

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА**Расчет однородности многопучкового облучения сферической лазерной мишени с учетом поглощения и рефракции излучения****Н.Н.Демченко, С.Ю.Гуськов, Н.В.Змитренко, В.Б.Розанов, Р.В.Степанов**

Рассмотрена физико-математическая модель расчета углового распределения поглощенного лазерного потока в сферической мишени с учетом рефракции излучения в короне. В расчетах однородности облучения использовалась схема облучения мишени на мегаджоулевой многопучковой лазерной установке. Вычислены угловое распределение поглощенного потока в зависимости от времени и угловое распределение интегральной по времени характеристики – поглощенной энергии с учетом временной формы лазерного импульса, а также зависимости от времени эффективности поглощения. Рассмотрены различные варианты облучения мишени. При стандартном облучении предполагалось, что оси всех лазерных пучков, имеющих одинаковую энергию, проходят через центр мишени, а неоднородность облучения связана лишь с его геометрией. Рассмотрены также три нестандартных варианта облучения: когда есть небольшой разброс энергии пучков, когда мишень сдвинута из общего центра наведения пучков и когда оси пучков имеют небольшие случайные отклонения от центра мишени. Показано, что наибольшая неоднородность углового распределения поглощенного потока возникает в случае сдвига мишени от центра наведения пучков.

Ключевые слова: неоднородность облучения мишени, поглощение и рефракция излучения, угловое распределение поглощенного потока, разброс энергии пучков, промахи пучков, сдвиг мишени из центра наведения.

1. Введение

В настоящее время в исследованиях лазерного термоядерного синтеза рассматриваются различные схемы сжатия и зажигания мишени (обзор схем см., напр., в [1, 2]). Одной из схем, которая позволяет наиболее эффективно использовать энергию лазерного излучения на сжатие и нагрев термоядерной мишени, является схема прямого облучения мишени множеством лазерных пучков. Для достижения сжатия мишени, близкого к сферически-симметричному, число пучков должно быть достаточно большим и направления пучков на мишень должны быть каким-либо способом равномерно распределены в пространстве. На начальном этапе рассматривалась задача об освещенности сферической мишени, облучаемой набором лазерных пучков [3–5]. Цель этих работ заключалась главным образом в исследовании влияния различных геометрий облучения на симметрию освещенности. В [6] рассматривалась однородность лазерного энерговыделения в сферически-симметричной плазменной короне при условии, что характерный размер неоднородности плазмы $L_{cr} = (d\varepsilon'/dr|_{r_{cr}})^{-1}$ много меньше критического радиуса r_{cr} (здесь $\varepsilon' = \varepsilon'(r) = 1 - \omega_p^2(r)/\omega^2$; ω_p и ω – плазменная и лазерная частоты; $\varepsilon'(r_{cr}) = 0$). Как показано в [7], при

$L_{cr}/r_{cr} \ll 1$ можно пренебречь рефракцией и рассматривать задачу об освещенности критической поверхности, вводя множитель, учитывающий эффективность поглощения.

В [7] рассматривалась модель, описывающая угловое распределение поглощенного лазерного потока в сферически-симметричной плазменной короне с учетом рефракции излучения. Предполагалось, что оптическая ось лазерного пучка проходит через центр мишени и зависимость интенсивности по сечению пучка имеет аксиальную симметрию. Тогда функция углового распределения поглощенного потока от одного лазерного пучка $W_1(\mu, t)$ (однопучковая функция) зависит лишь от $\mu = \cos\theta$ и времени t , где θ – сферический угол, отсчитываемый от оптической оси пучка (центр системы отсчета находится в центре мишени). Проблемы, возникающие при выборе модели расчета функции $W_1(\mu, t)$, рассмотрены в [7]. Показано, что если проинтегрировать лазерное энерговыделение в короне по радиусу и оставить только зависимость от μ , то максимальный вклад в такую функцию при $\mu = 1$ будет давать стремящееся к нулю энерговыделение при стремлении радиуса к бесконечности ($r \rightarrow \infty$). Действительно, если рассмотреть элемент луча длиной Δl , то доля потока ΔQ_a , связанная с этим лучом и поглощенная на длине Δl , стремится к нулю при $r \rightarrow \infty$, т.к. плотность плазмы стремится к нулю. Однако и телесный угол $\Delta\Omega = \Delta\mu\Delta\varphi$, соответствующий элементу луча Δl , стремится к нулю, поскольку стремится к нулю угол $\Delta\mu$, под которым виден из центра мишени элемент Δl . При этом отношение $\Delta Q_a/\Delta\Omega$ имеет максимум на бесконечности.

Модель расчета функции W_1 , рассмотренная в [7], состояла в том, что реальная зависимость связанного с лучом дифференциального потока $\Delta Q(l)$ (l – координата вдоль луча) заменялась ступенчатой функцией со скачком от падающего потока ΔQ_0 до вышедшего из плазмы потока ΔQ_l в точке луча l^* , до которой поглощается по-

Н.Н.Демченко, В.Б.Розанов, Р.В.Степанов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: demch@sci.lebedev.ru

С.Ю.Гуськов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31

Н.В.Змитренко. Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН, Россия, 125047 Москва, Миусская пл., 4

Поступила в редакцию 13 июля 2018 г., после доработки – 5 сентября 2018 г.

ловина потока излучения, т. е. $(\Delta Q_0 - \Delta Q^*)/\Delta Q_0 = \delta_a/2$, где $\delta_a = (\Delta Q_0 - \Delta Q_r)/\Delta Q_0$ – доля поглощения. Это модель δ -образного поглощения потока на поверхности, состоящей из точек l^* на лучах. Такая модель позволяет избежать вклада в функцию W_1 слабого поглощения на большом удалении от критической поверхности вблизи оптической оси ($\mu \approx 1$). Однако в направлении, перпендикулярном оптической оси ($\mu \approx 0$), эта модель не всегда применима. На большом удалении от критической поверхности семейство точек l^* ложится на прямую линию, проходящую через центр мишени перпендикулярно оптической оси. Это приводит к тому, что наибольший вклад в функцию W_1 в окрестности $\mu \approx 0$ может давать удаленная малоплотная плазма. С другой стороны, поперечный размер пучка, в отличие от продольного, ограничен значениями порядка критического радиуса, и эта особенность «обрезается» поперечным профилем пучка. Однако, если варьировать радиус пучка в широком диапазоне и исследовать его влияние на угловое распределение поглощенного потока, вклад удаленной области может привести к результату, не адекватно отражающему распределение в области, где происходит основное энерговыделение. В действительности в окрестности $\mu \approx 0$ необходимо учитывать распределенный характер поглощения.

Целью настоящей работы являлось обобщение модели расчета функции W_1 , такое, чтобы она учитывала распределенность энерговыделения вдоль луча. Кроме того, рассмотрены случаи, когда оптическая ось пучка проходит не через центр мишени, а имеет некоторое отклонение от него (промах). В этом случае однопучковая функция W_1 не обладает аксиальной симметрией, несмотря на аксиальную симметрию интенсивности в падающем пучке.

Неоднородное распределение поглощенного лазерного потока приводит к тому, что абляционное давление на поверхности испарения в мишени также становится неоднородным. Однако абляционное давление зависит не только от плотности лазерного потока, но и от того, при какой плотности плазмы происходит основное поглощение. Например, в модели стационарной короны [8,9] это – зависимость от критической плотности (или длины волны лазерного излучения), при которой происходит δ -образное энерговыделение лазерного потока. Если учитывать поглощение и рефракцию лучей в короне, то максимум энерговыделения находится не на критической поверхности, а в подкритической плазме. При этом плотность плазмы в области максимума энерговыделения зависит от угла μ . Поэтому, кроме однопучковой функции распределения $W_1(\mu, t)$, необходимо рассматривать и однопучковую функцию характерной плотности $\rho_1^*(\mu, t)$, при которой происходит основное поглощение лазерного потока.

2. Функция распределения поглощенного лазерного потока по телесному углу и характерная плотность плазмы, при которой происходит выделение энергии

Рассмотрим вначале случай, когда оптические оси пучков проходят через центр мишени. Общая схема расчетов углового распределения поглощенного лазерного потока в мишени состоит в следующем. С помощью одномерной гидродинамической программы RAPID [10] вычисляется функция углового распределения поглощен-

ного потока от одного лазерного пучка $W_1(\mu, t)$ для ряда заданных моментов времени t между началом импульса и моментом коллапса мишени. Вычисляется также функция характерной плотности $\rho_1^*(\mu, t)$ (измеряется в единицах критической плотности), при которой происходит поглощение потока энергии одного пучка. Затем по заданной геометрии облучения мишени множеством пучков вычисляются суммарное угловое распределение поглощенного потока и энергии, а также угловая зависимость характерной плотности, при которой энерговыделение максимально (этот расчет делается с помощью отдельной программы).

Рассмотрим модель, по которой вычисляются функции W_1 и ρ_1^* . В программе RAPID поглощение и отражение лазерного излучения рассматриваются на основе комбинации лучевого и волнового подходов. В плазменной короне строится траектория луча с учетом рефракции, а в небольшой окрестности точки поворота луча решаются уравнения Максвелла для наклонного падения волны на плоскостную плазму с учетом s- и p-поляризованных компонент волны. В результате вычисляются зависимости долей поглощения δ_{as} и δ_{ap} для s- и p-поляризованных излучений от координаты луча p в плоскости, перпендикулярной оптической оси. Для пучка параллельных лучей p – это прицельный параметр луча. Доля резонансного поглощения определяется разностью $\delta_{ap} - \delta_{as}$. Доля условий гидродинамического режима сжатия мишени общая доля резонансного поглощения оказывается малой, т. к. $L_{cr}/\lambda \gg 1$, где λ – длина волны лазерного излучения. В данном случае в резонансном поглощении участвует очень малая доля лазерного потока, сосредоточенная вблизи оптической оси (доля резонансного поглощения приведена ниже), поэтому в расчетах однородности поглощенного потока можно рассматривать лишь обратный тормозной механизм поглощения.

Рассмотрим модель энерговыделения для расчета неоднородности поглощенного потока. Реальное распределенное энерговыделение вдоль луча заменим модельным с использованием следующей схемы. В точке луча l^* , до которой поглощается половина мощности излучения, вычисляется производная $[d(\Delta Q)/d\mu]^*$ вдоль луча. Заменяя зависимость $\Delta Q(\mu)$ в окрестности точки l^* линейной зависимостью с наклоном, равным вычисленной производной, определяем характерный угловой размер $\Delta\mu_l = \Delta Q_a/[d(\Delta Q)/d\mu]^*$, на котором распределяется поглощенный поток $\Delta Q_a = \Delta Q_0 - \Delta Q_r$ при движении вдоль луча. Кроме того, падающий поток $\Delta Q_0 = 2\pi I(p)p dp$, где $I(p)$ – интенсивность пучка, в точке l^* имеет собственный угловой размер $\Delta\mu^*$, обусловленный тем, что лучи с прицельными параметрами p_i и $p_{i+1} = p_i + \Delta p_i$ имеют различные μ_i^* ; следовательно, $\Delta\mu_{i+1/2}^* = \mu_i^* - \mu_{i+1}^*$. Суммарный угловой размер, на котором распределен поглощенный поток ΔQ_a , записывается в виде суммы, $\Delta\mu = \Delta\mu_l + \Delta\mu^*$. В модели δ -образного энерговыделения слагаемое $\Delta\mu_l$ отсутствует и $\Delta\mu = \Delta\mu^*$. Суммарная от всех дифференциальных падающих потоков ΔQ_0 функция $W_1(\mu)$ определяется интегрированием:

$$W_1(\mu) = 2\pi \int_0^{p_{\max}} \frac{1}{\Delta\mu} \eta[(\mu - \mu_1)(\mu_2 - \mu)] \delta_{as}(p) I(p) p dp, \quad (1)$$

где η – функция Хевисайда ($\eta(x) = 0$ при $x < 0$, $\eta(x) = 1$ при $x \geq 0$); $\mu_1 = \mu^* + \Delta\mu/2$; $\mu_2 = \mu^* - \Delta\mu/2$; μ^* , μ_1 , μ_2 и $\Delta\mu$ – функции параметра p . В (1) мы опустили время t для упро-

щения записи. В действительности, как отмечено выше, интегралы (1) вычисляются для ряда моментов времени, а все величины, входящие в подынтегральное выражение, зависят от времени. В качестве характерной плотности ρ_1^* естественно взять плотность в точке l^* луча, в которой $\mu = \mu^*$. Таким образом получаем однопучковую функцию характерной плотности $\rho_1^*(\mu, t)$, при которой происходит основное поглощение за счет обратного тормозного механизма.

Если известна функция $W_1(\mu)$, то суммарное энерговыделение от N пучков определяется суммированием в заданной точке (θ, φ) энерговыделений от всех пучков, для чего необходимо вычислять косинусы углов между направлением (θ, φ) и оптическими осями пучков (θ_n, φ_n) :

$$\mu_n(\theta, \varphi) = \sin \theta_n \cos \varphi_n \sin \theta \cos \varphi + \sin \theta_n \sin \varphi_n \sin \theta \sin \varphi + \cos \theta_n \cos \theta. \quad (2)$$

Функция углового распределения от N пучков

$$W(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N W_1(\mu_n(\theta, \varphi)). \quad (3)$$

В отличие от энерговыделения, характерные плотности не суммируются. В качестве $\rho^*(\theta, \varphi)$ берется плотность $\rho_1^*(\mu_n(\theta, \varphi))$ того пучка, который дает наибольший вклад в энерговыделение, т. е. пучка, у которого слагаемое в сумме (3) максимально.

Отметим, что в (3) суммируются интенсивности пучков. В действительности даже в одном пучке волновой фронт может быть частично когерентным, и в этом случае возникает корреляция частично когерентных участков волнового фронта, которая приводит к появлению в распределении интенсивности в фокальной плоскости узких выбросов. Здесь мы рассматриваем лишь статистически средние распределения интенсивности, которые перекрываются при облучении мишени большим числом пучков и дают близкое к сферически-симметричному энерговыделение. Исследование вопроса о влиянии выбросов интенсивности не требует суммирования по всем пучкам. Это отдельная задача о том, успеет ли сгладиться резкий выброс интенсивности в мишени, или как изменять во времени и в пространстве эти выбросы для того, чтобы их влияние сгладились в короне без существенной передачи давления в ускоряемую оболочку мишени. Если размер фокального пятна значительно превышает дифракционный предел $\lambda(F/D)$, где F – фокусное расстояние, D – диаметр апертуры пучка, то это означает, что размер когерентного участка волнового фронта d_{coh} значительно меньше D . В этом случае в качестве элементарного пучка надо рассматривать пучок с апертурой d_{coh} и проводить усреднение однопучковой функции распределения по всей апертуре лазерного пучка (процедура усреднения рассмотрена в [7]).

Остановимся теперь на случае, когда оптическая ось пучка OF проходит на некотором расстоянии δ от центра мишени (δ – прицельный параметр, или промах оси) (рис.1). Этот случай возникает в двух задачах: первая – когда каждая из осей пучков имеет случайный промах δ_n относительно центра мишени, вторая – когда все оси сходятся в едином центре наведения, а мишень несколько сдвинута относительно центра наведения. Проведем новую ось

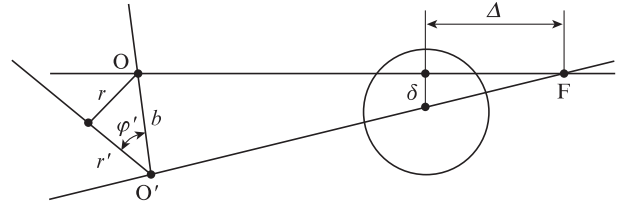


Рис.1. Схема, поясняющая введение новой оптической оси в случае небольшого промаха лазерного пучка относительно центра мишени.

O'F через фокальную точку F и центр мишени, как показано на рис.1. Вокруг оси O'F распределения плотности и температуры плазмы обладают аксиальной симметрией, поэтому ход лучей в плазме также имеет аксиальную симметрию относительно этой оси. Зависимость энерговыделения от угла φ' , отсчитываемого вокруг оси O'F, появляется из-за того, что в этой системе координат интенсивность падающего пучка не является аксиально-симметричной, а зависит от r' и φ' . Угол φ' отсчитывается от перпендикуляра к оси O'F, проведенного в плоскости OFO' (рис.1). Если относительно оси OF распределение интенсивности в пучке

$$I(r) = I_0 \exp\left[-\left(\frac{r}{A}\right)^p\right] \quad (4)$$

(r – расстояние от оси OF, A – характерный радиус пучка в плоскости фокусирующего устройства), то зависимость $I(r', \varphi')$ относительно оси O'F получим из (4), выражая r через r' и φ' . Зависимость $r(r', \varphi')$ находим из треугольника, две стороны которого, r' и b , образуют угол φ' (рис.1) ($b = F\delta/A$, Δ – сдвиг фокальной точки относительно центра мишени):

$$r = \sqrt{(r' - b \cos \varphi')^2 + (b \sin \varphi')^2}. \quad (5)$$

Вычисление однопучковой функции распределения поглощенного потока производится аналогично случаю, когда ось пучка проходит через центр мишени (1), но с учетом зависимости падающей интенсивности от угла φ' :

$$W_{1n}(\mu', \varphi') = \int_0^{p'_{max}} \frac{1}{\Delta \mu'} \eta[(\mu' - \mu'_1)(\mu'_2 - \mu')] \times \delta_{as}(p') I'_n(p', \varphi') p' dp' \quad (6)$$

Все величины под знаком интеграла те же, что и в выражении (1). При делении в (6) дифференциального потока $I'_n(p', \varphi') p' dp' d\varphi'$ на телесный угол $\Delta \mu' d\varphi'$ множитель $d\varphi'$ сокращается. Поскольку зависимость интенсивности $I'_n(p', \varphi')$ содержит промах оптической оси n -го пучка δ_n и, следовательно, в (5) для n -го пучка должна стоять величина b_n (промахи всех пучков различны), то однопучковая функция распределения (6) у каждого пучка своя (это отмечено в (6) индексом n). Обычно интерес представляют небольшие промахи δ_n , много меньшие характерного радиуса пучка на мишени, т. к. радиус пучка и радиус мишени должны быть одного порядка. В этом случае объем вычислений в (6) можно сильно сократить. Рассматривая b в (5) как малый параметр и используя формулу $\sqrt{1-x} \approx 1 - x/2$, справедливую для малых x , выражение (5) можно преобразовать к следующему виду:

$$r - r_0 = \frac{r'b}{\sqrt{r'^2 + b^2}} \cos \varphi', \quad (7)$$

где $r_0 = r_0(r', b) = \sqrt{r'^2 + b^2}$. Заменяв интенсивность $I(r)$ в окрестности точки r_0 линейной функцией по формуле

$$I(r) \approx I(r_0) + \left. \frac{dI}{dr} \right|_{r_0} (r - r_0), \quad (8)$$

можно получить

$$I'(r', \varphi', b) = I(r_0(r', b)) + \left. \frac{dI}{dr} \right|_{r_0} \frac{r'b}{\sqrt{r'^2 + b^2}} \cos \varphi'. \quad (9)$$

Из (9) следует, что при малых значениях параметра b однопучковая функция (6) содержит слагаемое, пропорциональное $\cos \varphi'$. Кроме того, это слагаемое линейно зависит от параметра b в окрестности точки $b = 0$. Поэтому алгоритм вычисления $W_{1n}(\mu', \varphi')$ в этом случае состоит в следующем. Вычисляются три функции: $W_0(\mu')$ – функция при $b = 0$ (это аксиально-симметричный случай, когда $\mu' = \mu$); $W_{B0}(\mu')$ – функция при максимальном параметре $b_{\max} = B$ и $\varphi = 0$; $W_{B\pi}(\mu')$ – функция при $b_{\max} = B$ и $\varphi = \pi$. При других значениях b_n и φ' функция W_{1n} вычисляется по формулам

$$W_{1n} = W_0(b_n) \cos^2 \frac{\varphi'}{2} + W_{\pi}(b_n) \sin^2 \frac{\varphi'}{2}, \quad (10)$$

$$W_0(b_n) = W_{00} + (W_{B0} - W_{00}) \frac{b_n}{B}, \quad (11)$$

$$W_{\pi}(b_n) = W_{00} + (W_{B\pi} - W_{00}) \frac{b_n}{B}. \quad (12)$$

Суммарная функция углового распределения поглощенного потока от N пучков записывается в виде

$$W(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N W_{1n}(\mu'_n(\theta, \varphi), \varphi'_n(\theta, \varphi)), \quad (13)$$

где μ'_n – косинус угла между рассматриваемым в мишени направлением (θ, φ) и направлением «подправленной» оптической оси $O'F$ (рис.1); φ'_n – угол, который составляет с плоскостью OFO' рассматриваемое в мишени направление (θ, φ) (рис.1) для n -го пучка.

3. Расчет углового распределения поглощенного лазерного потока для условий эксперимента на мегаджоульном лазере

Расчеты проводились при следующих условиях. Импульс на длине волны второй гармоники излучения Nd-лазера имеет энергию 2 МДж. Временная форма импульса приведена на рис.2. Мишень состоит из СН-оболочки толщиной 34 мкм с внешним радиусом 1597 мкм и прилегающей к ней изнутри оболочки из ДТ-льда толщиной 150 мкм. Внутри оболочки находится ДТ-газ с плотностью 10^{-3} г/см³. Число лазерных пучков равно 48. Оптические оси пучков направлены по образующим конусов, вершины которых находятся в центре мишени (в начале координат), а центры оснований совпадают с осями декартовых координат x, y, z . Всего имеются шесть конусов, расположенных в симметрии куба. Угол полураствора конуса составляет 30°. С каждым конусом связаны

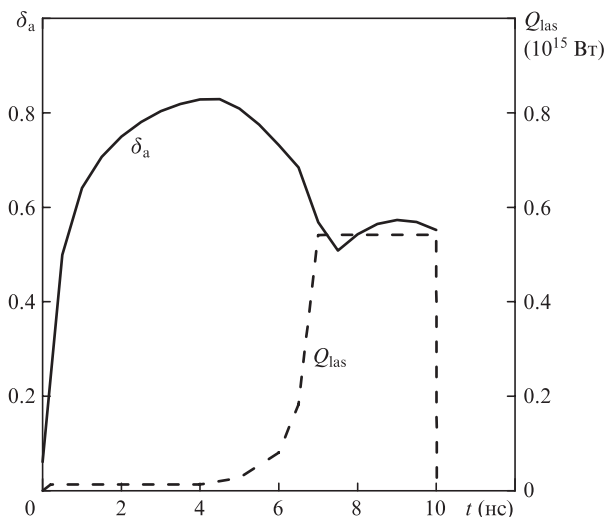


Рис.2. Зависимости лазерного потока Q_{las} и эффективности δ_a его поглощения в плазменной короне от времени.

восемь пучков, а угол $\Delta\varphi$ между направлениями в основании конуса равен 45°. Если рассмотреть конус на оси z , то углы φ_n относительно оси x в плоскости (x, y) начинаются с 22.5° и далее увеличиваются относительно предыдущего на 45° каждый. Аналогично направлены пучки и в других конусах. Диаметр апертуры пучка $D = 80$ см, фокусное расстояние $F = 660$ см. Распределение интенсивности излучения в плоскости мишени (плоскость, проходящая через центр мишени перпендикулярно оптической оси) таково:

$$I(r) = I_0 \exp\left[-\left(\frac{r}{a}\right)^p\right], \quad (14)$$

где r – расстояние от оптической оси; a – характерный радиус пучка. В расчетах значение a варьировалось, отношение a/R (R – начальный радиус мишени) менялось от 0.5 до 1.3. Рассматривались гауссов пучок с $p = 2$ и супергауссов пучок с $p = 4$. Поскольку эффективность поглощения зависит от электронной температуры в короне, а эта температура – от коэффициента ограничения электронной теплопроводности f , то рассматривалась как ограниченная теплопроводность с $f = 0.06$, так и спитцеровская теплопроводность (без ограничения теплового потока). Электронный тепловой поток $W_e = W_S W_{\max} / (W_S + W_{\max})$, где W_S – спитцеровский поток; $W_{\max} = f n_e T_e v_{Te}$; n_e , T_e и $v_{Te} = (T_e/m_e)^{1/2}$ – концентрация, температура и тепловая скорость электронов соответственно.

Рассмотрим сначала случай стандартного облучения, когда все оси пучков проходят через центр мишени, и энергии всех пучков одинаковы. На рис.3,а показаны распределения $W_1(\mu)$, создаваемые одним пучком в различные моменты времени, для $p = 2$, $a/R = 1$, $f = 0.06$. Угол θ ($\mu = \cos \theta$) отсчитывается от оптической оси пучка. Распределения нормированы на максимум функции $W_1(\mu)$. Видно «уширение» функции $W_1(\mu)$ в более поздние моменты времени. Это связано, во-первых, с уменьшением радиуса критической поверхности при движении оболочки к центру при неизменном радиусе пучка на мишени и, во-вторых, с перераспределением падающего потока по сечению пучка из-за рефракции лучей в короне. Рефракция приводит к уменьшению интенсивности на оптической оси (в области $\mu \approx 1$) и к ее увеличению на некотором удалении от оптической оси ($\mu < 1$). Этот эффект подробно

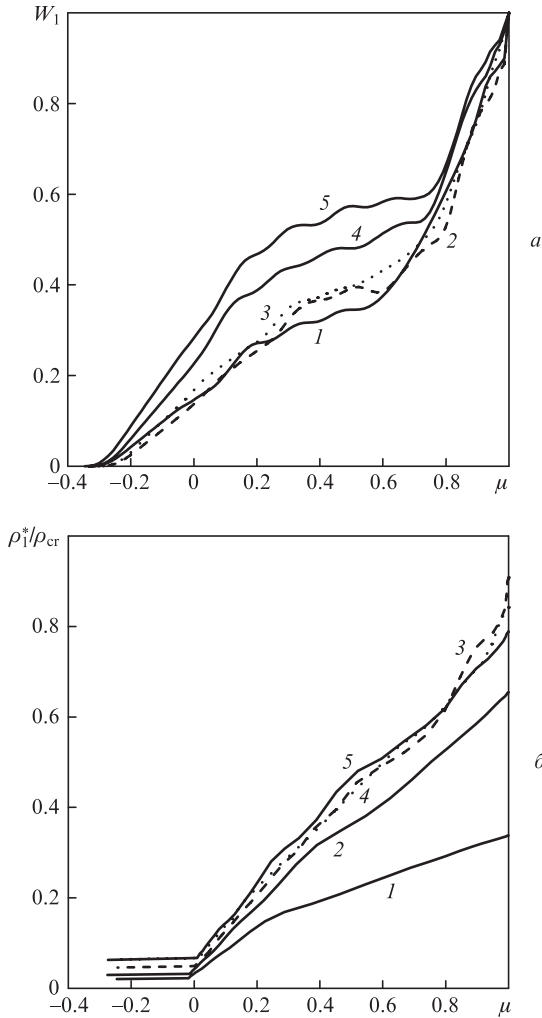


Рис.3. Однопучковая функция углового распределения поглощенного потока в моменты времени 6.5 (1), 7.5 (2), 8.5 (3), 9.5 (4) и 10 нс (5) (а), а также угловые зависимости плотности плазмы в точках лучей, до которых происходит поглощение половины дифференциального потока в моменты времени 4.5 (1), 6.5 (2), 7.5 (3), 8.5 (4) и 9.5 нс (5) (б); μ – косинус угла, отсчитываемого от оптической оси пучка.

рассмотрен в [7]. На рис.3,б для того же варианта показаны зависимости характерной плотности ρ_1^*/ρ_{cr} (в единицах критической плотности) от μ для одного пучка в различные моменты времени. Как видно из рис.3,б, характерная плотность, при которой происходит основное энерговыделение, ниже критической плотности. Это обусловлено тем, что оптическая толщина плазмы вдоль лучей вблизи оптической оси ($\mu \approx 1$) велика и излучение значительно поглощается еще до области критической плотности. Эта плотность особенно мала для моментов времени, когда плотность потока лазерного излучения является низкой ($t = 4.5$ нс, рис.3,б) и, соответственно, оптическая толщина вблизи оптической оси велика. Для лучей, удаленных от оптической оси ($\mu < 1$), плотность ρ_1^* меньше ρ_{cr} из-за рефракции лучей в короне, т. к. излучение достигает лишь точки поворота, в которой плотность плазмы меньше ρ_{cr} .

Для рассмотренной выше геометрии облучения по формуле (3) была вычислена функция углового распределения поглощенного потока в различные моменты времени $W(\theta, \varphi, t)$, а также угловое распределение поглощенной энергии $E(\theta, \varphi)$ с учетом зависимостей от времени

падающего лазерного потока $Q_{las}(t)$ и доли поглощения $\delta_a(t)$:

$$E(\theta, \varphi) = \int_0^{\tau_{las}} W(\theta, \varphi, t) Q_{las}(t) \delta_a(t) dt. \tag{15}$$

Зависимости $Q_{las}(t)$ и $\delta_a(t)$ приведены на рис.2. Функции W и E нормируются так, что их средние значения по всему телесному углу 4π равны единице. На рис.4 показана зависимость $E(\theta, \varphi)$. Степень однородности $\eta_E = E_{min}/E_{max}$ в этом случае составляет 0.9663, а разность между максимумом и минимумом функции $E(\theta, \varphi)$ есть $\varepsilon_E \approx 1 - \eta_E = 3.4\%$. Распределение $W(\theta, \varphi, t)$ имеют тот же вид, что и распределение $E(\theta, \varphi)$, а степень однородности $\eta_W = W_{min}/W_{max}$ изменяется во времени и лежит в пределах 0.934–0.968. С течением времени максимумы и минимумы функции $W(\theta, \varphi, t)$ перемещаются в плоскости (θ, φ) , в результате чего интегральная по времени величина $E(\theta, \varphi)$ имеет более высокую степень однородности.

На рис.5 представлена карта значений относительной плотности $D^* = \rho^*/\rho_{cr}$, при которой происходит максимальное энерговыделение в случае облучения мишени всеми 48 пучками. Эта карта построена для момента времени 8.5 нс (середина части импульса с наибольшей мощностью). Как было отмечено выше, в каждой точке (θ, φ) выбиралось значение ρ^*/ρ_{cr} того пучка, вклад которого в энерговыделение W максимален. Поскольку, согласно рис.3,а, функция W_1 имеет максимум вблизи оптической оси пучка, то на карте плотности D^* максимумы (белые участки) совпадают с положением оптических осей пучков, т. е. показывают геометрию облучения мишени. Как видно из рис.5, характерная плотность $\rho^*(\theta, \varphi)$ ниже критической, и она, так же как и W и E , зависит от углов θ и φ . Эта зависимость вносит вклад в создание неоднородности

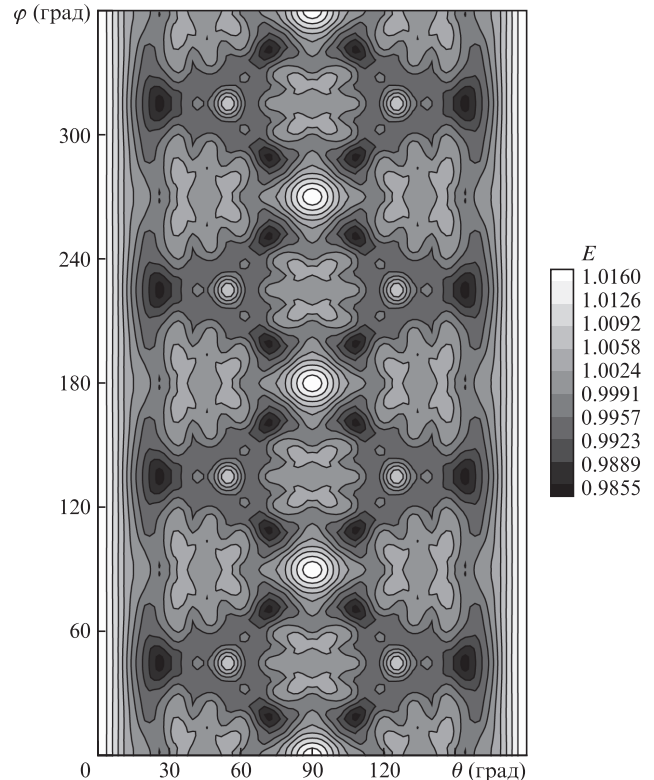


Рис.4. Функция углового распределения поглощенной энергии от всех пучков при стандартных условиях облучения.

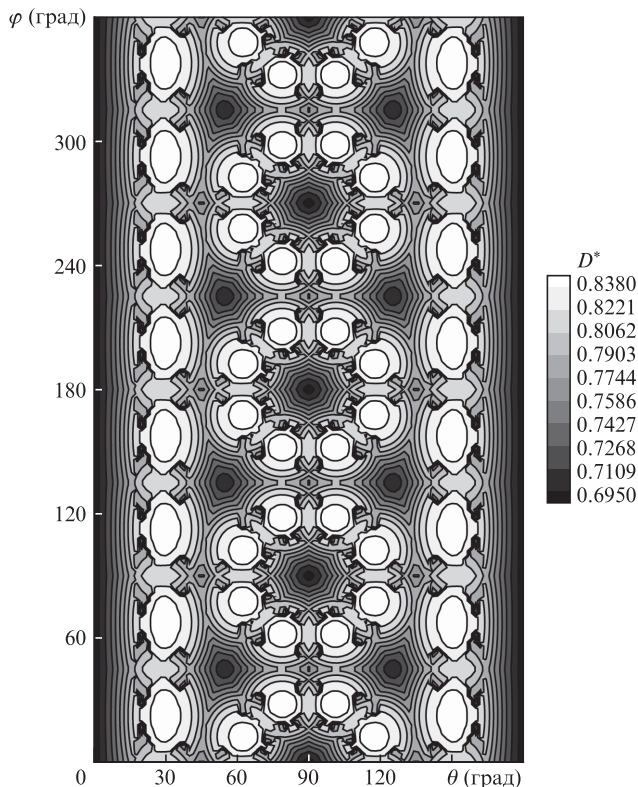


Рис.5. Карта плотности плазмы, при которой находится максимум энерговыделения, для стандартных условий облучения.

родности абляционного давления в мишени. Для того чтобы сравнить влияния на абляционное давление возмущений W и ρ^* , можно воспользоваться моделью стационарной короны [8, 9]. В этой модели абляционное давление $p_{abl} = 2(2-f)\rho_s c_s^2$, где $f = 1.22$ – фактор, определяющий положение точки Жуге R_s относительно абляционной поверхности: $R_s = fR$. Модель характеризуется безразмерным параметром $\gamma_0 \sim Q/\rho_a^{7/4}$ (учитываем лишь зависимости от лазерного потока Q и плотности ρ_a , при которой происходит поглощение этого потока). Согласно [9] $\rho_s \sim \rho_a \gamma_0^{0.479}$, $c_s \sim (1/\gamma_0^{0.214})(Q/\rho_a)^{1/3}$. Тогда абляционное давление

$$p_{abl} = p_0 \left(\frac{Q}{Q_0}\right)^\alpha \left(\frac{\rho_a}{\rho_{a0}}\right)^\beta, \tag{16}$$

где p_0 – сферически-симметричное давление при $Q = Q_0$ и $\rho_a = \rho_{a0}$; $\alpha = 0.718$; $\beta = 0.244$. Если поток Q и плотность ρ_a имеют отклонения, $Q = Q_0 + \delta Q$, $\rho_a = \rho_{a0} + \delta \rho_a$, то для возмущений абляционного давления получаем:

$$\frac{\delta p_{abl}}{p_0} = \alpha \frac{\delta Q}{Q_0} + \beta \frac{\delta \rho_a}{\rho_{a0}}. \tag{17}$$

Отношение $\alpha/\beta = 2.94$, поэтому отклонения абляционного давления в 2.94 раза более чувствительны к отклонениям потока δQ , чем к отклонениям плотности $\delta \rho_a$.

Степень однородности поглощенного потока зависит от отношения a/R радиуса пучка на мишени к радиусу мишени. При узком пучке однородность хуже, но доля поглощения выше. В табл.1 для $p = 2$ и $f = 0.06$ приведены доля поглощения δ_a за счет обратного тормозного механизма, доля резонансного поглощения δ_{ar} (от энергии падающего лазерного излучения) и степень однородности η_E в зависимости от отношения a/R . Из табл.1 следует, что с увеличением a/R от 0.5 до 1.3 доля поглощения падает с 0.755 до 0.465. Степень однородности при этом увеличивается от 0.9396 до 0.9741. Следует отметить, что, начиная с $a/R = 1$ и выше, степень однородности растет слабо, а доля поглощения падает. Поскольку доля резонансного поглощения очень мала (4.49×10^{-4} при $a/R = 1$), в расчетах однородности поглощенного потока она не учитывалась. Низкие значения δ_{ar} обусловлены большим размером мишени и, соответственно, большим размером неоднородности плазмы в окрестности критической плотности. В этом случае в резонансном поглощении участвует очень малая доля потока, сосредоточенная вблизи оптической оси. При спитцеровской теплопроводности и $p = 2$ эффективность поглощения за счет обратного тормозного механизма выше. Например, при $a/R = 1$ имеем $\delta_a = 0.754$, она выше и при других значениях a/R . Степень однородности η_E при этом меняется незначительно, при $a/R = 1$ она составляет 0.9661 (против 0.9663 в случае ограниченной теплопроводности). Рассмотрен также вариант с $p = 4$ при $f = 0.06$. Степень однородности практически не меняется и при $a/R = 1$ составляет 0.9661. Доля поглощения в этом случае несколько выше, и при $a/R = 1$ она равна 0.642 (против 0.57 в случае $p = 2$). Это связано с тем, что при $p = 4$ по сравнению с $p = 2$ часть излучения с большими прицельными параметрами «перебрасывается» в область меньших прицельных параметров, при которых эффективность поглощения выше.

Для определения характерных длин волн неоднородностей угловых распределений $E(\theta, \varphi)$ отклонения $\delta E = E - 1$ разлагались в ряд по сферическим гармоникам:

$$\delta E(\mu, \varphi) = \sum_{k=0}^L \sum_{m=0}^k a_k^m Y_k^m(\mu, \varphi), \tag{18}$$

где $Y_k^m(\mu, \varphi) = P_k^m(\mu) \exp(im\varphi)$; $P_k^m(\mu)$ – присоединенные функции Лежандра; a_k^m – коэффициенты разложения (комплексные величины). На рис.6 показаны абсолютные значения коэффициентов разложения $A_k^m = |a_k^m|$ в зависимости от номера k для $m = 0$ (рис.6.а) и $m = 1$ (рис.6.б). Видно, что ведущей гармоникой является гармоника с $k = 8, m = 0$ ($A_8^0 = 9.8 \times 10^{-3}$). При $m > 1$ коэффициенты A_k^m не превышают коэффициента A_8^0 . Максимальным среди них является коэффициент $A_4^4 = 1.2 \times 10^{-5}$, что почти на три порядка меньше A_8^0 . Разложение по сферическим гармоникам обычно используется для исследования линейной стадии неустойчивости Рэля–Тэйлора. В случае оболочечной мишени, которая здесь рассматривается, эта ста-

Табл.1.

Параметр	a/R								
	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3
δ_a	0.755	0.722	0.686	0.648	0.609	0.570	0.533	0.498	0.465
δ_{ar}	2.44×10^{-3}	1.60×10^{-3}	1.10×10^{-3}	7.93×10^{-4}	5.86×10^{-4}	4.49×10^{-4}	3.57×10^{-4}	2.93×10^{-4}	2.45×10^{-4}
η_E	0.9396	0.9593	0.9566	0.9525	0.9554	0.9663	0.9678	0.9725	0.9741

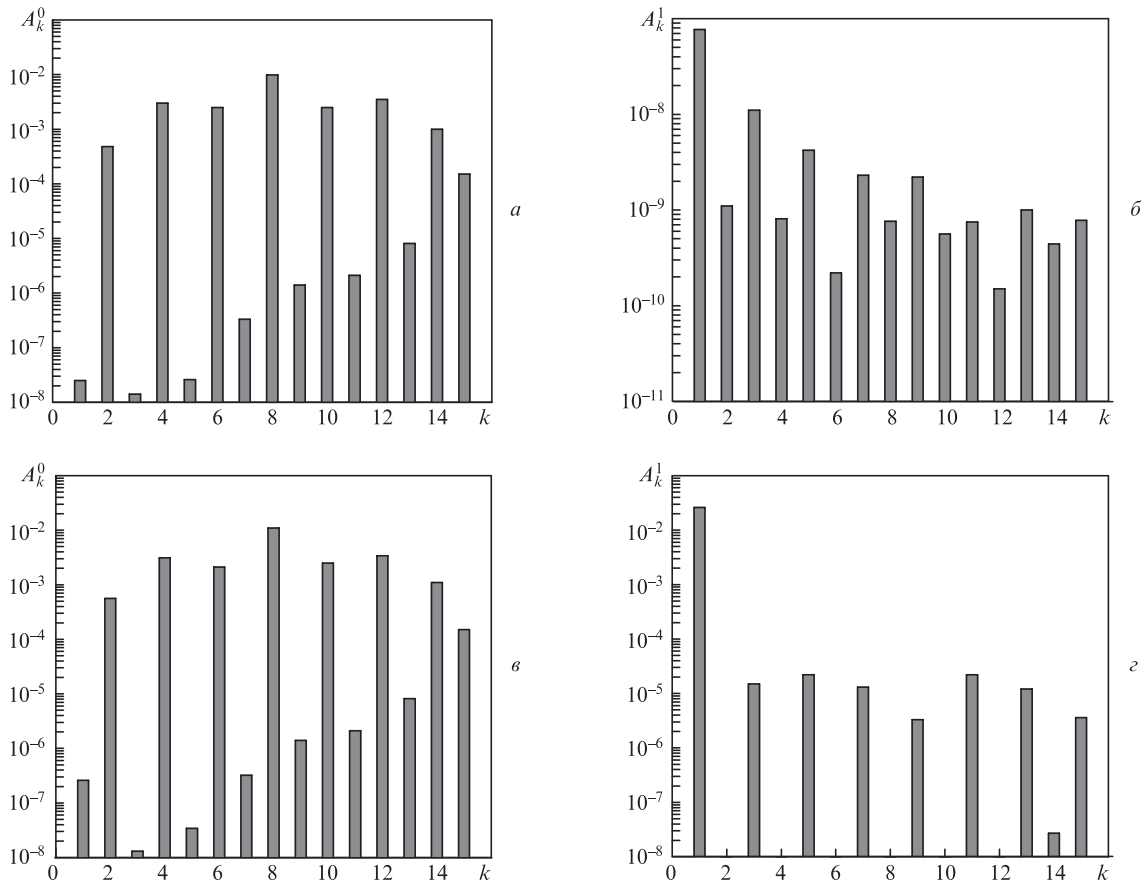


Рис.6. Коэффициенты разложения по сферическим гармоникам отклонения функции распределения поглощенной энергии от среднего значения при стандартных условиях облучения (а, б) и при сдвиге мишени из центра наведения пучков вдоль оси X на 80 мкм (в, з). Приведены зависимости от номера гармоники k при m = 0 (а, в) и 1 (б, з).

дия «забывается» в процессе полета оболочки к центру мишени. Поскольку скорость оболочки намного превышает скорость звука в ней, то форма искажений оболочки перед началом сжатия DT-вещества определяется баллистикой различных участков оболочки, летящих независимо друг от друга. Такой подход был рассмотрен в [1, 2, 11, 12].

Рассмотрим теперь влияние различных случаев нестандартного облучения: дисбаланса энергии в пучках, случайных промахов осей пучков относительно центра мишени и сдвига мишени из общего центра наведения пучков. На рис.7,а показана зависимость энергии пучка от его номера с учетом случайного отклонения по гауссовой статистике с погрешностью $\epsilon_b = 8\%$, на рис.7,б

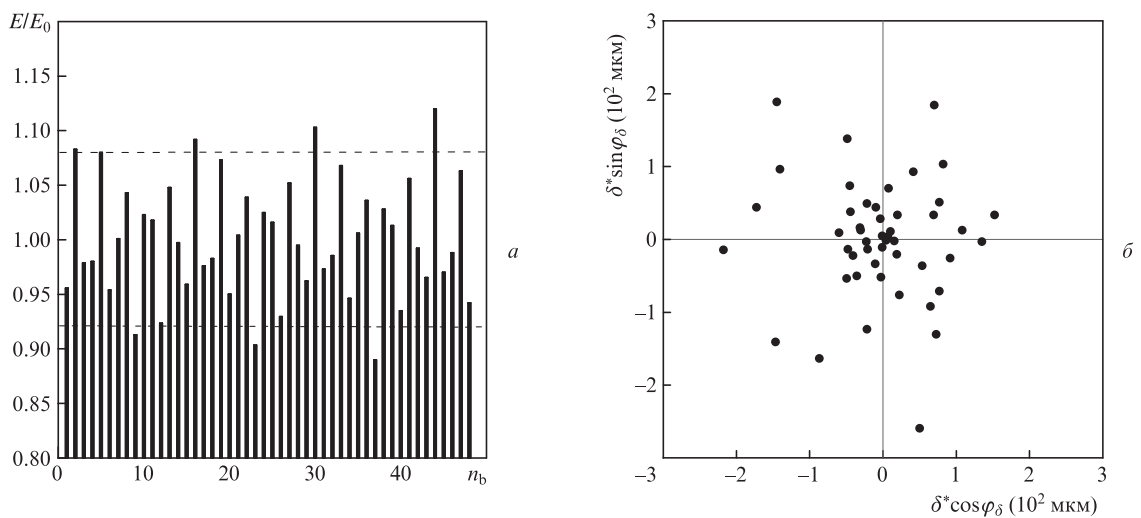


Рис.7. Зависимость энергии пучка от его номера при гауссовой статистике случайного отклонения от среднего значения (характерное отклонение $\epsilon_b = 8\%$, штриховые линии – область 8%) (а) и случайный разброс промахов осей пучков относительно центра мишени при гауссовой статистике величины промаха δ с характерным значением $\delta_0 = 160$ мкм и равномерной статистике угла φ_δ , отсчитываемого в плоскости XY относительно оси X (б).

представлен случайный разброс промахов осей пучков в плоскости $\delta \cos \varphi_\delta, \delta \sin \varphi_\delta$, где δ – промах оси относительно центра мишени, φ_δ – угол, отсчитываемый в плоскости XU относительно оси X . Промах δ определяется гауссовым распределением случайных чисел с характерной величиной δ_0 (на рис.7,б показан случай $\delta_0 = 160$ мкм), угол φ_δ – равномерным распределением. Отметим, что положение точек на рис.7,б не является положением осей в плоскости XU , т.к. расстояние от начала координат до точки в плоскости XU больше промаха δ из-за наклона оси пучка к плоскости XU . В табл.2 приведены значения степени однородности η_E и разности между максимумом и минимумом $\varepsilon_E = 1 - \eta_E$ для различных величин дисбаланса ε_b . Из табл.2 следует, что рост дисбаланса на 8% приводит к увеличению неоднородности ε_E всего на 1%. Такая слабая чувствительность неоднородности к дисбалансу энергии в пучках объясняется тем, что со стороны каждой из граней куба на мишень падает по восемь значительно перекрывающихся пучков, и различие в суммарной энергии каждой из шести групп этих пучков примерно в восемь раз меньше различия энергий отдельных пучков. Это лишь подтверждает хорошее качество выборки случайных чисел, использованной для определения разброса энергии пучков. В табл.3 приведены значения η_E и ε_E для различных значений δ_0 при случайных промахах осей пучков, изображенных на рис.7,б ($\delta_0 = 160$ мкм соответствует $\delta_0/R = 10\%$). При изменении δ_0 использовалось одно и то же случайное расположение пучков, изображенное на рис.7,б, семейство точек лишь расширялось или сжималось в радиальном направлении. В табл.3 приведены также доли поглощения Δ_a для различных отношений δ_0/R , из которых следует, что влиянием рассматриваемых промахов пучков на Δ_a можно пренебречь. В табл.4 приведены значения ε_E для различных абсолютных величин сдвига мишени от общего центра наведения пучков D/R и трех его направлений: ε_{EX} – для сдвига вдоль оси X ; ε_{EXY} – для сдвига в плоскости XU , при котором направление сдвига составляет одинаковые углы с осями X и Y ; ε_{EXYZ} – для сдвига между осями X , Y и Z , при котором направление сдвига составляет одинаковые углы с осями X , Y и Z . Из табл.2–4 следует, что неоднородность

поглощенной энергии наиболее чувствительна к сдвигу мишени от общего центра. Относительная неоднородность ε_E в этом случае примерно в два раза превышает относительную величину сдвига. Это объясняется тем, что при сдвиге мишени одна ее сторона входит в более освещенную зону, а другая, наоборот, выходит из нее, что дает двойной вклад в увеличение неоднородности. Из трех случаев нестандартного облучения промежуточное положение с точки зрения увеличения неоднородности занимает случай промахов пучков (при промахе в 10% $\varepsilon_E = 6.79\%$).

На рис.8–10 показаны угловые распределения поглощенной энергии $E(\theta, \varphi)$ для трех рассмотренных выше случаев нестандартного облучения мишени: на рис.8 – для дисбаланса энергии в пучках при $\varepsilon_b = 8\%$, на рис.9 – для случайных промахов пучков при $\delta_0/R = 10\%$, на рис.10 – для сдвига мишени вдоль оси X при $D/R = 5\%$. В случае дисбаланса энергии пучков угловое распределение слабо отличается от случая стандартного облучения (см. рис.4). Особенностью $E(\theta, \varphi)$ при случайных промахах пучков является возникновение низких мод в функции распределения. Это связано с тем, что из-за гауссова распределения промахов δ плотность точек на рис.7,б, характеризующих эти промахи, максимальна в центре рисунка и падает с увеличением δ . При этом большие промахи имеют малое число пучков, что приводит к появлению низких мод в распределении $E(\theta, \varphi)$. При сдвиге мишени от общего центра наведения пучков в распределении $E(\theta, \varphi)$ появляется первая гармоника. На рис.6,в,г показаны абсолютные значения коэффициентов $A_k^m = |a_k^m|$ в разложении (18) для распределения, изображенного на рис.10 (сдвиг мишени). Из этого рисунка следует, что ведущей гармоникой является гармоника с $k = 1, m = 1$.

Полученные в настоящей работе угловые распределения поглощенного потока $W(\theta, \varphi, t)$ были использованы

Табл.2.

Параметр	ε_b (%)			
	0	4	8	16
η_E	0.9663	0.9612	0.9562	0.9462
ε_E (%)	3.37	3.88	4.38	5.38

Табл.3.

Параметр	δ_0/R (%)		
	5	10	20
η_E	0.9501	0.9321	0.8864
ε_E (%)	4.99	6.79	11.36
Δ_a	0.568	0.566	0.562

Табл.4.

Параметр	D/R (%)		
	2.5	5	10
ε_{EX} (%)	7.87	12.86	20.60
ε_{EXY} (%)	7.12	10.89	18.88
ε_{EXYZ} (%)	6.89	11.08	19.46

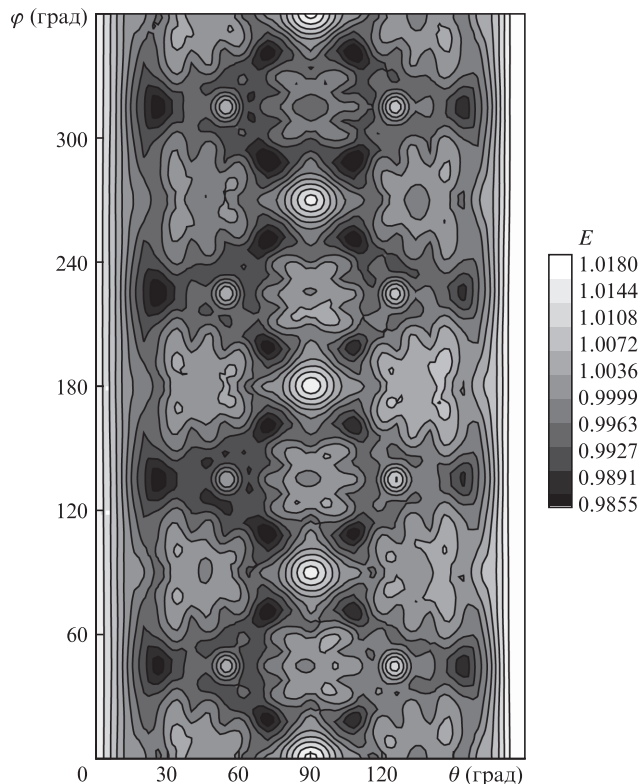


Рис.8. Функция углового распределения поглощенной энергии при дисбалансе энергии в пучках с характерным отклонением $\varepsilon_b = 8\%$.

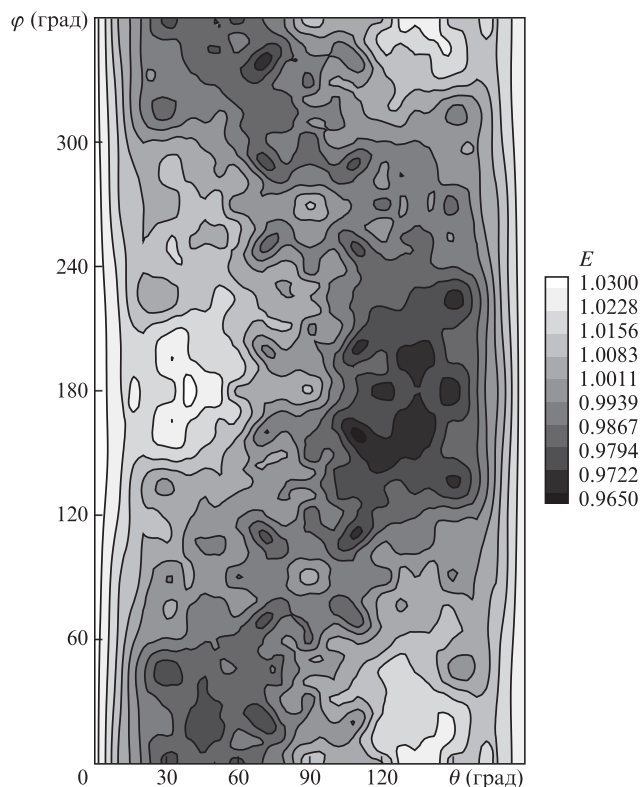


Рис.9. Функция углового распределения поглощенной энергии при случайных промахах пучков с характерным отношением $\delta_0/R = 10\%$.

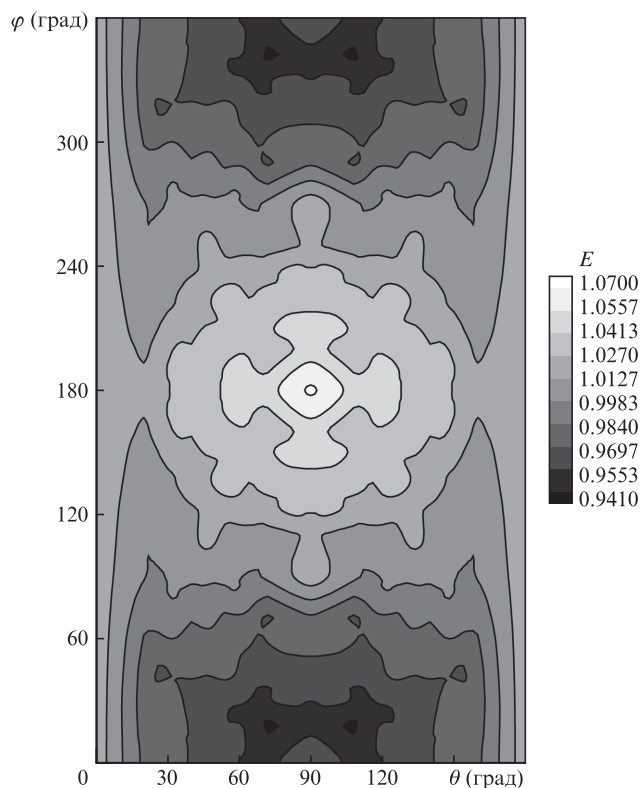


Рис.10. Функция углового распределения поглощенной энергии при сдвиге мишени от центра наведения пучков вдоль оси X на 80 мкм (5% от радиуса мишени).

для одномерных и двумерных гидродинамических расчетов сжатия и горения лазерной термоядерной мишени [1, 2, 11, 12]. Эти расчеты позволили определить величину снижения коэффициента усиления мишени при рассмотренных выше условиях облучения по сравнению со сферически-симметричным случаем сжатия.

4. Заключение

Предложена физико-математическая модель расчета углового распределения поглощенного лазерного потока в короне сферической мишени с учетом рефракции излучения. В качестве примера рассмотрена геометрия облучения мишени, имеющая симметрию куба и соответствующая мегаджоульной лазерной установке. При стандартных условиях облучения, когда энергии всех пучков равны и их оси проходят через центр мишени, отклонение максимума от минимума функции углового распределения поглощенной энергии составляет 3.37%. Ведущей сферической гармоникой при этом является гармоника с $k = 8$, $m = 0$. Рассмотрены несколько вариантов нестандартного облучения: когда энергии пучков имеют случайный разброс (дисбаланс), когда оптические оси пучков имеют случайные промахи относительно центра мишени, а также когда мишень сдвинута относительно центра наведения пучков. Наименьшее ухудшение однородности возникает в случае дисбаланса энергии в пучках. Дисбаланс в 8% приводит к ухудшению однородности примерно на 1%. Промежуточное положение занимает случай промахов пучков. При характерном промахе в 10% от радиуса мишени неоднородность возрастает на 3.42% по сравнению со стандартными условиями. Наибольшее ухудшение однородности происходит при сдвиге мишени от центра наведения пучков. При сдвиге мишени вдоль оси X на расстояние в 5% от радиуса мишени неоднородность возрастает на 9.49%. При этом в функции углового распределения поглощенного потока максимальную амплитуду имеет первая гармоника по углу φ ($k = 1$, $m = 1$).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 16-11-10174.

1. Бельков С.А., Бондаренко С.В., Вергунова Г.А. и др. *ЖЭТФ*, **148**, 784 (2015).
2. Бельков С.А., Бондаренко С.В., Вергунова Г.А. и др. *ЖЭТФ*, **151**, 396 (2017).
3. Данилов А.Е., Демченко Н.Н., Розанов В.Б. и др. *Квантовая электроника*, **4**, 1034 (1977) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **7**, 579 (1977)].
4. Howard J.E. *Appl. Opt.*, **16**, 2764 (1977).
5. Воленко В.В., Крюченков В.Б. *Квантовая электроника*, **6**, 1343 (1979) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **9**, 789 (1979)].
6. Scappariello A.J., Brysk H. *J. Appl. Phys.*, **50**, 5142 (1979).
7. Розанов В.Б., Демченко Н.Н. *Квантовая электроника*, **12**, 1895 (1985) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **15**, 1251 (1985)].
8. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Крохин О.Н. и др. *ЖЭТФ*, **71**, 594 (1976).
9. Afanasiev Yu.V., Gamaly E.G., Gus'kov S.Yu., et al. *Las. Part. Beams*, **6**, 1 (1988).
10. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Демченко Н.Н. и др. *ЖЭТФ*, **79**, 837 (1980).
11. Demchenko N.N., Doskoch I.Ya., Gus'kov S.Yu., et al. *Las. Part. Beams*, **33**, 655 (2015).
12. Гуськов С.Ю., Демченко Н.Н., Змитренко Н.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **105**, 381 (2017).