной для лазерного ускорения электронов. Показано, что потери энергии растут с ростом интенсивности пучка и в значительной степени ограничивают значение максимальной температуры образующейся плазмы. Обсуждается возможность генерации мощного импульса  $\gamma$ -излучения неядерного происхождения за счет тормозного излучения лазерно-ускоренных электронов.

DOI: 10.31857/S0370274X20030029

1. Лазер-плазменное ускорение заряженных частиц позволяет генерировать пучки электронов или ионов с рекордной для лабораторных условий плотностью потока энергии, соответствующей интенсивности воздействующего на мишень лазерного импульса. В сочетании со способностью заряженных частиц эффективно передавать свою энергию твердому веществу в кулоновских столкновениях это определяет уникальные возможности пучков лазерно-ускоренных заряженных частиц для создания высокотемпературной, плотной плазмы [1–4]. Применительно к пучкам лазерно-ускоренных электронов такая возможность активно исследуется для генерации мощных ударных волн с давлением в сотни и даже тысячи Мбар [2] для исследования уравнения состояния вещества (УРС). Давление до 1 Гбар может быть достигнуто при нагреве пучком нерелятивистских быстрых электронов, образованных при воздействии на мишень лазерного импульса с параметром взаимодействия  $I\lambda^2 \approx 10^{16}–10^{17} \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^2/\text{см}^2$  ( $I$  и  $\lambda$  – соответственно интенсивность и длина волны лазерного излучения) [1, 2]. Дальнейший рост давления вплоть до десятков Гбар отвечает использованию пучка релятивистских электронов, ускоренных при параметре взаимодействия, превышающем значения  $10^{18} \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^2/\text{см}^2$

[2]. Еще одна сторона практического интереса связана с возможностью генерации мощного импульса жесткого рентгеновского излучения при нагреве пучком лазерно-ускоренных электронов вещества тяжелых элементов.

Теория образования импульсной плазмы при нагреве вещества легких элементов потоком нерелятивистских лазерно-ускоренных электронов была развита в работах [1, 2, 5, 6]. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию особенностей образования плазмы при нагреве вещества потоком быстрых электронов, включая случай релятивистских электронов, с учетом потерь энергии, которые присущи, в том числе, плазме тяжелых элементов. Механизмами таких потерь энергии являются, прежде всего, радиационное охлаждение плазмы, а также электронная теплопроводность и тормозное излучение электронов самого греющего пучка. Исследуется нагрев плазмы с плотностью, близкой к начальной плотности вещества. Такая плазма в случае вещества легких элементов отвечает достижению максимальных давлений, а в случае вещества тяжелых элементов – еще и максимальной конверсии энергии в энергию жесткого рентгеновского излучения. Установлены предельные значения температуры плазмы, которые определяются действием указанных выше механизмов потерь энергии, в том числе, при нагреве пучком релятивистских электронов, ускоряемых при ин-

<sup>1)</sup>e-mail: guskovsy@lebedev.ru

тенсивностях лазерного импульса  $10^{19} - 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, достигнутых в современном эксперименте.

2. Хорошо известно, что эффективность преобразования энергии лазерного излучения в энергию быстрых электронов  $\eta$  и характерная энергия лазерно-ускоренных электронов  $E$  растут с ростом параметра  $I_L \lambda^2$ . Значительная степень трансформации лазерного излучения в энергию быстрых электронов достигается при превышении параметра  $I_L \lambda^2$  значений  $10^{16}$  Вт · мкм<sup>2</sup>/см<sup>2</sup>. Имеются данные многочисленных экспериментов, указывающие на то, что при интенсивности излучения основной гармоники Nd-лазера  $10^{16} - 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> степень трансформации  $\eta$  лежит в диапазоне значений от 10 до 30%. К сожалению, надежных количественных зависимостей степени трансформации  $\eta$  от интенсивности и длины волны лазерного излучения в настоящее время не имеется. По этой причине отношение интенсивностей греющего потока быстрых электронов и ускоряющего лазерного импульса  $\eta = I_b/I_L$  будет использоваться в данной работе в качестве параметра задачи, значения которого лежат в указанном выше диапазоне. Вместе с тем, достаточно надежные зависимости имеются для характерной энергии электронов, ускоряемых при относительно короткой длине волны лазерного импульса, соответствующей излучению 1-й – 3-й гармоник Nd-лазера. Эти зависимости объединяют данные экспериментов и теоретических моделей в виде соотношений [7, 8]

$$E_{\text{MeV}} \approx 0.45(I_{L(19)}\lambda^2)^{1/3} \quad \text{при } I_{L(19)}\lambda^2 < 0.1, \quad (1)$$

$$E_{\text{MeV}} \approx 1.2(I_{L(19)}\lambda^2)^{1/2} \quad \text{при } I_{L(19)}\lambda^2 > 1 \quad (2)$$

в которых интенсивность излучения  $I_{L(19)}$  измеряется в единицах  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>, длина волны  $\lambda$  – в микронах, а энергия быстрого электрона  $E_{\text{MeV}}$  – в МэВ.

Рассмотрим нагрев полупространства несжимаемого вещества потоком моноэнергетических электронов, энергия которых зависит от интенсивности ускоряющего электроны лазерного импульса в соответствии с (1) и (2). Образование плазмы с максимальной начальной плотностью, равной начальной плотности, происходит за период времени, в течение которого нагреваемое вещество можно считать неподвижным. Длительность этого периода или время абляционного нагружения  $t_h$  (термину, введенному в [1]) составляет, приближенно, время, за которое волна разгрузки от внешней поверхности полупространства распространяется к внутренней поверхности нагреваемого слоя вещества. С учетом того, что согласно автомодельному решению [9] доли тепловой и кинетической энергий при плоском изо-

термическом разлете равны, для температуры плазмы, которая достигается за время  $t_h$ , в [2] получено следующее решение

$$T_h = \frac{1}{C_V} \left[ \frac{9}{16(\gamma - 1)} \right]^{1/3} \left( \frac{I_{ab}}{\rho} \right)^{2/3}, \quad t \leq t_h, \quad (3)$$

где  $I_{ab}$  – плотность потока поглощенной энергии,  $\rho$  – начальная плотность нагреваемого вещества,  $C_V = (Z + 1)k_B/(\gamma - 1)Am_p$  – удельная теплоемкость,  $Z$  – степень ионизации,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $\gamma$  – показатель адиабаты,  $A$  – атомный номер ионов плазмы,  $m_p$  – масса протона,

$$t_h = \frac{\mu}{\rho V_s}, \quad (4)$$

$V_s = [(\gamma - 1)C_V T_h]^{1/2}$  – изотермическая скорость звука,  $\mu$  – массовый пробег быстрого электрона с начальной энергией  $E$ , который растет с ростом энергии  $E$  по квадратичному закону в случае нерелятивистского электрона и по линейному закону – в релятивистском случае; расчет пробега электрона в плазме алюминия при степени ионизации  $Z = 11$ , для которой будут сделаны численные оценки данной работы, дает с использованием данных [5, 10] по тормозной способности плазмы в результате бинарного и коллективного взаимодействия быстрого электрона с электронной компонентой плазмы и рассеяния на ионах плазмы следующие результаты:

$$\mu = \mu_{nr} E^2 \approx 0.8 E_{\text{MeV}}^2 \quad \text{и} \quad \mu = \mu_r E \approx 0.9 E_{\text{MeV}}, \quad \text{г/см}^2. \quad (5)$$

Цель данной работы состоит в том, чтобы найти предельное значение температуры  $T_h$ , которое определяется действием перечисленных выше механизмов потерь энергии. Плотности потоков энергии тормозного излучения электронов плазмы и электронов пучка определяются выражениями  $I_{rp} = W_{rp}\mu/\rho$  и  $I_{rb} = W_{rb}\mu/\rho$  соответственно, которые содержат лучеиспускательные способности электронов плазмы  $W_{rp}$  и электронов пучка  $W_{rb}$  при их рассеянии на ионах плазмы. Лучеиспускательная способность электронов плазмы дается известным соотношением [11]

$$W_{rp} = 1.73 \cdot 10^{24} \left( \frac{Z}{A} \right)^2 Z T^{1/2} \rho^2, \quad \text{эрг/см}^3 \cdot \text{с}, \quad (6)$$

в котором температура  $T$  и плотность  $\rho$  плазмы измеряются, соответственно, в кэВ и г/см<sup>3</sup>.

Следуя теории тормозного излучения [11] для лучеиспускательной способности электронов пучка, получаем выражение, аналогичное выражению (6), при

выводе которого вместо концентрации электронов плазмы надо оперировать концентрацией электронов пучка  $n_b = I_b/vE$ , а вместо тепловой скорости электронов плазмы – скоростью электронов пучка  $v$ . В итоге для величины  $W_{rb}$  получаем

$$W_{rb} = \frac{16\pi^2}{3^{3/2}} \frac{Z^2 e^6 n_i I_b}{m_e c^3 h E} \approx 1.7 \cdot 10^{23} Z \left( \frac{Z}{A} \right) \frac{\rho I_b}{E_{\text{MeV}}}, \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{с}, \quad (7)$$

в котором:  $m_e$  и  $e$  – масса и заряд электрона,  $c$  – скорость света,  $h$  – постоянная Планка,  $n_i$  – концентрация ионов плазмы,  $I_b$  измеряется в  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Плотность потока энергии, обусловленного электронной теплопроводностью, запишем приближенно как  $I_c = \kappa T^{5/2} \text{grad} T \approx \kappa T^{7/2} \rho / \mu$  с использованием известного результата для коэффициента  $\kappa$  [12, 13]

$$\kappa \approx 8 \cdot 10^{19} (Z + 3.3)^{-1}, \text{ эрг/см} \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ}^{7/2}. \quad (8)$$

Подставляя в (3)  $I_{ab} = I_b - I_{rp} - I_{rb} - I_c$ , получаем приближенное уравнение для определения предельной температуры  $T_*$

$$1 - \left( \frac{T_*}{T_{h0}} \right)^{3/2} - \frac{I_{rp}}{I_b} \left( \frac{T_*}{T_{h0}} \right)^{1/2} - \frac{I_{rb}}{I_b} - \frac{I_c}{I_b} \left( \frac{T_*}{T_{h0}} \right)^{7/2} = 0, \quad (9)$$

в котором  $T_{h0}$  представляет собой температуру  $T_h$  без учета потерь энергии (при  $I_{ab} = I_b$  в формуле (3)), а потоки  $I_{rp}$ ,  $I_{rb}$ ,  $I_c$  рассчитываются по параметрам плазмы в отсутствии потерь энергии.

В уравнении (9) второй член представляет собой долю энергии потока греющих электронов, которая тратится непосредственно на нагрев вещества, третий, четвертый и пятый – доли энергии, относящиеся к потерям за счет тормозного излучения электронов плазмы, тормозного излучения электронов пучка и электронной теплопроводности.

Используя (1)–(3) и (5)–(8), для отношений потоков  $I_{rp}/I_b$ ,  $I_{rb}/I_b$  и  $I_c/I_b$  получаем (при  $\gamma = 5/3$ )

$$\frac{I_{rp}}{I_b} = 0.2 \cdot Z \left( \frac{Z}{A} \right)^2 \left( \frac{A}{Z+1} \right)^{1/2} \times \frac{\rho^{2/3}}{\eta^{2/3}} \begin{cases} 0.23 \mu_{nr} \lambda^{4/3}, & I_{L(19)} \lambda^2 < 0.1, \\ 1.2 \frac{\mu_r \lambda}{I_{L(19)}^{1/6}}, & I_{L(19)} \lambda^2 > 1, \end{cases} \quad (10)$$

$$\frac{I_{rb}}{I_b} = 8 \cdot 10^{-4} Z \left( \frac{Z}{A} \right) \begin{cases} \mu_{nr} (I_{L(19)} \lambda^2)^{1/3}, & I_{L(19)} \lambda^2 < 0.1, \\ 1.25 \mu_r, & I_{L(19)} \lambda^2 > 1, \end{cases} \quad (11)$$

$$\frac{I_c}{I_b} = 75 \frac{\eta^{4/3}}{(Z + 3.3) \rho^{4/3}} \times \left( \frac{A}{Z+1} \right)^{7/2} \begin{cases} \frac{I_{L(19)}^{2/3}}{\mu_{nr} \lambda^{4/3}}, & I_{L(19)} \lambda^2 < 0.1, \\ 0.53 \frac{I_{L(19)}^{5/6}}{\mu_r \lambda}, & I_{L(19)} \lambda^2 > 1. \end{cases} \quad (12)$$

Обсудим предельные характеристики нагрева плазмы потоком лазерно-ускоренных быстрых электронов на примере решения уравнения (9) с учетом (10)–(12) для плазмы алюминия ( $Z = 11$ ,  $\mu_{nr} = 0.8$ ,  $\mu_r = 0.9$ ) и ускоряющего лазерного импульса излучения первой гармоники Nd-лазера ( $\lambda = 1.06$  мкм) при степени конверсии  $\eta = 0.2$ . Именно алюминий часто используется как реперный материал в экспериментах по исследованию УРС. Тенденции влияния различных механизмов потерь энергии помогает понять анализ соотношений (10)–(12). Для нерелятивистских электронов отношение  $I_{rp}/I_b$  не зависит от интенсивности лазерного импульса и составляет около 0.4. Влияние потерь энергии на тормозное излучение электронов пучка и электронную теплопроводность растут с ростом лазерной интенсивности, соответственно, как  $I_L^{1/3}$  и  $I_L^{2/3}$ . Но если при интенсивности  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> отношение  $I_c/I_b$  составляет около 0.35, то отношение  $I_{rb}/I_b$  составляет всего лишь 0.0007. Решение уравнения (9) для нерелятивистских электронов показывает, что отношение температур  $T_*/T_{h0}$  слабо меняется от интенсивности лазерного импульса и составляет значение около 0.75. При этом доминирующим механизмом потерь энергии является тормозное излучение плазмы – около 35%, теплопроводность ответственна за потери около 5% энергии, а тормозное излучение пучка – за десятые доли процента.

Для релятивистских электронов возрастает относительная роль потерь энергии на электронную теплопроводность. Если отношение  $I_{rp}/I_b$  имеет тенденцию к слабому уменьшению с ростом интенсивности лазерного импульса, как  $I_L^{-1/6}$ , то отношение  $I_c/I_b$  растет с ростом интенсивности лазерного импульса, как  $I_L^{5/6}$ . Однако, как и в случае нерелятивистских быстрых электронов, доминирующим механизмом потерь остается тормозное излучение плазмы. Отношение  $I_{rb}/I_b$  для тормозного излучения пучка выходит на постоянное значение, но остается, по-прежнему, малой величиной – 0.004. Решение уравнения (9) для релятивистских электронов при  $I_L \geq 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> показывает, что отношение температур  $T_*/T_{h0}$  практически не меняется с лазерной интенсивностью, оставаясь равным приблизительно 0.28. Также слабо меняются и суммарные потери

энергии на тормозное излучение плазмы и теплопроводность. Они составляют для релятивистского пучка около 80 % энергии. При этом, как указывалось выше, относительный вклад потерь энергии за счет теплопроводности растет с ростом лазерной интенсивности: при  $I_L = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> потери энергии составляют около 10 % энергии, при  $I_L = 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> – уже 35 %.

Согласно (10)–(12), отношение  $I_{rp}/I_b$  уменьшается, а отношение  $I_c/I_b$ , наоборот, растет с уменьшением длины волны лазерного излучения как в случае релятивистских, так и нерелятивистских лазерно-ускоренных электронов. Это приводит к тому, что потери энергии, связанные с тормозным излучением плазмы и электронной теплопроводностью в случае импульса излучения 3-й гармоники Nd-лазера оказываются сопоставимы – 18 и 12 %, соответственно, в случае нерелятивистских электронов и 15 и 45 % – в релятивистском случае. При этом снижение температуры за счет потерь энергии оказывается меньше – отношение  $T_*/T_{h0}$  для нерелятивистского случая составляет около 0.8 и 0.35 для релятивистского случая.

Полученные выше результаты дают возможность уточнить оценки работы [2], относящиеся к нагреву потоком нерелятивистских электронов, и оценить температуру плазмы при нагреве потоком релятивистских электронов. Возвращаясь к случаю 1-й гармоники излучения Nd-лазера, для нерелятивистского пучка при интенсивности  $I_L = 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> следует ожидать нагрев алюминиевой плазмы до температуры 1.2 кэВ, для релятивистского пучка при интенсивности  $I_L = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> – до 33 кэВ, что отвечает достижению давлений около 0.7 и 20 Гбар соответственно. Преобразование значительной части энергии пучка быстрых электронов в рентгеновское излучение плазмы означает генерацию мощного импульса жесткого рентгеновского излучения. Так, исходя из приведенной выше оценки, плазма алюминиевой мишени, нагреваемая релятивистским пучком электронов, ускоренных при интенсивности излучения 1-й гармоники Nd-лазера  $I_L = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, является источником жесткого рентгеновского излучения с граничной энергией квантов около 30 кэВ, интенсивность которого составляет около  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Кроме того, несмотря на относительно низкую эффективность преобразования энергии релятивистского электронного пучка в энергию излучения при его торможении в плазме – около 0.4 %, импульс  $\gamma$ -излучения неядерного происхождения с граничной энергией в несколько МэВ при  $I_L = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> может достигать значений

около  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Важно отметить, что с ростом атомного номера вещества мишени интенсивность рентгеновского излучения за счет тормозного излучения электронов плазмы и пучка растут линейно со степенью ионизации плазмы. Расчеты с использованием изложенной в работе модели показывают, что в плазме золота до 90 % энергии пучка быстрых электронов будет преобразовано в энергию тормозного излучения с граничной энергией около 5 кэВ. Что касается  $\gamma$ -излучения в результате торможения пучка быстрых электронов в плазме золота, его интенсивность возрастает в 2–3 раза по сравнению с плазмой алюминия и при интенсивности  $I_L = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> может превышать значение  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>.

**3.** Основные выводы работы состоят в следующем. При нагреве вещества пучком электронов, ускоренных лазерным импульсом с интенсивностью, превышающей  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, предельная температура нагрева в значительной степени определяется потерями энергии, которые обусловлены тормозным излучением плазмы. Потери энергии растут с увеличением интенсивности греющего пучка электронов. Для плазмы алюминия в случае пучка нерелятивистских электронов эти потери составляют около 40 %, в случае пучка релятивистских электронов – около 80 %. Нагрев плазмы пучком релятивистских лазерно-ускоренных электронов индуцирует генерацию мощного импульса жесткого рентгеновского излучения с граничной энергией в несколько десятков кэВ с интенсивностью, превышающей  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, и мощного импульса  $\gamma$ -излучения неядерного происхождения с граничной энергией в несколько МэВ с интенсивностью, превышающей  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 17-02-00059.

1. S. Yu. Gus'kov, X. Ribeyre, M. Touati, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolai, and V. Tikhonchuk, Phys. Rev. Lett. **109**, 255004 (2012).
2. С. Ю. Гуськов, Письма в ЖЭТФ **100**, 79 (2014).
3. С. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, М. А. Алхимова et al. (Collaboration), Письма в ЖЭТФ **105**, 15 (2017).
4. Y. Abe, K.F.F. Law, Ph. Korneev et al. (Collaboration), Pis'ma v ZhETF **107**, 366 (2018).
5. X. Ribeyre, S. Gus'kov, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolai, and V. T. Tikhonchuk, Phys. Plasmas **20**, 062705 (2013).
6. С. Ю. Гуськов, Письма в ЖЭТФ **103**, 557 (2016).
7. F. N. Beg, A. R. Bell, and A. E. Dangor, Phys. Plasmas **4**, 447 (1997).

8. M. G. Haines, M. S. Wei, F. N. Beg, and R. B. Stephens, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 045008 (2009).
9. В. С. Имшенник, *ДАН* **5**, 263 (1960).
10. S. Atzeni, A. Shiavi, and J. R. Davies, *Plasma Phys. Control. Fusion* **51**, 015016 (2009).
11. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М. (1966).
12. L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience, N.Y. (1956).
13. В. С. Имшенник, *Астрономический журнал* **38**, 652 (1961).