

УДК 533.9

## ВЛИЯНИЕ ДИСБАЛАНСА В МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ НА СИММЕТРИЮ ПОГЛОЩЕННОЙ ЭНЕРГИИ В КОРОНЕ МИШЕНЕЙ С ПРЯМЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

И. А. Химич, В. А. Лыков  
(ФГУП "РФЯЦ-ВНИИТФ", СФТИ НИЯУ МИФИ,  
г. Снежинск Челябинской области)

Проведены расчеты поглощения лазерного излучения в приближении геометрической оптики с учетом рефракции в изотермической короне со степенным законом распределения электронной плотности от радиуса. Рассмотрены две конфигурации облучения мишени: 1)  $6 \times 8$  кластеров вокруг направлений, проходящих через центры граней куба; 2)  $8 \times 6$  кластеров, оси симметрии которых проходят через вершины куба. Среднеквадратичное отклонение поглощенной лазерной энергии не превышает 1% при стандартном отклонении мощности лазерных пучков не более 3% для конфигурации  $6 \times 8$  и не более 5% для конфигурации облучения  $8 \times 6$ .

*Ключевые слова:* мишени с прямым воздействием, установка мегаджоульного класса, дисбаланс мощности лазерных пучков, неоднородность поглощенной энергии.

### Введение

В настоящее время решением проблем лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) заняты коллективы из ряда стран: России, США, Франции, Китая, Японии, Великобритании и др. С момента возникновения идеи поджигания термоядерного топлива при помощи лазерных пучков было предложено множество подходов. Среди них различают две принципиальные схемы — прямое и непрямое облучение. В первом случае мишень облучается лазерными пучками непосредственно и главным вопросом является симметрия сжатия и зажигания термоядерной мишени. Во втором случае мишень облучается рентгеновским излучением, полученным с помощью бокса-конвертера, и вопрос симметрии стоит не так остро, но возникает проблема энергетических потерь. Установка NIF [1] в Ливерморской национальной лаборатории США строилась для экспериментов с непрямым облучением. На данный момент конструкционные особенности этой установки пока не позволили переориентировать лазерные пучки для прямого облучения мишеней с заведомо хорошей однородностью поглощения лазерной энергии в короне мишени. На установке LMJ [2] предполагается проведение экспериментов как при прямом, так и непрямом облучении мишени. Хотя для этой установки расчеты поглощения лазерного излучения в короне мишеней с прямым воздействием показывают, что однородность поглощенной энергии может быть достаточной для получения зажигания [3], она также больше ориентирована на непрямое облучение. В отличие от установок NIF и LMJ российская установка мегаджоульного класса [4] будет иметь систему облучения, более пригодную для экспериментов с мишенями с прямым воздействием: 192 лазерных пучка будут объединены в 48 кластеров, размещение которых на мишенной камере будет иметь симметрию куба (по 8 кластеров с 6 направлений).

Распространение и поглощение лазерного излучения в короне мишеней с прямым воздействием, как правило, рассчитываются с использованием метода ray-tracing, для которого существуют 2D- и 3D-реализации [5, 6]. Но одним из недостатков этого метода является то, что точность вычисления поглощенной лазерной энергии сильно зависит от количества задаваемых лучей в расчетной области

и методики балансировки энерговыделения. Отметим, что для достижения условий термоядерного зажигания мишеней прямого облучения необходимо обеспечить среднеквадратичное отклонение поглощенной лазерной энергии менее 1% [7], поэтому точность расчета асимметрии поглощенной лазерной энергии такими мишенями должна быть очень высокой ( $\sim 0,1\%$ ). Метод лучевых трубок [8, 9] позволяет рассчитывать поглощенную лазерную энергию, задавая меньшее количество лучей и не используя балансировки по энергии.

Расчеты пространственного распределения поглощенной лазерной энергии в короне мишеней прямого облучения для установки [4] без учета возможного дисбаланса мощности пучков были опубликованы в работе [10]. В этой работе однородность поглощенной энергии оценивалась по программе РАПИД. Базовые физические модели, положенные в основу этой программы, описаны в работах [9, 11].

В работах [11, 12] проведены аналитические оценки распределения поглощенного лазерного потока по телесному углу в сферически-симметричной короне. Эти оценки получены в приближении геометрической оптики с учетом рефракции и обратно-тормозного поглощения лазерного излучения в короне мишени для нескольких профилей электронной концентрации. Однако при этом поглощенный лазерный поток от каждого луча приписывался точке поворота траектории луча. Данное приближение является неплохим, но, учитывая необходимость высокой точности расчетов распределения поглощенной лазерной энергии в короне мишеней прямого воздействия для достижения термоядерного зажигания, представляет интерес проведение исследований без использования этого упрощенного предположения.

Ниже приведено точное решение для пространственных распределений интенсивности и поглощенной лазерной энергии, найденное в приближении геометрической оптики для сферически-симметричного профиля электронной концентрации с квадратичной зависимостью от радиуса. Это решение было использовано для тестирования численной методики расчета распространения и поглощения лазерного излучения в сферически-симметричной короне с произвольным профилем электронной концентрации.

С использованием разработанной программы выполнены расчеты неоднородности поглощенной энергии с учетом рефракции лазерного излучения в короне мишеней прямого воздействия для установки мегаджоульного класса [4]. Целью работы явилось определение оптимальных условий облучения мишени в зависимости от профилей интенсивности по сечению лазерных пучков, условий фокусировки и различных геометрий расположения лазерных пучков. Рассмотрено влияние дисбаланса в мощности пучков на однородность поглощенной энергии.

### Описание модели

Следуя работе [13], будем рассматривать распространение излучения в сферически-симметричной плазме с учетом рефракции в приближении геометрической оптики.

Лучи, падающие на мишень, будут характеризоваться прицельным параметром  $p$  и углом  $\gamma$  (рис. 1). Тогда траектории лучей в плазме с учетом рефракции задаются следующей формулой:

$$\theta(r) = \gamma + \int_r^R \frac{p dr'}{r' \sqrt{(r' n)^2 - p^2}}, \quad (1)$$

где  $r, \theta$  — координаты луча в полярной системе координат;  $R$  — радиус, с которого начинает учитываться поглощение;  $\gamma = \arcsin(p/R)$  — угол падения. Формула (1) справедлива для  $r > r_a$ , где  $r_a$  — точка поворота падающего луча, которая является решением уравнения  $(nr)^2 - p^2 = 0$ . Коэффициент преломления  $n = \sqrt{1 - n_e/n_{кр}}$ , где  $n_e$  — концентрация электронов,  $n_{кр}$  — критическая концентрация электронов, связанная с частотой лазерного излучения  $\omega_0$  формулой  $n_{кр} = m_e \omega_0^2 / (4\pi e^2)$  ( $e, m_e$  — заряд и масса электрона).

Оптическая толщина вдоль элемента луча задается формулой

$$d\tau = kds,$$

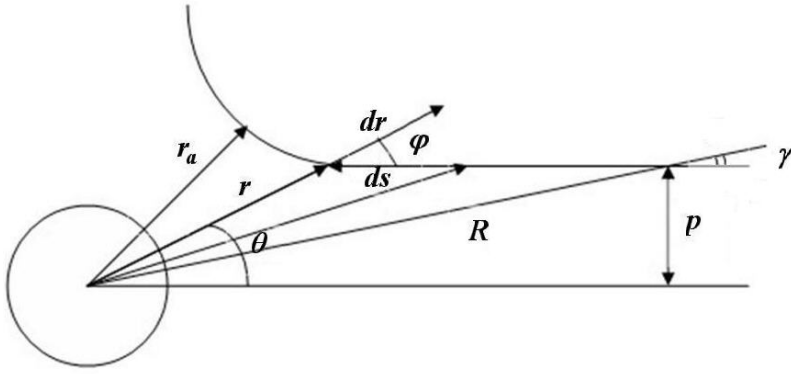


Рис. 1. Рефракция лазерного луча

$k_B$  — постоянная Больцмана;  $Z$  — степень ионизации;  $T_e$  — температура электронов;  $\Lambda_{ei}$  — кулоновский логарифм.

Поглощение энергии в единицу времени на единицу объема в точке  $(r, \theta)$  равно [9]

$$\frac{dE}{dt dV} = \frac{k I_0(p) e^{-\tau(r)} dS_0}{\cos(\theta(r)) dS}, \quad (3)$$

где  $dS_0 = 2\pi p dp$ ;  $dS = 2\pi \sin(\theta(r)) d\theta$ ;  $I_0(p)$  — пространственное распределение интенсивности излучения в падающем на мишень лазерном пучке.

Интегрируя объемное энерговыделение, получаем угловое распределение поглощенной энергии:

$$\frac{dE}{dt d\Omega} = \int_{r^*}^R \frac{dE}{dt dV} r^2 dr, \quad (4)$$

где  $R$  — радиус, с которого начинается поглощающая область;  $r^*$  — радиус, до которого интегрируется данная функция.

Будем считать лазерную корону изотермической, т. е. с постоянной температурой электронов, и имеющей постоянный ионный состав по пространству. Тогда коэффициент поглощения зависит только от профиля концентрации электронов. Как следует из расчетов газовой динамики сферических мишеней и модельных задач, достаточно хорошим приближением для зависимости концентрации электронов от радиуса является степенная функция  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^m$  со значениями параметра  $m = 2$  и  $m = 3$ . В частности, на это указывает модель стационарной короны [14, 15].

Интеграл (1) для  $m = 2$  берется аналитически [11]:

– до поворота луча

$$\theta(x) = \gamma + \frac{p}{r_a} \left( \arctg \left( \sqrt{x_0^2 - 1} \right) - \arctg \left( \sqrt{x^2 - 1} \right) \right); \quad (5)$$

– после поворота луча

$$\theta(x) = \gamma + \frac{p}{r_a} \left( \arctg \left( \sqrt{x_0^2 - 1} \right) + \arctg \left( \sqrt{x^2 - 1} \right) \right), \quad (6)$$

где  $x = r/r_a$ ;  $x_0 = R/r_a$ ;  $r_a = \sqrt{r_{кр}^2 + p^2}$ .

Перепишем формулу (3) в следующем виде:

$$\frac{dE}{dt dV} = \frac{k I_0(p) e^{-\tau(r)} pdp}{\cos(\theta) r^2 \sin(\theta) d\theta}. \quad (7)$$

где  $k$  — коэффициент поглощения;  $ds$  — элемент пути вдоль луча. Оптическая толщина вдоль луча равна

$$\tau = \int_r^R \frac{k dr'}{\sqrt{1 - p^2 / (nr')^2}}. \quad (2)$$

Для обратно-тормозного механизма коэффициент поглощения равен [13]  $k = \nu_{ei} \frac{n_e}{cn_{кр}} \frac{1}{\sqrt{1 - n_e/n_{кр}}}$ , где  $\nu_{ei} = \frac{4}{3} \left( \frac{2\pi}{m_e} \right)^{1/2} \frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle} \frac{e^4 n_e}{(k_B T_e)^{3/2}} \Lambda_{ei}$  — частота электрон-ионных столкновений;  $c$  — скорость света в вакууме;

Найдем производную  $\frac{d\theta}{dp}$ . После дифференцирования получаем следующие формулы:

– до точки поворота луча

$$\frac{d\theta}{dp} = \frac{1}{R} \frac{1}{\sqrt{1-p^2/R^2}} + \frac{r_{\text{кп}}^2}{r_a^3} \left( \arctg \left( \sqrt{x_0^2 - 1} \right) - \arctg \left( \sqrt{x^2 - 1} \right) \right) - \frac{p}{r_a^2} \left( \frac{1}{\sqrt{x_0^2 - 1}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 - 1}} \right);$$

– после точки поворота луча

$$\frac{d\theta}{dp} = \frac{1}{R} \frac{1}{\sqrt{1-p^2/R^2}} + \frac{r_{\text{кп}}^2}{r_a^3} \left( \arctg \left( \sqrt{x_0^2 - 1} \right) + \arctg \left( \sqrt{x^2 - 1} \right) \right) - \frac{p}{r_a^2} \left( \frac{1}{\sqrt{x_0^2 - 1}} + \frac{1}{\sqrt{x^2 - 1}} \right).$$

Подставив соответствующие выражения в (7), окончательно получим:

– до точки поворота луча

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt dV} &= \frac{k I_0(p) e^{-\tau(r)}}{\cos(\theta)} \frac{p}{r^2 \sin(\theta)} \times \\ &\times \left[ \frac{1}{R} \frac{1}{\sqrt{1-p^2/R^2}} + \frac{r_{\text{кп}}^2}{r_a^3} \left( \arctg \left( \sqrt{x_0^2 - 1} \right) - \arctg \left( \sqrt{x^2 - 1} \right) \right) - \frac{p}{r_a^2} \left( \frac{1}{\sqrt{x_0^2 - 1}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 - 1}} \right) \right]^{-1}; \end{aligned}$$

– после точки поворота луча

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt dV} &= \frac{k I_0(p) e^{-\tau(r)}}{\cos(\theta)} \frac{p}{r^2 \sin(\theta)} \times \\ &\times \left[ \frac{1}{R} \frac{1}{\sqrt{1-p^2/R^2}} + \frac{r_{\text{кп}}^2}{r_a^3} \left( \arctg \left( \sqrt{x_0^2 - 1} \right) + \arctg \left( \sqrt{x^2 - 1} \right) \right) - \frac{p}{r_a^2} \left( \frac{1}{\sqrt{x_0^2 - 1}} + \frac{1}{\sqrt{x^2 - 1}} \right) \right]^{-1}. \end{aligned}$$

Если ввести интенсивность лазерного излучения  $I(r, \theta)$  в точке  $\vec{r}$ , то для распределения поглощенной лазерной энергии можно записать

$$\frac{dE}{dt dV} = k I(r, \theta), \quad (8)$$

где до поворота луча

$$\begin{aligned} I(r, \theta) &= \frac{I_0(p) e^{-\tau(r)}}{\cos(\theta)} \frac{p}{r^2 \sin(\theta)} \times \\ &\times \left[ \frac{1}{R} \frac{1}{\sqrt{1-p^2/R^2}} + \frac{r_{\text{кп}}^2}{r_a^3} \left( \arctg \left( \sqrt{x_0^2 - 1} \right) - \arctg \left( \sqrt{x^2 - 1} \right) \right) - \frac{p}{r_a^2} \left( \frac{1}{\sqrt{x_0^2 - 1}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 - 1}} \right) \right]^{-1}, \end{aligned}$$

после поворота луча

$$\begin{aligned} I(r, \theta) &= \frac{I_0(p) e^{-\tau(r)}}{\cos(\theta)} \frac{p}{r^2 \sin(\theta)} \times \\ &\times \left[ \frac{1}{R} \frac{1}{\sqrt{1-p^2/R^2}} + \frac{r_{\text{кп}}^2}{r_a^3} \left( \arctg \left( \sqrt{x_0^2 - 1} \right) + \arctg \left( \sqrt{x^2 - 1} \right) \right) - \frac{p}{r_a^2} \left( \frac{1}{\sqrt{x_0^2 - 1}} + \frac{1}{\sqrt{x^2 - 1}} \right) \right]^{-1}. \end{aligned}$$

В формуле (8) связь координат  $r, p$  с координатами  $r, \theta$  дается соотношениями (5), (6). На практике проще, задавая  $r, p$ , находить соответствующие координаты  $r, \theta$  по формуле (5) или (6),

а затем определять лазерную интенсивность  $I(r, \theta)$  и распределение поглощенной лазерной энергии  $\frac{dE}{dt dV}$  в этой точке по формуле (8).

Таким образом, в приближении геометрической оптики найдены точные распределения лазерной интенсивности и поглощенной энергии в изотермической сферически-симметричной короне с квадратичным распределением электронной концентрации. Данное решение может служить хорошим тестом для программ распространения и поглощения лазерного излучения в мишенях инерционно-термоядерного синтеза, а также для учета нелинейных процессов взаимодействия лазерного излучения в короне мишеней с прямым воздействием [7].

Для проведения 3D-расчетов распространения лазерного излучения в сферически-симметричной короне с произвольным распределением электронной концентрации была разработана численная методика. В основу физической модели положено приближение геометрической оптики с учетом рефракции и обратно-тормозного поглощения лазерного излучения. Предполагается, что оптическая ось каждого лазерного пучка проходит через центр мишени, т. е. боковые промахи фокусировки не учитываются. При этом лазерное излучение рассматривается как пучок лучей. Из него последовательно выбираются три луча: два крайних образуют лучевую трубку, а средний несет в себе мощность, заключенную в этой трубке. Таким образом, рассматриваются не отдельные лучи, как обычно в методе ray-tracing [5, 6], а лучевые трубки [8, 9]. В области расчета энерговыделения сечение лучевой трубки делится на части концентрическими окружностями, радиусы которых отличаются на  $dr$ . Таким образом, в системе координат  $(r, \theta)$  получается расчетная сетка, на которой вычисляется распределение поглощенной лазерной энергии по формуле (3).

Тестирование разработанной программы проводилось для профиля электронов  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  с использованием формул (8). При этом выполнялись расчеты на сходимость как по радиусу, так и по углам. Исходя из этих расчетов, была выбрана сетка, обеспечивающая точность вычисления поглощенной энергии не хуже 0,1%. Протестированная программа использовалась при расчете поглощенной энергии для кубического профиля электронной плотности:  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$ .

В данной работе анализируется неоднородность поглощения лазерного излучения по телесному углу, которая находится численно по формуле (4) и характеризуется асимметрией

$$\eta = \frac{F_{\max} - F_{\min}}{\bar{F}}$$

и среднеквадратичным отклонением

$$\Delta = \frac{1}{\bar{F}} \sqrt{\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (F(\theta, \varphi) - \bar{F})^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi},$$

где

$$F(\theta, \varphi) = \frac{dE}{dt d\Omega}; \quad \bar{F} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta d\varphi.$$

Гармонический состав поглощенной энергии является еще одной характеристикой неоднородности облучения мишени. Обозначим через  $\sigma_n$  полную амплитуду  $n$ -й гармоники функции  $F(\theta, \varphi)$  в разложении по нормированным сферическим функциям:

$$\sigma_n^2 = \sum_{m=-n}^n \left( \frac{a_{mn}}{a_{00}} \right)^2.$$

Тогда для коэффициентов разложения  $a_{mn}$  используются выражения

$$a_{mn} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F(\theta, \varphi) \bar{Y}_n^m \sin(\theta) d\theta d\varphi,$$

где  $\bar{Y}_n^m$  — нормированные сферические функции [16].

## Неоднородность поглощенной энергии с учетом рефракции лазерного излучения для конфигурации облучения $6 \times 8$

Предполагается, что лазерные пучки будут располагаться на сферической мишенной камере мегаджоульной установки в геометрии куба [10]: по 8 кластеров с 6 направлений — конфигурация  $6 \times 8$ . При этом угол между осью каждого из 8 кластеров и осью симметрии, проходящей через грань куба, составляет  $\varphi_8 \approx 30^\circ$ . Лазерное излучение фокусируется в точку-фокус, которая находится на расстоянии  $d$  от центра мишени радиусом  $r_0$  и на расстоянии  $f$  от плоскости линзы. В системе, связанной с мишенью, вводим сферические координаты  $r, \theta, \varphi$ ; в системе, связанной с линзой, —  $\rho, \varphi$ . Оптическая ось линзы проходит через центр мишени, т. е. полярные углы в обеих системах координат будут одинаковыми. На линзе задается распределение интенсивности излучения

$$I(\rho) = I_0 \exp\left(-\left(\frac{\rho}{R_L}\right)^k\right), \quad (9)$$

где  $R_L$  — радиус линзы.

Как сказано выше, пучки располагаются в определенной конфигурации. Для задания их положения используется матрица поворота [16]. Таким образом, зная распределение поглощенной энергии (8) в зависимости от координат  $r, \theta, \varphi$  для первого пучка, можно задать распределение для  $i$ -го ( $i = \overline{1, 192}$ ). В результате суммирования вкладов от всех пучков получается распределение энергии в короне мишени, поглощенной от всех пучков, а по формуле (4) вычисляется суммарное распределение поглощенной энергии по телесному углу  $\frac{dE}{dt d\Omega}$ .

Ниже приведены результаты расчетов, выполненных для конфигурации оптической системы  $6 \times 8$  из работы [10] при изменении условий фокусировки пучков на мишень и дисбаланса в мощности лазерных пучков. Сначала расчеты по формуле (8) выполнялись для профилей концентрации электронов  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$ , где  $r_{кр}$  — радиус, на котором электроны достигают критической концентрации  $n_{кр}$ . Затем на основе полученного решения проводилось тестирование программы для профиля  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$ . Параметры в коэффициенте поглощения выбирались так, чтобы для луча, падающего нормально на мишень, поглощение составляло 80%.

В табл. 1 приведены асимметрия  $\eta$  и среднеквадратичное отклонение  $\Delta$  для распределения поглощенной энергии по телесному углу  $\frac{dE}{dt d\Omega}$  в зависимости от расфокусировки  $\frac{d}{r_0}$  и показателя  $k$  гауссова распределения интенсивности излучения (9):  $k = 2$  и  $k = 4$ . При этом фокальное соотношение  $f/D = 4$ , где  $D$  — диаметр линзы;  $f$  — фокусное расстояние. Как показали вычисления, изменение фокального соотношения на  $f/D = 8$  почти не влияет на однородность поглощенной энергии. Все дальнейшие вычисления в данной статье проведены для фокального соотношения  $f/D = 4$ .

Из приведенных в табл. 1 данных следует, что лучший из двух профилей интенсивности излучения дает гауссово распределение с показателем  $k = 2$ . На рис. 2 (см. также цветную вкладку) приведено распределение поглощенной энергии  $\frac{dE}{dt d\Omega}$  при оптимальных условиях облучения для  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$ .

Теперь рассмотрим еще одну характеристику неоднородности поглощенной энергии — гармонический состав функции  $\frac{dE}{dt d\Omega}$ . На рис. 3 представлен график полной амплитуды  $l$ -й гармоники  $\sigma_l$  в зависимости от  $l$  для  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$  при оптимальных условиях. Нетрудно заметить, что для  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  ведущими являются гармоники с  $l = 4$  и  $l = 8$  в отличие от  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$ , где ведущей является гармоника с  $l = 8$ .

Было проанализировано также поведение гармоник в зависимости от радиуса мишени. Результаты для  $\frac{dE}{dt dV}$  при  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и расфокусировке  $d/r_0 = 6$  приведены на рис. 4. Как видно из рис. 4, а, основное энерговыделение происходит в области  $r \sim 1,1 \div 1,2$  вследствие рефракции лазерного излучения. Рост 4-й гармоники в предкритической области (см. рис. 4, б) объясняется тем, что вследствие рефракции до этой области доходят только лучи, близкие к оптической оси.

Асимметрия  $\eta$  (в %) и среднеквадратичное отклонение  $\Delta$  (в %) для функции  $\frac{dE}{dt d\Omega}$  в зависимости от расфокусировки  $d/r_0$  и показателя  $k$  гауссова распределения интенсивности излучения

$d/r_0$	$k = 2$				$k = 4$			
	$m = 2$		$m = 3$		$m = 2$		$m = 3$	
	$\eta$	$\Delta$	$\eta$	$\Delta$	$\eta$	$\Delta$	$\eta$	$\Delta$
4	10,40	2,21	9,41	1,84	16,44	3,21	14,88	3,13
6	3,62	0,73	3,62	0,61	11,69	1,91	10,40	1,71
8	4,44	0,81	3,57	0,53	7,91	1,58	8,69	1,16
10	6,90	1,10	3,30	0,52	9,22	1,74	6,64	1,12

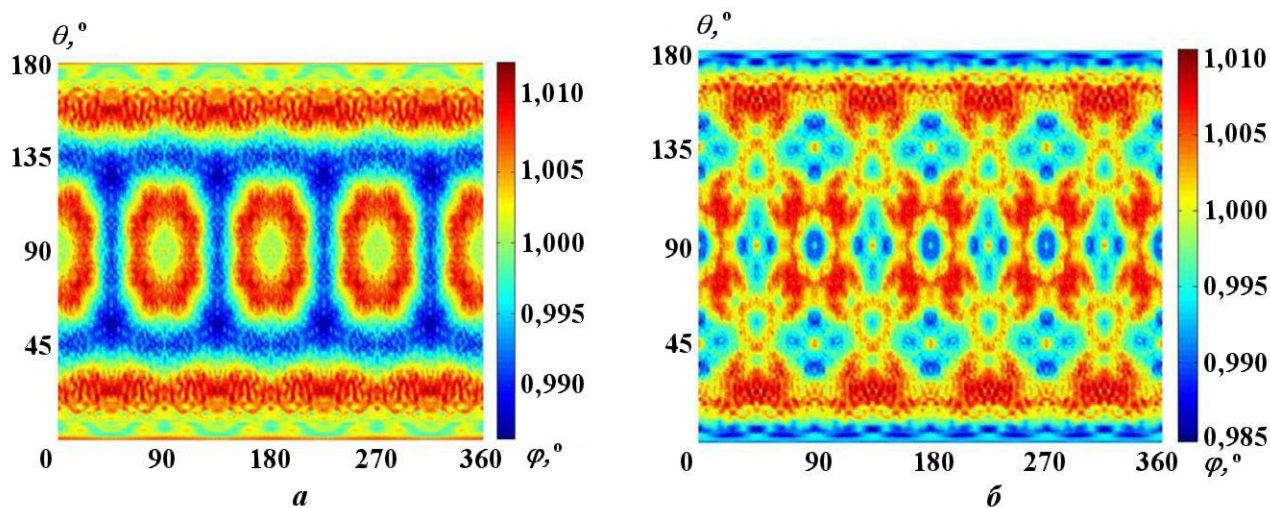


Рис. 2. Конфигурация облучения  $6 \times 8$ . Распределение поглощенной энергии  $\frac{dE}{dt d\Omega}$  в зависимости от азимутального угла  $\theta$  и полярного угла  $\varphi$  для гауссова распределения интенсивности в пучке с  $k = 2$ :  $a - n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^2$ ;  $d/r_0 = 6$ ;  $b - n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^3$ ;  $d/r_0 = 10$

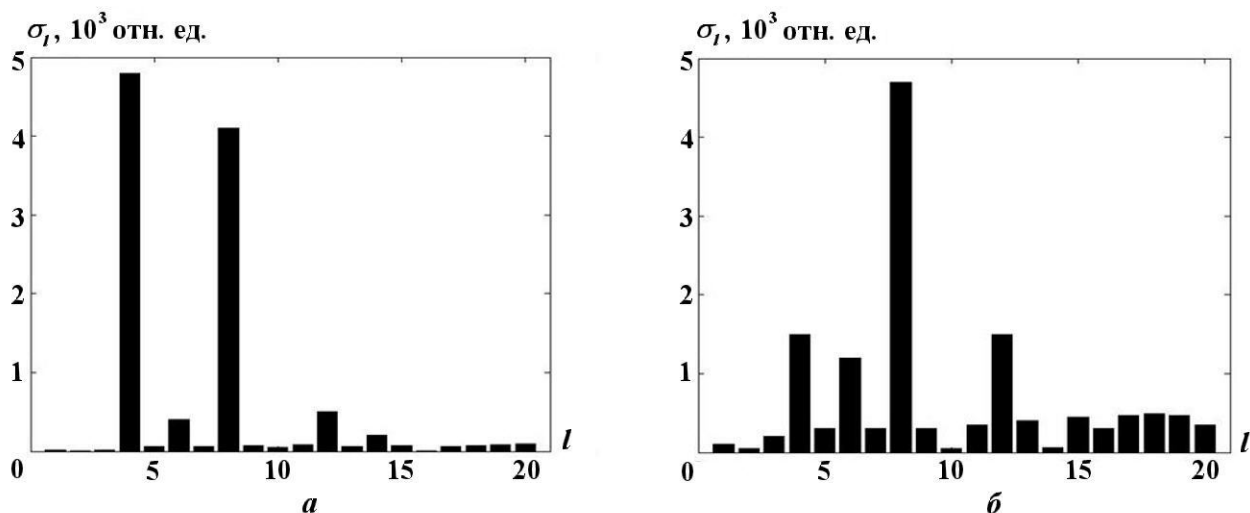


Рис. 3. Конфигурация облучения  $6 \times 8$ . Гармонический состав  $\frac{dE}{dt d\Omega}$  для гауссова распределения интенсивности в пучке с  $k = 2$ :  $a - n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^2$ ;  $d/r_0 = 6$ ;  $b - n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^3$ ;  $d/r_0 = 10$

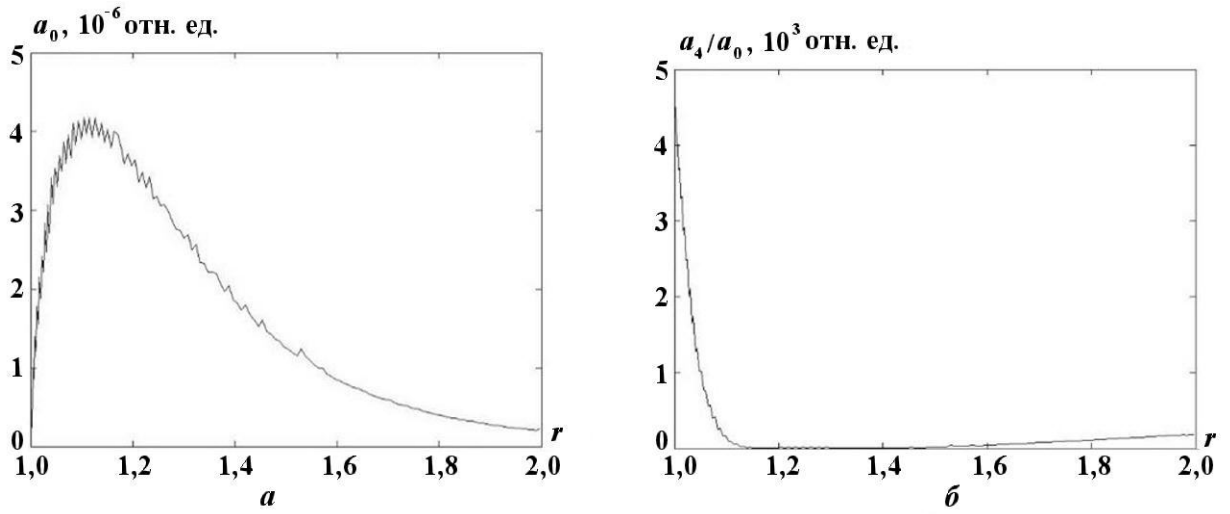


Рис. 4. Конфигурация облучения  $6 \times 8$ . Графики  $a_0$  (а) и  $a_4/a_0$  (б) в зависимости от  $r$  для  $\frac{dE}{dt dV}$  при  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^2$  и расфокусировке  $d/r_0 = 6$

### Влияние дисбаланса в мощности пучков на асимметрию поглощенной энергии с учетом рефракции лазерного излучения

Проведены расчеты влияния дисбаланса мощности пучков на асимметрию поглощенной энергии с учетом рефракции. Для этого была выбрана конфигурация при минимальном значении среднеквадратичного отклонения  $\Delta$  для профилей концентрации электронов  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^2$  и  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^3$ . Дисбаланс на каждом пучке определяется добавкой к основной мощности, которая распределена по нормальному закону со средним значением, равным нулю, и дисперсией  $\sigma_p = 3\%$  и  $\sigma_p = 5\%$ . Для выборок с числом испытаний  $N_{\text{exp}} = 100$  среднее значение среднеквадратичного отклонения  $\bar{\Delta}$  поглощенной лазерной энергии при оптимальных условиях облучения составило менее 1% при дисперсии мощности  $\sigma_p = 3\%$  для  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^2$  и  $\sigma_p = 5\%$  для  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^3$ .

Нетрудно заметить, что на рис. 5, как и на рис. 3, сохраняются ведущие гармоники, однако появляются и первые три. При этом среднее значение среднеквадратичного отклонения составило

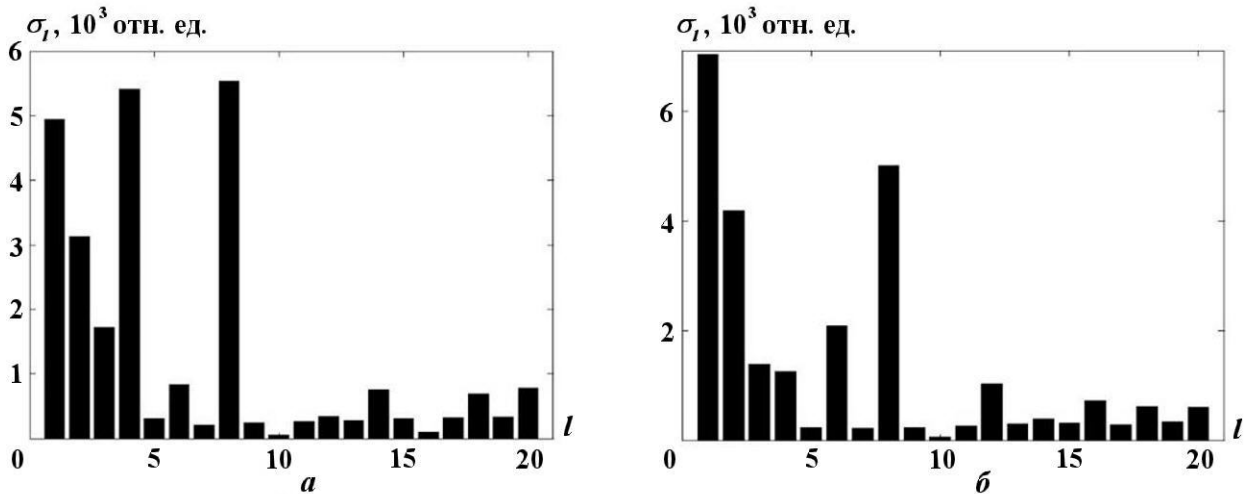


Рис. 5. Конфигурация облучения  $6 \times 8$ . Осредненный гармонический состав  $\frac{dE}{dt d\Omega}$  для гауссова распределения интенсивности в пучке с  $k = 2$ : а —  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^2$ ;  $d/r_0 = 6$ ;  $\sigma_p = 3\%$ ; б —  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^3$ ;  $d/r_0 = 10$ ;  $\sigma_p = 5\%$



$\bar{\Delta} \sim 1\%$ . Для оценки влияния дисбаланса в мощности пучков на однородность поглощенной энергии была введена формула  $\bar{\Delta}^2 = \Delta_0^2 + A\sigma_p^2$ , где  $A$  — коэффициент пропорциональности,  $\Delta_0$  — среднеквадратичное отклонение без дисбаланса мощности пучков. Для  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  был определен коэффициент  $A \approx 0,05$ .

### Расчеты неоднородности поглощенной энергии для конфигурации облучения $8 \times 6$

Как видно из результатов, приведенных выше, сильное влияние на однородность поглощенной энергии оказывает дисбаланс в мощности пучков. Поэтому была рассмотрена конфигурация, в которой 6 кластеров располагаются вокруг осей, проходящих через вершины куба, т. е. конфигурация  $8 \times 6$ . Расчеты поглощенной энергии с учетом рефракции проводились для  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и различных углов  $\varphi_6$  между осями 6 кластеров и их общей осью симметрии. По результатам расчетов было выяснено, что неоднородность поглощенной энергии минимальна при  $\varphi_6 \approx 29^\circ$ , гауссовом распределении интенсивности в пучке с  $k = 2$  и параметре расфокусировки  $d/r_0 = 6$ . На рис. 6 (см. также цветную вкладку) представлена функция  $\frac{dE}{dtd\Omega}$  в зависимости от азимутального угла  $\theta$  и полярного угла  $\varphi$ , а также ее разложение по сферическим гармоникам при оптимальных условиях облучения.

Значение среднеквадратичного отклонения для  $\frac{dE}{dtd\Omega}$  составило  $\Delta_{k=2} = 0,52\%$  при  $d/r_0 = 6$ , что сравнимо с  $\Delta_{k=2}$  для предыдущей конфигурации, но при  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$  и  $d/r_0 = 10$ . Однако в данном случае больше лазерной энергии поглощается мишенью.

Как и для конфигурации  $6 \times 8$ , для конфигурации облучения  $8 \times 6$  было проанализировано влияние дисбаланса в мощности пучков на однородность облучения. В табл. 2 приведены средние значения среднеквадратичного отклонения при заданном дисбалансе для обеих конфигураций. Видно, что для конфигурации облучения мишени  $8 \times 6$  среднее значение среднеквадратичного отклонения распределения поглощенной энергии по телесному углу составляет менее  $1\%$  при дисбалансе в мощности пучков  $\sigma_p \approx 5\%$ , в то время как при использовании конфигурации  $6 \times 8$  такая же симметрия поглощенной энергии достигается при дисбалансе в мощности пучков  $\sigma_p \approx 3\%$ . Отметим,

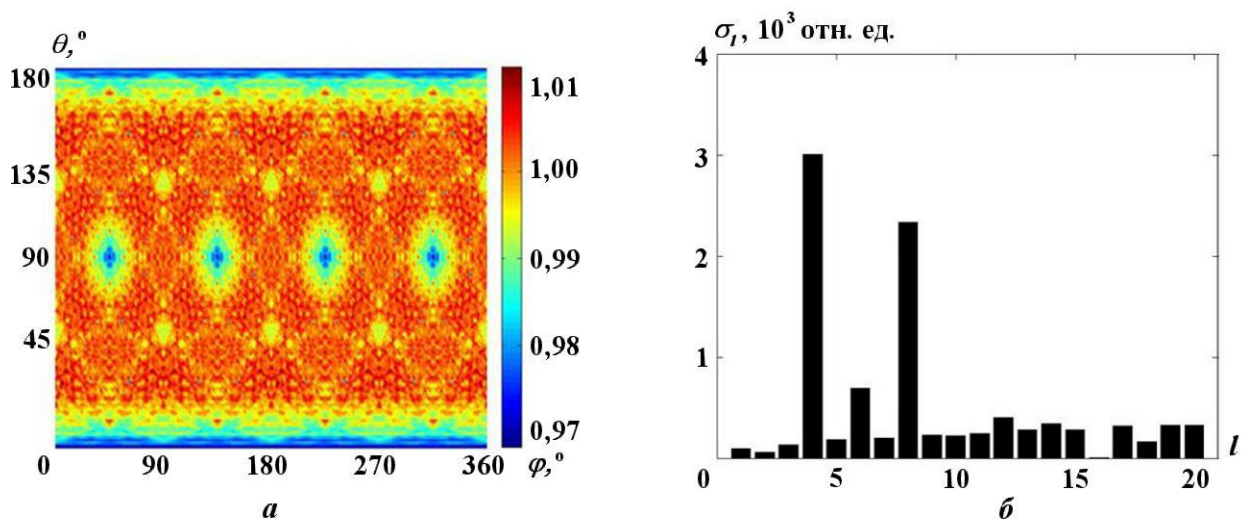


Рис. 6. Конфигурация облучения  $8 \times 6$ . Распределение поглощенной энергии  $\frac{dE}{dtd\Omega}$  в зависимости от азимутального угла  $\theta$  и полярного угла  $\varphi$  для гауссова распределения интенсивности в пучке с  $k = 2$  при  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и расфокусировке  $d/r_0 = 6$  (а), а также ее разложение по гармоникам (б)

что каждый из 48 кластеров установки [4] является квадрой, составленной из четырех лазерных пучков. Поэтому требования к дисбалансу в мощности лазерных пучков увеличиваются еще в 2 раза. То есть в конфигурации облучения  $6 \times 8$  для достижения однородности поглощенной энергии по телесному углу менее 1% дисбаланс в мощности пучков не должен превышать 1%, что может представлять серьезную техническую задачу.

Таблица 2

Средние значения среднеквадратичного отклонения распределения поглощенной энергии по телесному углу (в %) при разных значениях дисбаланса в мощности пучков для конфигураций облучения  $8 \times 6$  и  $6 \times 8$

$\sigma_p, \%$	$8 \times 6$	$6 \times 8$
3	0,78	0,98
5	0,98	1,31

### Заключение

Получено точное решение для пространственных распределений интенсивности и поглощенной лазерной энергии, найденное в приближении геометрической оптики для сферически-симметричного профиля концентрации электронов с квадратичной зависимостью от радиуса. Это решение было применено для тестирования численной методики, которая использует метод лучевых трубок для расчета распространения и поглощения лазерного излучения в сферически-симметричной короне с произвольным профилем концентрации электронов.

По разработанной математической программе проведена серия расчетов для оптической системы мишеней прямого облучения на установке [4]. Согласно этим расчетам при профиле концентрации электронов  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^2$  оптимальными являются гауссово распределение интенсивности в пучке с параметром  $k = 2$  и расфокусировка с параметром  $d/r_0 \approx 6$  для двух рассмотренных конфигураций облучения: 1) по 8 кластеров вокруг осей, проходящих через центры граней куба (конфигурация  $6 \times 8$ ); 2) по 6 кластеров, проходящих через вершины куба (конфигурация  $8 \times 6$ ). Минимальное среднеквадратичное отклонение поглощенной лазерной энергии по телесному углу при этом составляет  $\Delta \approx 0,73\%$  для конфигурации  $6 \times 8$  и  $\Delta \approx 0,53\%$  для конфигурации  $8 \times 6$ . Анализ разложения функции  $\frac{dE}{dt d\Omega}$  по сферическим гармоникам для обеих конфигураций показал, что ведущими являются гармоники с номерами 4 и 8.

При переходе к профилю концентрации электронов  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^3$  оптимум по расфокусировке смещается к  $d/r_0 = 10$  при неизменном распределении интенсивности, а среднеквадратичное отклонение поглощенной лазерной энергии по телесному углу для конфигурации  $8 \times 6$  составляет  $\Delta \approx 0,52\%$ , что в  $\sim 1,5$  раза меньше, нежели для конфигурации  $6 \times 8$ . Учет неизбежного на практике дисбаланса в мощности лазерных пучков приводит к ухудшению симметрии распределения поглощенной лазерной энергии и появлению более низких гармоник независимо от конфигурации облучения.

Для оптимальных условий облучения ожидаемое среднеквадратичное отклонение поглощенной энергии  $\bar{\Delta}$  составляет менее 1% при дисбалансе мощности не более 3–5% между 48 кластерами. Поскольку каждый кластер на установке [4] будет состоять из четырех лазерных пучков, дисбаланс мощности между всеми 192 лазерными пучками установки не должен превышать  $\sim 1\%$ , что может представлять достаточно сложную техническую проблему.

### Список литературы

1. Haynam C. A., Wegner P. J., Auerbach J. M. et al. National Ignition Facility laser performance status // Appl. Opt. 2007. Vol. 46. P. 3276–3303.
2. Ebrardt J., Chaput J. M. LMJ project status // J. Phys.: Conf. Ser. 2008. Vol. 112. P. 032005.
3. Temporal M., Canaud B., Le Garrec B. J. Irradiation uniformity and zooming performances for a capsule directly driven by a  $32 \times 9$  laser beams configuration // Phys. Plasmas. 2010. Vol. 17. P. 022701.

4. *Гаранин С. Г., Бельков С. А., Бондаренко С. В.* Концепция построения лазерной установки // XXXIX Межд. конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 6–10 февраля 2012 г.
5. *Lebo I. G., Demchenko N. N., Isakov A. B. et al.* Simulation of high-intensity laser-plasma interactions by use of the 2D Lagrangian code ATLANT-HE // *Laser and Particle Beams*. 2004. Vol. 22. P. 267–273.
6. *Ramis R., Temporal M., Canaud B., Brandon V.* Three-dimensional symmetry analysis of a direct-drive irradiation scheme for the laser megajoule facility // *Phys. Plasmas*. 2014. Vol. 21. P. 082710.
7. *Craxton R. S., Anderson K. S., Boehly T. R. et al.* Direct-drive inertial confinement fusion: A review // *Ibid.* 2015. Vol. 22. P. 110501.
8. *Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И.* Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, Физматлит, 1980.
9. *Афанасьев Ю. В., Гамалий Е. Г., Демченко Н. Н., Розанов В. Б.* Поглощение лазерного излучения сферической мишенью с учетом рефракции и развитой гидродинамики // *Труды ФИАН*. 1982. Т. 134. С. 32–41.
10. *Бельков С. А., Бондаренко С. В., Вергунова Г. А. и др.* Термоядерные мишени прямого облучения лазерным импульсом мегаджоульного уровня // *ЖЭТФ*. 2015. Т. 148, № 4(10). С. 784–798.
11. *Розанов В. Б., Демченко Н. Н.* Расчет симметрии облучения сферической лазерной мишени с учетом поглощения и рефракции излучения в короне // *Квантовая электроника*. 1985. Т. 12, № 9. С. 1895–1907.
12. *Бельков С. А., Гаранин С. Г., Кочемасов Г. Г.* Исследование однородности энергосвечения в плазменной короне // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика*. 1989. Вып. 4. С. 43–50.
13. *Гинзбург В. Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Физматлит, 1960.
14. *Афанасьев Ю. В., Гамалий Е. Г., Крохин О. Н., Розанов В. Б.* Стационарная модель "короны" сферических лазерных мишеней // *ЖЭТФ*. 1976. Т. 71, № 2(8). С. 594–599.
15. *Демченко Н. Н., Розанов В. Б., Шлегель Т.* Квазистационарная модель лазерной короны сферических и цилиндрических мишеней // *Квантовая электроника*. 1988. Т. 15, № 6, С. 1305–1312.
16. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике. Определения, теоремы, формулы. 6-е изд. С.-Пб.: Лань, 2003.

Статья поступила в редакцию 30.08.16.

THE INFLUENCE OF LASER BEAMS POWER IMBALANCE ON SYMMETRY OF ABSORBED ENERGY IN THE CORONA OF DIRECT-DRIVEN TARGETS / I. A. Khimich, V. A. Lykov (FSUE "RFNC-VNIITF", SPhTI NNRU MPhI, Snezhinsk, Chelyabinsk region).

The absorption of laser energy has been simulated in the geometrical optics approximation with regard to refraction in an isothermal corona and with the exponential law of the radial electron density distribution. Two target illumination configurations are considered: 1)  $6 \times 8$  clusters around the directions passing through the centers of cube faces; 2)  $8 \times 6$  clusters, which axes of symmetry pass through cube corners. The mean-root-square deviation of the absorbed laser energy does not exceed 1%, with the standard deviation in the laser beams power not exceeding 3% and 5% for the  $6 \times 8$  and  $8 \times 6$  illumination configurations, respectively.

*Keywords:* direct-driven targets, megajoule laser facility, power imbalance of laser beams, nonuniformity of absorbed energy.