

Двумерный перенос энергии и образование плазмы при воздействии лазерного пучка на вещество докритической плотности

С.Ю.Гуськов*, Н.В.Змитренко**, И.В.Попов**, В.Б.Розанов*, В.Ф.Тишкин**

На основе результатов двумерных численных расчетов исследованы поглощение излучения, перенос энергии и образование плазмы при взаимодействии лазерного пучка с однородной средой, состоящей из легких элементов, плотность которой не превышает критической плотности плазмы, соответствующей плазменному резонансу для длины волны воздействующего лазерного излучения. Расчеты выполнены по программе HEAT-3D, включающей в себя решение двумерного уравнения теплопроводности с источником энергии, описывающим обратное тормозное поглощение лазерного излучения в веществе. Моделировалось взаимодействие пучков лазерного излучения с радиусами $10^{-2} - 6 \cdot 10^{-2}$ см, интенсивностью $10^{14} - 5 \cdot 10^{15}$ Вт/см² и длинами волн 1.053 и 0.527 мкм с веществами легких элементов с плотностью 1–10 мг/см³. Анализ расчетов показал, что пространственное распределение температуры образующейся плазмы определяется анизотропией переноса энергии. Степень анизотропии зависит, в свою очередь, от соотношения радиуса пучка и длины поглощения лазерного излучения, которая является функцией плотности и температуры образующейся плазмы. Результаты расчетов сравниваются с результатами экспериментов по воздействию лазерного пучка на мишени из малоплотного вещества.

Ключевые слова: перенос энергии, лазерная плазма, пористые среды.

Введение

Интерес к предмету исследований данной работы связан прежде всего с высказанными в последнее время предложениями по использованию малоплотных веществ с плотностью, близкой к критической, в мишенях инерциального термоядерного синтеза. Эти предложения состоят, в частности, в том, чтобы использовать такие среды в качестве поглотителя излучения лазерных пучков, облучающих сферическую мишень, для выравнивания неоднородностей нагрева мишени [1, 2].

Выравнивающее действие этих сред связано с несколькими факторами. Один из них состоит в объемном поглощении излучения лазерного пучка в веществе с докритической плотностью на глубине обратного тормозного поглощения [2, 3]. По сравнению со случаем твердого вещества поглощение излучения в среде с докритической плотностью происходит в значительно больших объемах вещества и, как следствие, при относительно более низких потерях энергии на гидродинамическое движение [2].

Другое важное обстоятельство связано с тем известным фактом, что скорость распространения фронта волны электронной теплопроводности растет с уменьшением плотности среды. В результате при воздействии пучка лазерного излучения с интенсивностью $10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² на вещество с плотностью, близкой к критической, для гармоник излучения Nd-лазера электронная теплопроводность может обеспечить быстрый перенос тепла (в те-

чение нескольких наносекунд) на значительные расстояния (несколько сотен микрометров) [2].

В настоящей работе представлены и анализируются результаты численного решения по программе HEAT-3D [4] двумерного уравнения теплопроводности для покоящегося вещества с источником энергии, описывающим обратное тормозное поглощение излучения лазерного пучка заданного радиуса, в веществе легких элементов с докритической плотностью. Расчеты выполнены для параметров лазерного пучка, соответствующих экспериментам с малоплотными средами, ведущимся в различных лабораториях: энергия излучения $E_L = 50 - 5000$ Дж, длины волн $\lambda = 1.06$ и 0.527 мкм, интенсивность излучения $I_L = 10^{14} - 5 \cdot 10^{15}$ Вт/см². Плотность вещества мишени варьировалась от 1 до 10 мг/см³.

В рассматриваемых условиях температура плазмы, образующейся при воздействии на малоплотное однородное вещество мощных потоков лазерного излучения, оказывается достаточно высока – свыше 1 кэВ. В такой горячей и малоплотной плазме время, в течение которого справедливо условие превышения скорости тепловой волны над скоростью звука $t \leq \chi/c_V T$ (T – температура плазмы; c_V и χ – теплоемкость плазмы и коэффициент температуропроводности соответственно), составляет 8–10 нс и превышает длительности рассматриваемых лазерных импульсов $\tau_L = 1.1$ и 5 нс. Это позволяет исследовать перенос тепла в данной задаче в приближении покоящегося вещества.

Физика взаимодействия лазерного пучка с малоплотными средами широко исследуется в экспериментах, проводимых в различных лабораториях. Ряд экспериментов выполнен с газовыми средами [5] и аэрогелями [5], но большинство – с пористыми веществами [5–10]. Физика поглощения лазерного излучения и перенос энергии в пористых средах значительно отличаются от таковых в гомогенных газовых средах. Это отличие в первую очередь

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 117924 Москва, Ленинский просп., 53

**Институт математического моделирования РАН, Россия, 125047 Москва, Миусская пл., 4а

связано с гомогенизацией пористых сред, которая сопровождается поглощением лазерного излучения и перенос энергии в них [3, 7, 9]. В результате перенос энергии в таких средах осуществляется «гидротепловой» волной [6, 7, 11, 12], скорость распространения фронта которой близка к скорости звука, а распределение температуры за фронтом близко к однородному.

В настоящей работе проводится сравнение результатов численных расчетов и экспериментов с малоплотными средами, в том числе и пористыми, поскольку такое сравнение позволяет исследовать отличие переноса энергии в пористой среде от волны электронной теплопроводности.

1. Постановка задачи

Математическая постановка задачи формулируется следующим образом. Имеется полубесконечная среда с плотностью ρ , на поверхности которой задается как функция времени интенсивность лазерного излучения q_L в области $0 \leq r \leq R_L$. Лазерное излучение переносится и поглощается вдоль нормали к поверхности среды xu на глубину, равную длине обратного тормозного поглощения [2]

$$L = 9.2 \cdot 10^{-8} \left(\frac{A}{Z} \right)^2 T^{3/2} \frac{1}{\rho^2 \lambda^2 Z}. \quad (1)$$

Здесь A и Z – атомный номер и степень ионизации ионов среды; T – температура образующейся плазмы в килоэлектронвольтах; λ – длина волны лазерного излучения в сантиметрах.

Перенос тепла вдоль и поперек направления падения лазерного пучка на среду осуществляется электронной теплопроводностью. В программе HEAT-3D рассматривается трехмерное уравнение теплопроводности в односвязной области в декартовой системе координат

$$\rho c_V \frac{\partial T}{\partial t} = -\operatorname{div} W + Q_L, \quad (2)$$

где Q_L – функция источника;

$$W = -\kappa \operatorname{grad} T \quad (3)$$

– вектор потока тепла; $\kappa = 1.3 \cdot 10^{19} T^{5/2} / Z$ – спитцеровский коэффициент электронной теплопроводности в единицах эрг/(кэВ^{5/2}·с·см).

На границе S односвязной области задано условие

$$\left(-\kappa \frac{\partial T}{\partial n} \right) \Big|_S = 0, \quad (4)$$

где n – внешняя нормаль к поверхности S . Поглощение лазерного излучения моделировалось следующим образом:

$$Q_L = I_L / V_L,$$

где V_L – объем области поглощения лазерного излучения; $I_L = I_0 \exp(-k_L z)$ – интенсивность лазерного излучения; I_0 – интенсивность лазерного излучения на поверхности мишени; $k_L = L^{-1}$ – коэффициент лазерного поглощения. Применительно к данной задаче объем $V_L = \pi R_L^2 L$, вещество считалось полностью ионизованным, $A \approx 7$, $Z = 3.5$.

При построении дискретной модели исходная непрерывная область заменялась дискретной сеткой, у которой в плоскости xu разбиение проводилось треугольниками, а в плоскости zx или, что то же самое, zy – четырехугольниками. Шаг сетки может быть неравномерным. Таким образом, элементарный объем ячейки представляет собой призму, в центре которой задаются температура, плотность и коэффициент теплопроводности, а на гранях – тепловые потоки.

2. Результаты расчетов и обсуждение

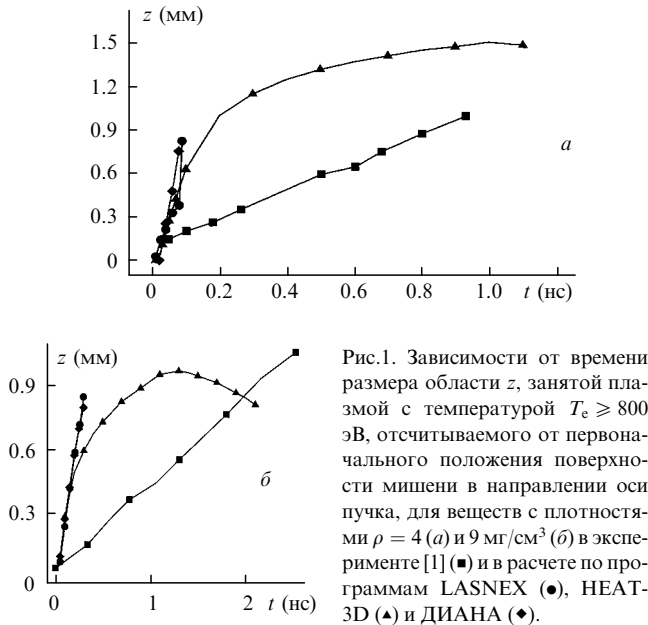
Первая серия расчетов была выполнена для условий экспериментов [5], проведенных на Nd-лазере «Нова» в Ливерморской лаборатории. В этих экспериментах исследовалась динамика переноса энергии в плоской мишени из пористого вещества агар-агар с плотностью $\rho = 9$ и 4 мг/см³ при воздействии пучка излучения 2-й гармоники Nd-лазера ($\lambda = 0.523$ мкм). Энергия лазерного импульса $E_L = 4200$ Дж, длительность $\tau_L = 1.1$ нс, что при радиусе пучка $R_L = 300$ мкм давало среднюю интенсивность воздействующего излучения около $1.5 \cdot 10^{15}$ Вт/см².

Методами многокадрового рентгеновского фотографирования в экспериментах измерялась зависимость от времени координаты области плазмы с электронной температурой $T_e \approx 800$ эВ вдоль оси пучка. Указанная координата отсчитывалась от первоначального положения облучаемой поверхности мишени. В работе [5] была предпринята попытка теоретического описания результатов эксперимента на основании численного расчета модельной задачи взаимодействия лазерного пучка (с параметрами, соответствующими параметрам эксперимента) с однородной средой, химический состав которой соответствовал агар-агару, а плотность – средней плотности мишеней, исследованных в эксперименте. Расчеты были выполнены по двумерной (цилиндрической) версии широко известного кода LASNEX, который включает в себя расчет уравнений гидродинамики с учетом электронной теплопроводности, переноса собственного излучения, поглощения лазерного излучения и других процессов.

В работе [5] результаты расчетов по программе LASNEX были представлены для начальной стадии взаимодействия, на временном интервале $0 \leq t \leq 0.2$ нс. Результаты численных расчетов на рис. 1 соответствуют положению области плазмы с $T_e \approx 800$ эВ (как и данные эксперимента).

Анализ приведенных результатов прежде всего показывает, что при прочих равных условиях перенос энергии в пористом веществе происходит значительно медленнее (в 1.5–2 раза), чем в однородной газовой среде. Расчеты по программам LASNEX и HEAT-3D дают близкие результаты во временном интервале, для которого проведены расчеты по программе LASNEX. Однако расчеты по программе HEAT-3D по сравнению с расчетами по программе LASNEX демонстрируют более раннее начало уменьшения скорости переноса тепла вдоль оси лазерного пучка, связанное с влиянием бокового растекания тепла и переходом от плоского к двумерному распространению волны электронной теплопроводности.

Более того, результаты расчетов по программе LASNEX обнаруживают очень близкое соответствие данным численных расчетов по одномерной программе ДИАНА (описание программы представлено в [13]),



которые также приведены на рис.1. Тот факт, что расчеты по программе LASNEX дают одномерный характер распространения волны теплопроводности в условиях, когда фронт волны в продольном направлении проходит расстояние, сравнимое с диаметром лазерного пучка, позволяет считать, что полученное на основании этой программы решение соответствует более позднему проявлению двумерных эффектов по сравнению с реальной ситуацией.

Как показывают расчеты по программе HEAT-3D, на начальной стадии процесса, при $t \leq 0.1 - 0.2$ нс, пока распространение тепла в продольном направлении (вдоль оси пучка) происходит на расстояние $600 - 800$ мкм, сравнимое с диаметром лазерного пучка, динамика переноса тепла соответствует плоской волне электронной теплопроводности. Температура плазмы на этой стадии процесса, пока еще не сказывается боковое растекание тепла, оказывается высокой, поэтому глубина распространения тепла в значительной степени определяется протяженностью источника энергии, обусловленной поглощением лазерного пучка в среде.

Скорость переноса энергии на начальной стадии процесса составляет $(3 - 4) \cdot 10^8$ см/с. Расчеты по программе HEAT-3D наглядно демонстрируют двумерный характер переноса тепла в газовой среде начиная с момента времени $t = 0.2 - 0.3$ нс. С этого времени скорость волны электронной теплопроводности начинает падать. К моменту окончания действия лазерного импульса скорость волны составляет около $4 \cdot 10^7$ см/с для среды с плотностью $\rho = 4 \text{ мг/см}^3$ и $2.5 \cdot 10^7$ см/с для среды с $\rho = 9 \text{ мг/см}^3$. В результате средние (за время лазерного импульса) скорости волны электронной теплопроводности составляют $1.5 \cdot 10^8$ см/с для газовой среды с плотностью $\rho = 4 \text{ мг/см}^3$ и $9 \cdot 10^7$ см/с для среды с $\rho = 9 \text{ мг/см}^3$.

Экспериментальные средние скорости переноса энергии в пористых средах, полученные в [5], составили 10^8 см/с для среды с плотностью $\rho = 4 \text{ мг/см}^3$ и $4.5 \cdot 10^7$ см/с для среды с $\rho = 9 \text{ мг/см}^3$. Таким образом, сравнение численных расчетов по программе HEAT-3D с экспериментальными результатами подтверждают выводы работ [6, 7, 11, 12] о том, что перенос энергии в пористых средах осуществляется не за счет электронной теплопроводности,

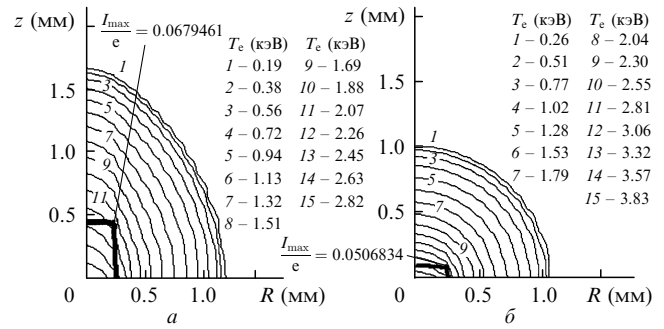


Рис.2. Изолинии температуры в координатах z, R в момент времени $t = 1$ нс для газовых сред с плотностями $\rho = 4$ (а) и 9 мг/см^3 (б).

сти, а за счет более медленного в этих условиях гидродинамического процесса.

На рис.2 представлены изолинии температуры в координатах z, R в момент времени $t = 1$ нс, близкий к окончанию лазерного импульса, полученные в численных расчетах по программе HEAT-3D для газовых сред с плотностью $\rho = 4$ и 9 мг/см^3 . Анализ этих данных показывает, что в случае газовой среды с более низкой плотностью имеется сильно выраженная анизотропия распространения волны электронной теплопроводности. В направлении падения лазерного пучка размер прогреваемой области для плотности $\rho = 4 \text{ мг/см}^3$ значительно превышает размер прогреваемой области в поперечном направлении. Это связано с тем, что длина обратного тормозного поглощения в докритической плазме увеличивается с уменьшением плотности плазмы (см. формулу (1)).

На рис.2 приведены также положения фронтов области поглощения лазерного излучения, которые определялись как области плазмы, где интенсивность лазерного излучения падает в e раз. Для плотности $\rho = 4 \text{ мг/см}^3$ глубина поглощения составляет 450 мкм и оказывается близкой к диаметру лазерного пучка, тогда как для плотности $\rho = 9 \text{ мг/см}^3$ эта глубина равна 150 мкм.

На рис.3 представлены временные зависимости z_i - продольной координаты фронта области поглощения лазерного излучения, где максимальная интенсивность

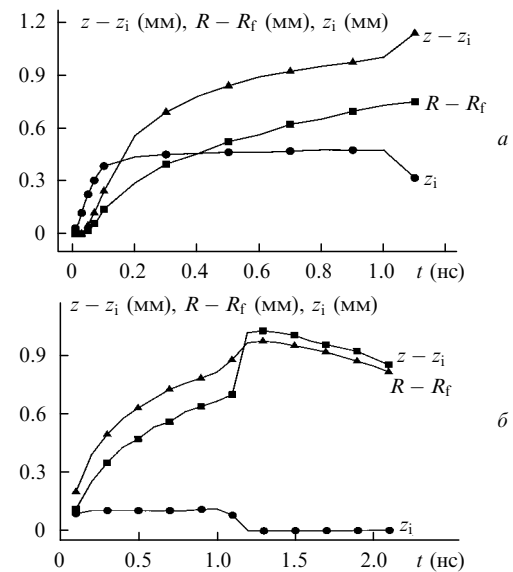


Рис.3. Временные зависимости продольной координаты фронта области поглощения лазерного излучения z_i , а также размеров прогреваемой области плазмы в продольном ($z - z_i$) и поперечном ($R - R_f$) направлениях для $\rho = 4$ (а) и 9 мг/см^3 (б).

падает в e раз, а также размеры прогретой области плазмы в продольном и поперечном направлениях, представляющие собой, соответственно, разность продольной координаты фронта тепловой волны и координаты области поглощения $z - z_i$ и разность радиальной координаты фронта тепловой волны и радиуса фокального пятна лазерного пучка $R - R_f$.

Для обеих плотностей среды динамические свойства распространения фронта области поглощения сходны. В начальные моменты времени $t = 0.1 - 0.15$ нс из-за роста температуры за фронтом волны фронт области поглощения распространяется в глубь мишени, а затем, вплоть до $t = 1 - 1.2$ нс, его положение стабилизируется на расстоянии от облучаемой границы мишени ~ 100 мкм для $\rho = 9$ мг/см³ и ~ 450 мкм для $\rho = 4$ мг/см³. Большее превышение продольной скорости распространения тепловой волны над радиальной в случае меньшей плотности среды связано с большими градиентами температуры в продольном направлении, в частности, за счет большей глубины действия источника.

Перейдем теперь к обсуждению результатов расчетов распространения волны электронной теплопроводности по однородной малоплотной среде при облучении мишени лазерным пучком на установке «Мишень». Расчеты по программе HEAT-3D были выполнены для плотностей среды $\rho = 0.5$ и 10 мг/см³ и следующих параметров лазерного пучка: энергия $E_L = 100$ Дж, максимальная интенсивность $I_m \approx 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см², длительность $\tau_L = 5$ нс, радиус фокального пятна $R_f = 100$ мкм и $\lambda = 1.06$ мкм.

На рис.4 представлены временные зависимости продольной и радиальной координат фронта тепловой волны (соответствуют электронной температуре 400 эВ) и координаты фронта области поглощения лазерного излучения. Прежде всего отметим, что плотность вещества в расчетах для установки «Мишень» была в 4–8 раз ниже, чем в экспериментах на установке «Нова». В результате, как показывают численные расчеты, распределенное поглощение лазерного излучения оказывает существенное влияние на характер переноса тепла.

Отношение длины обратного тормозного поглощения, обратно пропорциональной квадрату плотности

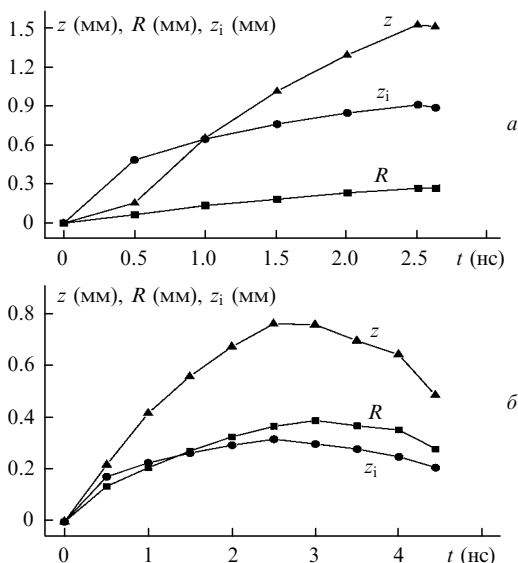


Рис.4. Временные зависимости продольной (z) и радиальной (R) координат фронта тепловой волны, а также координаты области поглощения лазерного излучения z_i для $\rho = 0.5$ (а) и 1 мг/см³ (б).

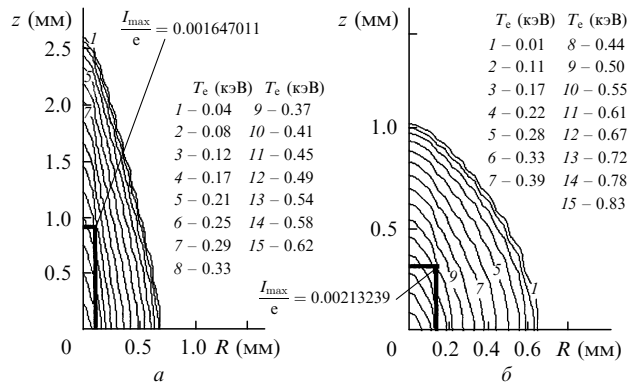


Рис.5. Изолинии температуры для $\rho = 0.5$ (а) и 1 мг/см³ (б) в момент времени $t = 2.5$ нс.

плазмы ($L \approx \rho^{-2}$), к продольному размеру фронта тепловой волны для среды с плотностью $\rho = 1$ мг/см³ равно $\sim 0.32 - 0.4$, а для среды с плотностью $\rho = 0.5$ мг/см³ оно составляет $0.5 - 0.8$. Средние расчетные скорости распространения фронта тепловой волны равны $2.5 \cdot 10^7$ см/с для среды с плотностью 1 мг/см³ и $5 \cdot 10^7$ см/с для среды с плотностью 0.5 мг/см³.

На рис.5 приведены изолинии температуры для указанных плотностей в момент времени $t \approx 2.5$ нс, соответствующий середине лазерного импульса. Эти данные наглядно демонстрируют увеличение степени анизотропии переноса тепла (с преимущественным распространением тепловой волны вдоль оси лазерного пучка) при уменьшении плотности среды вследствие увеличения длины обратного тормозного поглощения лазерного излучения. Измеренные в экспериментах на установке «Мишень» скорости переноса энергии в пористом веществе с указанными выше плотностями оказались близки к гидродинамическим скоростям и составили $(1 - 1.5) \cdot 10^7$ см/с для плотности $\rho = 1$ мг/см³ и $(2 - 3) \cdot 10^7$ см/с для $\rho = 0.5$ мг/см³.

Таким образом, и для условий облучения малоплотных мишеней на установке «Мишень» численный расчет волны электронной теплопроводности дает более высокие скорости переноса энергии, в 1.5–2 раза превышающие экспериментальные скорости, указывая на то, что волна электронной теплопроводности не является определяющим механизмом переноса энергии при воздействии лазерного излучения на пористое вещество.

Заключение

Выполненные расчеты распространения двумерной тепловой волны при воздействии пучка лазерного излучения с интенсивностью $10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² на однородное малоплотное вещество с докритической плотностью $0.5 - 1.0$ мг/см³ показали возможность инициирования сверхзвуковой тепловой волны со скоростями $(3 - 10) \cdot 10^7$ см/с. Отметим, что наряду с электронной теплопроводностью существенный вклад в динамику тепловой волны вносит распределенное поглощение лазерного излучения на длине обратного тормозного поглощения. Столь высокие скорости переноса энергии оказываются достаточными для выравнивания неоднородностей нагрева плазмы при облучении термоядерных мишеней реакторного масштаба относительно небольшим числом лазерных пучков (6–12), когда характерный пространственный масштаб неоднородностей составляет $1000 - 600$ мкм [2].

Расчеты подтвердили выводы работ [6, 7, 11, 12] о

том, что перенос энергии в лазерной плазме малоплотных пористых сред осуществляется более медленным механизмом, чем электронная теплопроводность.

1. Gus'kov S.Yu., Rozanov V.B., Zmitrenko N.V. In: *Laser interaction with matter (Proc. XXIII Europ. Conf. on Laser Interaction with Matter (Oxford, 1994))* (Bristol (UK), Inst.Phys.Publ., Ser. № 140, 1995, p.275).
2. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б., Змитренко Н.В. *ЖЭТФ*, **108**, 548 (1995).
3. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, **24**, 715 (1997).
4. Popov I.V., Zmitrenko N.V., Tishkin V.F. et al. In: *Advances in laser interaction with matter and inertial fusion (Proc. XXIV Europ. Conf. on Laser Interaction with Matter (Madrid, 1996))* (Singapore, World Scientific Publ. Co. Ltd, 1997, p.172).
5. Koch J.A., Estabrook K.J., Bauer J.D. et al. *Phys. Plasmas*, **2**, 3820 (1995).
6. Бугров А.Э., Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. и др. *ЖЭТФ*, **111**, 903 (1997).
7. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. *ЖЭТФ*, **115**, 805 (1999).
8. Caruso A., Gus'kov S.Yu., Demchenko N.N., Rozanov V.B., Strangio C. *J.Russ.Laser Res.*, **18**, 464 (1997).
9. Andreoli P.L., Caruso A., Cristofary G. et al. *Preprint LPI № 35* (Moscow, 1998).
10. Batani D., Benuzzi A., Koenig M. et al. *Plasma Phys. and Control Fusion*, **40**, 1576 (1998).
11. Gus'kov S.Yu., Rozanov V.B. In: *Advances in laser interaction with matter and inertial fusion (Proc. XXIV Europ. Conf. on Laser Interaction with Matter (Madrid, 1996))* (Singapore, World Scientific Publ. Co. Ltd, 1997, p.142).
12. Gus'kov S.Yu. *Preprint LPI № 49* (Moscow, 1998).
13. Самарский А.А., Гайфулин С.А., Захаров А.В. и др. В сб. *Вопросы атомной науки и техники. Проблемы ядерной физики и инженерии* (М., Энергоатомиздат, 1983, т.2, с.38).

S.Yu.Gus'kov, N.V.Zmitrenko, I.V.Popov, V.B.Rozanov, V.F.Tishkin.
Two-dimensional energy transfer and plasma formation under laser beam irradiation of a subcritical-density material.

Based on two-dimensional numerical simulations, a study was made of the radiation absorption, the energy transfer, and the plasma formation upon the interaction of a laser beam with a homogeneous medium consisting of light elements with a density not exceeding the critical plasma density, which corresponds to the plasma resonance for the wavelength of the driving laser radiation. The calculations were performed by the HEAT-3D code, which involved the solution of a two-dimensional heat conduction equation with an energy source describing the absorption of laser radiation due to inverse bremsstrahlung in the material. The simulations were performed of the interaction of laser beams of radii $10^{-2} - 6 \times 10^{-2}$ cm, $10^{14} - 5 \times 10^{15}$ W cm $^{-2}$ in intensity, and with wavelengths of 1.053 and 0.527 μ m with materials composed of light elements with densities of 1–10 mg cm $^{-3}$. An analysis of the simulations showed that the spatial temperature distribution of the resultant plasma is determined by the anisotropy of energy transfer. In its turn, the degree of anisotropy depends on the relation between the beam radius and the laser radiation absorption length, which is a function of the density and the temperature of the resultant plasma. The results of simulations are compared with the findings of experiments on laser irradiation of targets composed of low-density materials.