

ISSN 2500-316X (Online)

<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2021-9-1-79-86>



УДК 533.9.082.5

НАУЧНАЯ СТАТЬЯ

О моделировании самофокусировки светового пучка в плазме при облучении мишеней мощным ультрафиолетовым лазером

И.Г. Лебо[@]

МИРЭА – Российский технологический университет, Москва 119454, Россия

[@]Автор для переписки, e-mail: lebo@mirea.ru

Методами математического моделирования изучаются особенности распространения светового пучка в плазме при облучении мишеней мощным ультрафиолетовым лазерным импульсом. В Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН в экспериментах на установке «ГАРПУН» (мощный KrF-лазер, который облучал двухслойные мишени, состоящие из алюминиевой фольги и слоя оргстекла) у дна кратера обнаружены каналы, вытянутые вдоль направления падения лазерного пучка. На основании анализа экспериментальных и расчетных данных было показано, что в плазме возможно развитие самофокусировки лазерного пучка. Это приводит к возникновению горячих пятен в окрестности критической плотности плазмы и генерации быстрых электронов. Поток этих электронов формирует каналы в оргстекле. Для описания эффекта самофокусировки развита физико-математическая модель и в РТУ МИРЭА создана программа «FOCUS». Проведены расчеты на заданных газодинамических профилях (линейный и экспоненциальный), и показано, что в условиях экспериментов на установке «ГАРПУН» (протяженная плазма ~ 1 мм, умеренная интенсивность излучения 10^{11} – 10^{12} (Вт/см²) × мкм²) может развиваться тепловая самофокусировка. Сделаны оценки параметров наиболее опасных возмущений интенсивности греющего лазера.

Интерес к результатам этих экспериментов и их математическому моделированию связан с исследованиями по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС). Несмотря на то, что в таких исследованиях в основном используются твердотельные лазеры на неодимовом стекле, газовые ультрафиолетовые эксимерные лазеры имеют определенные преимущества в качестве драйверов для будущих термоядерных реакторов. Взаимодействие лазерного излучения с плазмой в случае ультрафиолетового лазера имеет свои особенности по сравнению

с физикой взаимодействия излучения лазеров на неодимовом стекле. Поэтому разработка физико-математических моделей и создание новых программ, необходимых для интерпретации современных экспериментов с помощью мощных эксимерных лазеров и планирования крупномасштабных установок, является актуальной задачей.

Ключевые слова: численное моделирование, лазерный термоядерный синтез, самофокусировка лазерного пучка в плазме

Для цитирования: Лебо И.Г. О моделировании самофокусировки светового пучка в плазме при облучении мишеней мощным ультрафиолетовым лазером. *Российский технологический журнал*. 2021;9(1):79–86. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2021-9-1-79-86>

RESEARCH ARTICLE

About the modeling of light beam self-focusing in plasma at the irradiation of the target by power UV laser

Ivan G. Lebo[@]

MIREA – Russian Technological University, Moscow 119454, Russia

[@]Corresponding author, e-mail: lebo@mirea.ru

The peculiarities of light beam expansion in plasma upon irradiation of condensed targets with a powerful UV laser pulse are studied with the help of mathematical modeling. Experiments were carried out at the Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences with the use of GARPUN installation: a powerful KrF laser that irradiated two-layer targets consisting of aluminum foil and a plexiglass layer. Channels stretched along the direction of incidence of the laser beam were found at the bottom of the crater. It was shown on the basis of experimental and calculated data that self-focusing of the laser beam developed in the plasma. As a result, hot spots were produced in vicinity of the plasma critical density, and fast (superthermal) electron flows were generated. The electron flows could produce the channels in the plexiglas. In order to describe the self-focusing effect a physical-mathematical model was developed, and “FOCUS” program was created at the Russian Technological University (MIREA). Numerical simulations were carried out on the gas-dynamic profiles (linear and exponential). It was shown that thermal self-focusing could develop at the conditions of “GARPUN” experiments (~ 1 mm longitudinal plasma, moderate radiation intensity: 10^{11} – 10^{12} (W/cm²) \times μ m²). The parameters of dangerous modes of laser beam perturbations were estimated.

The interest in the experimental and mathematical modelling results is related to the laser thermonuclear fusion (LTF) research. Although Nd glass lasers are the basic installations for LTF research, UV gas eximer lasers have some advantages as drivers for future thermonuclear fusion reactors. The interaction of UV laser radiation with plasma has some peculiarities. Thus, developing physical-mathematical models and creating new programs required for the interpretation of modern UV laser – plasma coupling experiments and for the design of large scale facilities based on eximer drivers is a topical problem.

Keywords: numerical modelling, laser thermonuclear fusion, self-focusing of laser beam in plasma

For citation: Lebo I.G. About the modeling of light beam self-focusing in plasma at the irradiation of the target by power UV laser. *Rossiiskii tekhnologicheskii zhurnal = Russian Technological Journal*. 2021;9(1):79–86 (in Russ.). <https://doi.org/10.32362/2500316X-2021-9-1-79-86>

Введение

Более полувека ведутся исследования по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС). Первая научная публикация в открытой печати по этому вопросу датируется 1964 годом [1]. Для исследований по ЛТС и ряда военно-прикладных задач в США построена крупнейшая лазерная установка NIF с энергией около 2 МДж в импульсе [2]. Аналогичные установки строятся в нашей стране [3], во Франции [4] и Китае [5]. Все эти установки являются твердо-телными лазерами на неодимовом стекле (Nd-лазер). Для улучшения условий взаимодействия мощного электромагнитного импульса с плазмой, лазерное излучение, как правило, конвертируется во вторую и третью гармоники. На установке NIF был достигнут физический порог термоядерных реакций («break-even») [6], когда выделившаяся в результате термоядерных реакций энергия превзошла тепловую энергию в горючем ($Q = E_f/E_T > 1$, E_f – энергия, которая содержится в частицах и электромагнитном излучении, образовавшихся в результате реакций синтеза ядер дейтерия и трития; $E_T = C_{vm}T$, где C_v – удельная теплоемкость, m , T – масса и температура горючего). В экспериментах на установке NIF зарегистрирован выход нейтронов $\approx 2 \times 10^{16}$ нейтронов за выстрел. Поскольку в каждой реакции синтеза ядер дейтерия и трития рождается один нейтрон и выделяется энергия 17.6 МэВ (2.816×10^{-12} Дж), то легко подсчитать, что выделившаяся термоядерная энергия составляла приблизительно 5.6×10^4 Дж. Эта величина равнялась всего нескольким процентам от энергии лазерного импульса (энергии драйвера). Дело в том, что в процессе нагрева и сжатия термоядерной мишени лишь малая доля (5–10%) от поглощенной лазерной энергии передается в DT-горючее. Подробнее о физике ЛТС можно прочесть в [7, 8]. Таким образом, на установке NIF была преодолена лишь «первая ступень» к достижению управляемого термоядерного синтеза. Следующий шаг – $G > 1$, где $G = E_f/E_L$, E_L – энергия лазерного драйвера (G – англ. Gain).

Заметим, что на установке NIF планировалось выйти на уровень G порядка 1, что и определило наименование установки NIF – Nation Ignition Facility. Эти планы опирались на результаты сложных численных расчетов, которые не могли в полной мере учесть влияние плазменных и гидродинамических неустойчивостей [7, 8].

В 2019 году один из «патриархов» ЛТС профессор Стефан Боднер опубликовал статью [9], в которой раскритиковал выбранную в США стратегию ЛТС, опирающуюся на использование твердотельных неодимовых драйверов. По его мнению, предпочтительными для этих целей могли бы быть эксимерные газовые лазеры. Преимущества этих типов лазеров (речь идет о KrF- и ArF-ла-

зерах) заключаются в следующем: 1) излучение генерируется непосредственно в ультрафиолетовом диапазоне ($\lambda = 0.25$ и 0.19 мкм, соответственно), в то время как у Nd-лазера $\lambda = 1.06$ мкм и требуются дополнительные дорогостоящие устройства для конвертации излучения в более высокие гармоники; 2) широкая полоса частоты генерации ($\Delta\nu = 3$ и 5 ТГц), в то время как у Nd-лазера она на порядок меньше; 3) возможность работы драйвера с частотой повторения от 1 до 10 Гц. Естественно, у эксимерных драйверов имеются и свои недостатки. По мнению автора [9], преимущества 1 и 2 позволят решить (или смягчить) проблему неоднородного нагрева и неустойчивого сжатия термоядерных мишеней и достигнуть значительно больших величин G при фиксированной энергии драйвера.

В Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН на установке «ГАРПУН» (KrF-лазер с энергией и длительностью импульса ~ 100 Дж и 100 нс) были выполнены интересные эксперименты по облучению двухслойных плоских мишеней (Al-фольга толщиной 100 – 200 мкм и слой оргстекла толщиной около 0.5 см) ультрафиолетовым излучением. Лазерное излучение падало со стороны алюминия. Интенсивность излучения на поверхности мишени составляла $\sim 5 \times 10^{12}$ Вт/см² [10].

В оргстекле формировался глубокий кратер протяженностью ~ 1 мм, а у его дна – один или несколько более узких каналов глубиной несколько сотен мкм. При этом фронт интенсивности падающего излучения, измеренный в дальней зоне, имел гладкую «гауссовую» форму. Двумерные численные расчеты уравнений плазменной динамики, представленные в статье, моделировали испарение вещества и формирование кратера.

Первопричиной формирования узких каналов в оргстекле, как мы полагаем, явилось развитие самофокусировки лазерного пучка в плазме [11–13]. Большинство работ по самофокусировке лазерных пучков в плазме посвящено исследованию стрикционного (или пондеромоторного) механизма, когда пондеромоторная сила, связанная с поперечным градиентом интенсивности лазерного пучка, приводит к изменению диэлектрической проницаемости плазмы, что, в свою очередь, инспирирует увеличение интенсивности излучения в этой области. Такое явление наблюдается в современных экспериментах при интенсивностях излучения более 10^{15} Вт/см² и длинах волн лазера ~ 1 мкм. Как правило, длительность лазерного импульса в этих экспериментах составляла 1–10 нс, а размер плазменной короны ~ 200 – 300 мкм. В наших экспериментах [10] длительность импульса 100 нс и короткая длина волны $\lambda = 0.25$ мкм. Лазерное излучение «продавливает» глубокий узкий кратер, который заполняется горячей плазмой [14].

Через эту протяженную плазму распространяется мощный лазерный импульс. Следует отметить, что в случае мишеней реакторного масштаба также будет формироваться протяженная плазма, поскольку размеры этой мишени и энергия лазерного драйвера будут на несколько порядков величины больше, чем в большинстве современных экспериментов. Поэтому рассмотренная в [10] задача моделирует, в некоторой степени, ситуацию, которая может реализоваться в мишенях для термоядерного реактора.

Наряду со стрикционным, возможно проявление теплового механизма самофокусировки. Тепловой механизм самофокусировки, как правило, приводит к более медленному росту возмущений и при значительно меньших длинах волн лазера. В [15] приведены оценки порогов развития самофокусировочной неустойчивости в однородной плазме для случаев стрикционного и теплового механизмов.

Так пороговое значение интенсивности для стрикционного механизма

$$I_{str}[10^{14} \text{ W/cm}^2] \geq 20 \frac{n_{cr}}{n_e} \frac{T_e[\text{keV}]}{L[\mu\text{m}] \cdot \lambda[\mu\text{m}]}, \quad (1)$$

а для теплового:

$$I_{th}[10^{14} \text{ W/cm}^2] \geq 2 \cdot 10^5 \left(\frac{n_{cr}}{n_e} \right)^3 \frac{T_e[\text{keV}]^3 \cdot \lambda[\mu\text{m}]^2}{Z^2 \cdot L[\mu\text{m}]^2}. \quad (2)$$

Здесь n_e – концентрация электронов в плазме, n_{cr} – критическая концентрация электронов для заданной длины волны лазера λ (при которой из-за резонанса с собственными колебаниями в плазме происходит полное отражение излучения), T_e – температура плазмы, Z – заряд ионов, L – длина плазменного канала. Для условий обсуждаемых экспериментов, типичные параметры плазмы $Z = 6$, $L = 1000$ мкм, $T_e = 0.1$ кэВ, и $\lambda = 0.25$ мкм, откуда $I_{str} \geq 3 \times 10^{12}$ Вт/см² и $I_{th} \geq 2 \times 10^{10}$ Вт/см² [10].

Для более аккуратного учета упомянутых выше эффектов в неоднородной плазме требуется использование методов математического моделирования и разработка новых программ для проведения численных расчетов.

Постановка задачи

Уравнение, описывающее распространение электромагнитного излучения в квазинейтральной плазме, имеет вид [16]:

$$\nabla \vec{E} + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \varepsilon \vec{E} = 0. \quad (3)$$

Здесь \vec{E} , ω – напряженность электрического поля и циклическая частота падающей волны; c – скорость света; $\varepsilon = 1 - (\omega_p / \omega)^2 = 1 - (n_e / n_{cr})$ – диэлектрическая проницаемость; $\omega_p = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{0.5}$ – плазменная частота; e , m_e – заряд и масса электрона; n_{cr} – критическая плотность, при которой лазерная частота сравнивается с плазменной. Диэлектрическая проницаемость в плазме является функцией плотности электронов. В сильном электромагнитном поле плотность электронов будет зависеть от параметров плазмы, интенсивности и длины волны излучения. Для ее нахождения, требуется решать сложные неоднородные кинетические уравнения. В первом приближении можно воспользоваться моделью, предложенной в [12, 13]. В поперечном к падающему излучению направлению используется соотношение баланса сил, что позволяет вычислять возмущение плотности плазмы, связанное с воздействием на нее мощного лазера. В основе самофокусировки лежит эффект «выдавливания» плазмы за счет пондеромоторной силы либо возмущения теплового давления, вызванного дополнительным поглощением и нагревом вещества в области повышенной интенсивности. Изменение плотности и диэлектрической проницаемости приводит к фокусировке излучения, что, в свою очередь, может стимулировать увеличение пондеромоторной силы либо возмущения теплового давления. Возникает нелинейное взаимодействие излучения с плазмой, обусловленное стрикционным и тепловым механизмами.

Исследование самофокусировки цилиндрических пучков проводится с помощью следующего приближения: в поперечном направлении пучок сохраняет «гауссову» форму распределения, но с переменным эффективным радиусом $a(z)$:

$$E^2(r, z) = E_0^2 \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{a^2(z)}\right). \quad (4)$$

Используя приближение геометрической оптики [17] и параксиальное приближение, если диэлектрическую проницаемость можно представить в виде:

$$\varepsilon(z, r) = \varepsilon_0(z) + \beta(z) \cdot r^2, \quad \beta = \frac{\partial \varepsilon}{\partial (r^2)} \Big|_{r=0}, \quad (5)$$

то можно получить уравнение для описания безразмерного радиуса пучка $f = \frac{a(z)}{a_0}$ (подробнее можно увидеть в [12, 13, 18, 19]):

$$\varepsilon_0 \frac{df}{dz^2} + \frac{1}{2} \frac{d\varepsilon_0}{dz} \frac{df}{dz} = \frac{c^2}{\omega^2 a_0^4 f^3} - \beta(z) f. \quad (6)$$

На границе «плазма-вакуум» полагаем, что пучок распространяется параллельно оси OZ, тогда краевые условия задачи: $f = 1$, $\frac{df}{dz} = 0$.

Первый член справа в уравнении (6) описывает дифракцию пучка, второй – самофокусировку.

В случае стрикционного механизма

$$\beta(z) = \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{\alpha I_0}{f^2 a_0^2} e^{-\alpha z}, \quad \alpha = \frac{e^2}{8m_e \cdot \omega^2 T_e}, \quad I_0 = E_0^2 \sqrt{\frac{\epsilon_0(0)}{\epsilon_0(z)}}.$$

В случае теплового механизма

$$\beta(z) = \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{\sigma E_0^2}{8\chi_0 T_e^{3.5}} \sqrt{\frac{\epsilon_0(0)}{\epsilon_0(z)}} \cdot \frac{1}{f^2} = \frac{9}{16} \frac{v_{ei}^2}{\omega^2 T_e^2} \cdot I_0,$$

где σ – высокочастотная электропроводность, v_{ei} – эффективная частота электроннонных столкновений.

В представленной модели предполагается, что самофокусировка приводит к малым изменениям плотности плазмы и не оказывает влияния на общую динамику разлета вещества. В противном случае требуется решать неоднородные уравнения плазменной динамики совместно с уравнениями электродинамики. Такой программы у нас пока нет.

Результаты численных расчетов

Для моделирования поведения пучка в плазме требуется задать газодинамические распределения («профили» плотности и температуры), то есть $\rho(z, t)$ ($\rho = n_e m_i / Z$, m_i – масса иона) и $T_e(z, t)$. Для этого, вообще говоря, необходимо решать систему уравнений плазмодинамики. В первом приближении рассмотрим задачу на стационарных профилях $\rho(z)$ и $T_e(z)$.

Задача 1. В первой серии расчетов предполагалось, что продольное распределение плотности плазмы можно описать в виде линейного профиля $\rho(z) = \rho_{cr} \cdot (0.1 + Bz)$. Параметры лазерного излучения и плазмы взяты из [10]: $I = 5 \times 10^{12}$ В/см², $\rho_{cr} = 0.1354$ г/см³, $T_e(z) = 0.1$ кэВ, заряд ионов $Z = 6$, протяженность плазмы $0 \leq z \leq 0.1$ см. Отсюда $B = 8.5$ см⁻¹ (расчеты ведутся до окрестности критической плотности, если пучок не сфокусировался. В противном случае расчет заканчивался вблизи первого фокуса).

Синие кривые на рисунках будут соответствовать теплового, а красные – пондеромоторному (стрикционному) механизму самофокусировки. На рис. 1 показаны профили безразмерных радиусов $f(z)$ для случаев начальных радиусов $a_0 = 100, 35$ и 10 мкм. Стрикционный механизм не проявляется в рассматриваемых условиях, то есть когда $f \geq 1$.

При плотности плазмы $\rho/\rho_{cr} > 0.2$ происходит самофокусировка пучка. Расчет останавливается, когда $f < 10^{-3}$.

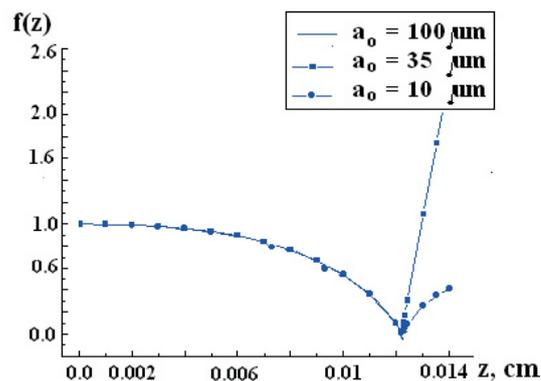


Рис. 1. Изменение безразмерного радиуса пучка на линейном профиле плотности для случая трех начальных радиусов: $a_0 = 100, 35$ и 10 мкм при тепловом механизме самофокусировки.

Интенсивность излучения I в фокусе могла бы вырасти в 10^3 – 10^4 раз. Известно [15], что при выполнении условия $I \times \lambda^2 > 10^{14}$ (Вт/см²) \times мкм² плазма не успевает «максвеллизироваться», и значительная доля поглощенной плазмой энергии переносится потоком надтепловых («горячих») электронов.

Задача 2. Во второй серии расчетов был задан экспоненциальный профиль плотности: $\rho = \rho_{cr} \cdot \exp(-B(0.1 - z))$, $B = 40$ см⁻¹, $0 < z < 0.1$ см. Остальные параметры – как в задаче 1.

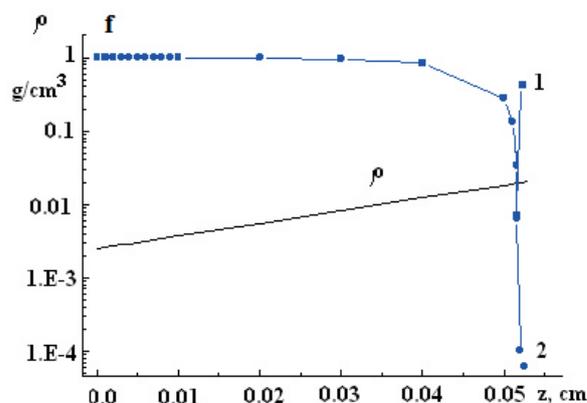


Рис. 2. Изменение безразмерного радиуса пучка (f) на экспоненциальном профиле плотности (ρ) для случая двух начальных радиусов: $a_0 = 35$ (1) и 100 мкм (2). Черная кривая – профиль плотности, г/см³.

В этом случае самофокусировка пучка происходит при плотности плазмы $\rho/\rho_{cr} \geq 0.3$ за счет теплового механизма. Как и в первой задаче, стрикционный механизм не проявляется ($f \geq 1$). Радиусы пучка в расчетах равнялись 35 и 100 мкм. Пучок с начальным радиусом 100 мкм уменьшился до размеров $f < 10^{-3}$. Расчет был прекращен. Пучок с начальным радиусом 35 мкм после того, как достиг минимального значения $f = 2 \times 10^{-3}$, стал увеличиваться в сечении.

Задача 3. В предыдущих задачах стрикционный механизм самофокусировки не проявлялся.

В этой серии расчетов принято: $\rho_{cr} = 0.0677 \text{ г/см}^3$, $T_e(z) = 1 \text{ кэВ}$, заряд ионов $Z = 12$, протяженность плазмы $0 \leq z \leq 0.1 \text{ см}$, $a_0 = 10 \text{ мкм}$, а интенсивность излучения на четыре порядка больше ($I = 5 \times 10^{16} \text{ Вт/см}^2$), чем в предыдущих задачах. При фокусировке исходного пучка в 100 раз (например, за счет тепловой самофокусировки) свой вклад может дать и стрикционный механизм.

На рис. 3 представлен случай, когда начальный радиус пучка $a_0 = 10 \text{ мкм}$. Самофокусировка за счет стрикционного механизма в этом случае нарастает быстрее. Первый фокус возникает при плотности плазмы $\rho = 0.00243 \text{ г/см}^3$, то есть $\rho / \rho_{cr} \approx 0.2$.

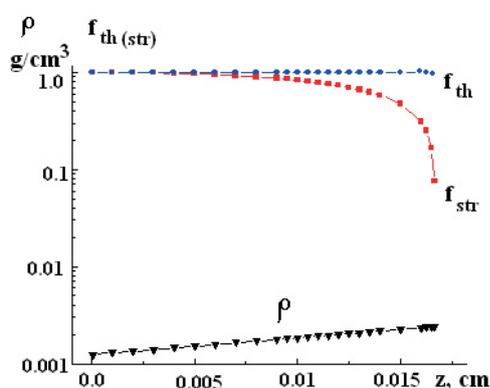


Рис. 3. Изменение безразмерного радиуса пучка на экспоненциальном профиле плотности для случая $I = 5 \times 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ и $a_0 = 10 \text{ мкм}$ (синий – тепловой механизм, красный – стрикционный механизм, черный – распределение плотности плазмы).

Развитие самофокусировки лазерного пучка в плазме кратера, образовавшегося при облучении мощным лазером конденсированной мишени, приве-

дет к повышению интенсивности на ~ 2 порядка величины. В условиях экспериментов [10] преобладающим механизмом самофокусировки является тепловой. Ранее уже упоминалось, что в реальной ситуации при выполнении условия $I \times \lambda^2 > 10^{14} \text{ (Вт/см}^2) \times \text{мкм}^2$ в плазме возникают «горячие пятна», где формируются потоки надтепловых электронов, которые проникают вглубь конденсированного вещества, чей след наблюдался в обсуждаемых экспериментах вблизи дна кратера.

Заключение

1. Развита упрощенная физико-математическая модель и на ее основе создана программа «FOCUS» для моделирования эффекта самофокусировки лазерных пучков в плазме.

2. Проведены расчеты развития тепловой самофокусировки ультрафиолетовых лазерных пучков в условиях, приближенных к тем, которые были реализованы в экспериментах на установке «ГАРПУН» (Москва, ФИАН).

В РТУ МИРЭА ведутся работы по созданию программы, которая позволила бы рассчитывать процессы самофокусировки совместно с уравнениями плазменной динамики¹.

Финансовая поддержка

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 19-02-00875.

Вклад авторов

Лебо И.Г. – концепция научной работы, проведение всех этапов исследования, написание текста статьи, итоговые выводы.

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Authors' contribution

Lebo I.G. – research concept, carrying out all the stages of the study, writing the draft, final conclusions.

The author declares no conflicts of interests.

Литература

1. Басов Н.Г., Крохин О.Н. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора. *ЖЭТФ*. 1964;46(1):171–175.
2. Moses E.I. and the NIC Collaborators. The National Ignition Campaign: status and progress. IOP Publishing and International Atomic Energy Agency. *Nuclear Fusion*. 2013;53(10):104020. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/10/104020>
3. Гаранин С.Г., Бельков С.А., Бондаренко С.В. Концепция построения лазерной установки УФЛ-2М. В сб. докл. XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2012. С. 17.
4. Ebrardt J. and Chapt J.M. LMJ on its way to fusion. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2010;244(3):032017. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/244/3/032017>

References

1. Basov N.G., Krokhin O.N. Conditions for heating up of a plasma by the radiation from an optical generator. *Sov. Phys. JETP*. 1964;19(1):123–126. URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_019_01_0123.pdf
2. Moses E.I. and the NIC Collaborators. The National Ignition Campaign: status and progress. IOP Publishing and International Atomic Energy Agency. *Nuclear Fusion*. 2013;53(10):104020. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/10/104020>
3. Garanin S.G., Bel'kov S.A., Bondarenko S.V. In: Proc. XXXIX Intern. (Zvenigorod) conf. on plasma phys. and controlled fusion. Russia, Zvenigorod, 6–10 February, 2012. P. 17 (in Russ.).

¹ Расчет таких задач требует больших ресурсов ЭВМ и распараллеливания процессов, что возможно только с помощью современных супер-ЭВМ [20].

5. Zhen W., Wei X., Zhu Q., Jing F. et al. Laser performance of the SG-III laser facility. *High power laser. Sci Eng.* 2016;4:e21.
<https://doi.org/10.1017/hpl.2016.20>
6. Smalyuk V.A., Robey H., Döppner T., Casey D.N. et al. Experimental results of radiation-driven, layered deuterium-tritium implosions with adiabat-shaped drives at the National Ignition Facility. *Phys. Plasmas.* 2016;23(10):101063.
<https://doi.org/10.1063/1.4964919>
7. Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. Физика лазерного термоядерного синтеза. М.: Знание; 1988. 172 с.
8. Кузенов В.В., Лебо А.И., Лебо И.Г., Рыжков С.В. Физико-математические модели расчета воздействия мощных лазерных и плазменных потоков. М.: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана; 2015. 326 с. ISBN 978-5-7038-4183-9
9. Bodner S.E. The path to electrical energy using laser fusion. *High Power Laser Sci. Eng.* 2019;7:e63.
<https://doi.org/10.1017/hpl.2019.51>
10. Zvorykin V., Lebo I., Shutov A., Ustinovskii N. Self-focusing of UV radiation in 1 mm scale plasma in a deep ablative crater produced by 100 ns, 1 GW KrF laser pulse in the context of the ICF. *Matter Radiat. Extremes.* 2020;5(3):03540.
<https://doi.org/10.1063/1.5142361>
11. Аскар'ян Г.А. Влияние градиента мощного электромагнитного пучка на электроны и атомы. *ЖЭТФ.* 1962;42(6):1567–1570.
12. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде. *УФН.* 1967;93(1):19–70.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0093.196709c.0019>
13. Sodha M.S., Tripathi V.K. Nonlinear penetration of an inhomogeneous laser beam in an overdense plasma. *Phys. Rev. A.* 1977;16(5):2101–2104.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.16.2101>
14. Zvorykin V.D., Lebo I.G. Laser and Target Experiments on KrF GARPUN laser installation at FIAN. *Laser Part. Beams.* 1999;17(1):69–88.
<https://doi.org/10.1017/S0263034699171064>
15. Craxton R.S., Anderson K.S., Boehly T.R. et al. Direct-drive inertial confinement fusion: A review. *Phys. Plasmas.* 2015;22(11):110501.
<https://doi.org/10.1063/1.4934714>
16. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
17. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
18. Max C.G. Strong self-focusing due to the ponderomotive force in plasmas. *Phys. Fluids.* 1976;19:74–77.
<https://doi.org/10.1063/1.861305>
19. Perkins F.W., Valeo E.J. Thermal Self-Focusing of Electromagnetic Waves in Plasmas. *Phys. Rev. Letters.* 1974;32(22):1234–1237.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.32.1234>
20. Лебо И.Г., Симаков А.И. Моделирование развития вихревых структур в сверхзвуковом газовом потоке. *Российский технологический журнал.* 2018;6(5):45–54.
<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2018-6-5-45-54>
4. Ebrardt J. and Chapt J.M. LMJ on its way to fusion. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2010;244(3):032017.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/244/3/032017>
5. Zhen W., Wei X., Zhu Q., Jing F. et al. Laser performance of the SG-III laser facility. *High Power Laser. Sci Eng.* 2016;4:e21.
<https://doi.org/10.1017/hpl.2016.20>
6. Smalyuk V.A., Robey H., Döppner T., Casey D.N. et al. Experimental results of radiation-driven, layered deuterium-tritium implosions with adiabat-shaped drives at the National Ignition Facility. *Phys. Plasmas.* 2016;23(10):101063.
<https://doi.org/10.1063/1.4964919>
7. Basov N.G., Lebo I.G., Rozanov V.B. *Fizika lazernogo termoyadernogo sinteza* (Physics of Laser Thermonuclear Fusion). Moscow: Znanie; 1988. 172 p. (in Russ.).
8. Kuzenov V.V., Lebo A.I., Lebo I.G., Ryzhkov S.V. *Fiziko-matematicheskie modeli rascheta vozdeistviya moshchnykh lazernykh i plazmennykh potokov* (Physical-mathematical models and simulation methods of action of high-power). Moscow: N.E. Bauman Moscow State Technical University Publishing House; 2015. 326 p. (in Russ.). ISBN 978-5-7038-4183-9
9. Bodner S.E. The path to electrical energy using laser fusion. *High Power Laser Sci. Eng.* 2019;7:e63.
<https://doi.org/10.1017/hpl.2019.51>
10. Zvorykin V., Lebo I., Shutov A., Ustinovskii N. Self-focusing of UV radiation in 1 mm scale plasma in a deep ablative crater produced by 100 ns, 1 GW KrF laser pulse in the context of the ICF. *Matter Radiat. Extremes.* 2020;5(3):03540.
<https://doi.org/10.1063/1.5142361>
11. Askar'yan G.A. Effect of the gradient of a strong electromagnetic beam on electrons and atoms. *Sov. Phys. JETP.* 1962;15:1088.
12. Akhmanov S.A., Sukhorukov A.P., Khohlov R.V. Self-focusing and diffraction of light in nonlinear medium. *Sov. Phys. Usp.* 1968;10:609–636.
<https://doi.org/10.1070/PU1968v010n05ABEH005849>
13. Sodha M.S., Tripathi V.K. Nonlinear penetration of an inhomogeneous laser beam in an overdense plasma. *Phys. Rev. A.* 1977;16(5):2101–2104.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.16.2101>
14. Zvorykin V.D., Lebo I.G. Laser and Target Experiments on KrF GARPUN laser installation at FIAN. *Laser Part. Beams.* 1999;17(1):69–88.
<https://doi.org/10.1017/S0263034699171064>
15. Craxton R.S., Anderson K.S., Boehly T.R. et al. Direct-drive inertial confinement fusion: A review. *Phys. Plasmas.* 2015;22(11):110501.
<https://doi.org/10.1063/1.4934714>
16. Ginzburg V.L. *Rasprostraneniye elektromagnitnykh voln v plazme* (Propagation of electromagnetic waves in plasma). Moscow: Nauka; 1967. 683 p. (in Russ.).
 [Ginzburg V.L. Propagation of the Electromagnetic Waves in Plasmas: Transl. from the Russian. (Eds.) W.L. Sadowski and D.M. Gallik. NY: Gordon and Breach; 1961. 822 p.]
17. Борн М., Вольф Э. *Osnovy optiki* (Principles of optics). Moscow: Nauka; 1973. 719 p. (in Russ.).
18. Max C.G. Strong self-focusing due to the ponderomotive force in plasmas. *Phys. Fluids.* 1976;19:74–77.
<https://doi.org/10.1063/1.861305>
19. Perkins F.W., Valeo E.J. Thermal Self-Focusing of Electromagnetic Waves in Plasmas. *Phys. Rev. Letters.* 1974;32(22):1234–1237.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.32.1234>
20. Lebo I.G., Simakov A.I. Modeling the evolution of whirl structures in a supersonic gas stream. *Rossiiskii tekhnologicheskii zhurnal = Russian Technological Journal.* 2018;6(5):45–54 (in Russ.).
<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2018-6-5-45-54>

Об авторе:

Лебо Иван Германович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры высшей математики Института кибернетики ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: lebo@mirea.ru. Scopus Author Id 7003412908.

About the author:

Ivan G. Lebo, Dr. Sci. (Physics and Mathematics), Professor of Department of Higher Mathematics, Cybernetics Institute, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow 119454, Russia). E-mail: lebo@mirea.ru. Scopus Scopus Author Id 7003412908.

Поступила: 02.09.2020; получена после рецензирования: 21.11.2020; принята к опубликованию: 05.12.2020.

Свидетельство о регистрации СМИ Эл № ФС 77-74578 от 14 декабря 2018 г.

Дата опубликования 29 января 2021 г.

МИРЭА – Российский технологический университет
119454, Москва, пр. Вернадского, 78.

<http://rtj-mirea.ru>