

УДК 623.4.083.25

## СОЗДАНИЕ ОДНОРОДНОГО ПОТОКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПИКОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ НА ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ С ОБРАЩЕННОЙ КОРОНОЙ С ПОМОЩЬЮ ОТРАЖАТЕЛЯ РАСЧЕТНОЙ ФОРМЫ

В. М. Ямщиков  
(ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", г. Саров Нижегородской области)

Рассматривается идея о добавлении в конструкцию мишени с обращенной короной отражателя, который рассеивает от своей поверхности лазерную энергию максимально однородно по внутренней поверхности мишени. При теоретическом исследовании предполагалось, что индикатриса рассеянного излучения состоит из суммы зеркальной и ламбертовской частей. Для такой индикатрисы рассчитана форма поверхности отражателя, позволяющая абсолютно однородно распределять зеркальную составляющую рассеянной энергии по внутренней поверхности мишени с обращенной короной. В работе не учитывался газодинамический разлет плазмы от поверхности отражателя: показано, что при некоторых реальных параметрах мишени и лазерного излучения им можно пренебречь. Для описания распространения излучения использовалось приближение геометрической оптики.

*Ключевые слова:* мишень с обращенной короной, зеркальный отражатель, индикатриса, закон Ламберта, лазерная плазма.

### Введение

Одним из перспективных вариантов конструкции мишени для исследования термоядерных процессов с внутренним вводом излучения является мишень с обращенной короной (МОК) [1–3]. Главной задачей при облучении МОК лазерным излучением является получение максимального выхода нейтронов. Возможным способом достижения этой цели является равномерное распределение энергии лазера по внутренней стенке мишени. Тогда образовавшаяся у поверхности стенки высокотемпературная плазма будет симметричным образом схлопываться в центре мишени, что приведет к эффективному преобразованию кинетической энергии ионов в тепловую энергию и нагреву плазмы до высоких значений ионной температуры, а это, в свою очередь, поспособствует интенсивному протеканию термоядерных реакций.

Для получения максимально равномерного распределения лазерной энергии по внутренней поверхности МОК предлагается поместить внутрь мишени специальную конструкцию, которая является отражателем излучения. При этом вводимая через отверстие на поверхности мишени лазерная энергия частично поглотится отражателем, и за короткий промежуток времени на его поверхности образуется плазма. Предполагается, что она не успеет разлететься за время действия лазерного импульса и будет рассеивать падающее на нее лазерное излучение. Тогда, зная индикатрису рассеяния от поверхности плазмы, можно найти такую поверхность отражателя, чтобы рассеянная от него лазерная энергия распределялась по внутренней поверхности МОК максимально однородно.

Идея о добавлении в полую мишень отражателя не новая. В статье [4] для более равномерного облучения внутренней поверхности мишени был добавлен конический конвертор. Целью работы [4] являлось исследование взаимодействия лазерной плазмы с магнитным полем. При этом поиск оптимальной поверхности конвертора не проводился.

В данной работе предполагается, что индикатриса рассеянного излучения состоит из зеркальной и ламбертовской составляющих. Газодинамический разлет плазмы от поверхности отражателя не учитывается; считается, что лучи распространяются по законам геометрической оптики. При этом задача сводится к решению дифференциального уравнения первого порядка. Для зеркальной составляющей излучения получена форма отражающей поверхности, которая абсолютно равномерно распределяет эту часть отраженной лазерной энергии по внутренней поверхности сферы.

### Расчет формы поверхности зеркального отражателя

Пусть в тонкостенную полую сферу радиусом  $R$  через отверстие радиусом  $r_0$  на ее верхнем полюсе в направлении вертикальной оси  $z$  (вниз) вводится параллельный пучок излучения, имеющий круговое сечение (рис. 1). Пучок свободно распространяется внутри сферы. В нижней части сферы размещен зеркальный отражатель, форма которого задана зависимостью  $z = f(r)$  ( $0 \leq r \leq r_0$  и  $0 \leq z \leq h$ , где  $h$  — высота отражателя).

Всюду далее будем предполагать применимость геометрической оптики.

Дополнительно предполагается, что образовавшаяся плазма, а именно поверхность критического слоя, не успевает сместиться на расстояние, заметно превышающее первоначальные размеры отражателя. Математически это условие можно представить как  $c_0\tau \ll r_0$  ( $c_0$  — скорость плазмы на критической поверхности [5],  $\tau$  — время действия лазерного импульса). Выражая  $c_0$  через интенсивность лазерного излучения и критическую плотность [5], получаем условие выполнения данного предположения:

$$c_0\tau = \left(\frac{I}{4\rho_{\text{кр}}}\right)^{1/3} \tau = \frac{Q^{1/3}\tau^{2/3}}{(4\pi)^{1/3}r_0^{2/3}\rho_{\text{кр}}^{1/3}} \ll r_0, \quad \text{или} \quad K = \frac{Q^{1/3}\tau^{2/3}}{(4\pi)^{1/3}r_0^{5/3}\rho_{\text{кр}}^{1/3}} \ll 1, \quad (1)$$

где  $Q$  — энергия лазерного импульса;  $\rho_{\text{кр}}$  — плотность критического слоя.

Для примера найдем значение величины  $K$  (1) для МОК радиусом  $R = 2$  мм с максимальной координатой отражателя вдоль оси  $r$   $r_0 = 0,2R = 0,2 \cdot 2$  мм = 400 мкм. Воспользуемся параметрами лазерной установки "Омега", которые взяты из работы [6]:  $Q = 20$  Дж (энергия, которую можно получить на одном канале);  $\tau = 30$  пс. Тогда (при  $\rho_{\text{кр}} \sim 10^{-2}$  г/см<sup>3</sup>) получим  $K \approx 0,02$ .

Выполнение условия (1) позволяет не учитывать газодинамические процессы при расчете формы поверхности отражателя, что сильно упрощает задачу.

Рассмотрим картину отражения световых лучей от поверхности 2 на рис. 1, где  $\vec{e}_0$ ,  $\vec{n}$ ,  $\vec{e}_1$  — единичные векторы направления падения луча, нормали к поверхности в точке  $A$  и направления отраженного луча соответственно. Угол падения по отношению к нормали равен углу отражения луча. Луч, отраженный от точки  $A$ , попадает на внутреннюю поверхность сферы в точке  $B$ , характеризуемой углом  $\theta$  между осью  $z$  и радиусом  $R$ , проведенным в точку  $B$ . Пусть  $\vec{e}_r$  — единичный вектор вдоль оси  $r$ , а  $\vec{e}_z$  — единичный вектор вдоль оси  $z$ . Тогда

$$\vec{e}_0 = 0 \cdot \vec{e}_r + (-1) \cdot \vec{e}_z; \quad \vec{n} = -\frac{f'}{\sqrt{1+f'^2}}\vec{e}_r + \frac{1}{\sqrt{1+f'^2}}\vec{e}_z; \quad \vec{e}_1 = \vec{e}_0 - 2(\vec{e}_0, \vec{n})\vec{n}.$$

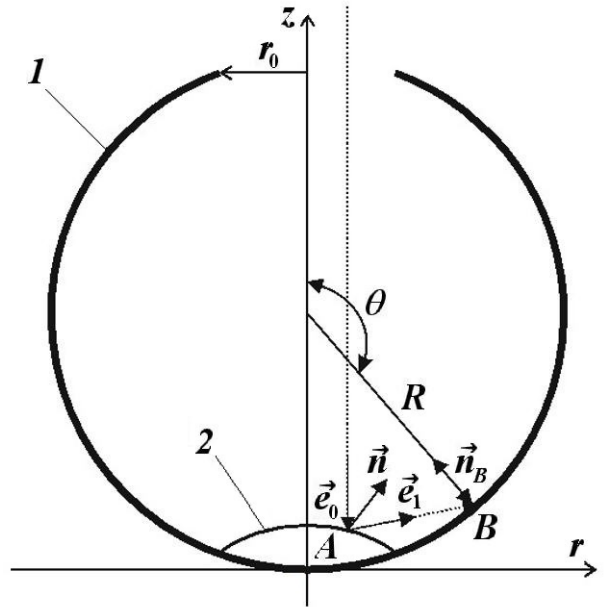


Рис. 1. Схема МОК с отражателем: 1 — оболочка мишени; 2 — зеркальный отражатель лазерной энергии

Найдем связь между углом  $\theta$  и прицельным параметром  $r$  в точке  $A$  падающего луча. Обозначив через  $L$  расстояние между точками  $A(r, f)$  и  $B(r_B, z_B)$ , запишем выражения для координат точки  $B$  на поверхности сферы:

$$r_B = r + L(\vec{e}_1, \vec{e}_r) = r - L \frac{2f'}{1+f'^2} = R \sin \theta; \quad z_B = f + L(\vec{e}_1, \vec{e}_z) = f + L \frac{1-f'^2}{1+f'^2} = R(1 + \cos \theta). \quad (2)$$

Для точек с координатами (2) выполняется соотношение

$$r_B^2 + (R - z_B)^2 = R^2.$$

Исключая  $L$  из выражений (2), после некоторых математических преобразований получаем

$$-2f'[R(1 + \cos \theta) - f] = (R \sin \theta - r)(1 - f'^2). \quad (3)$$

Корнями уравнения (3) будут обыкновенные дифференциальные уравнения

$$f'_\pm = \frac{R(1 + \cos \theta) - f \pm \sqrt{[R(1 + \cos \theta) - f]^2 + (R \sin \theta - r)^2}}{R \sin \theta - r}. \quad (4)$$

Ищем такую форму поверхности  $f(r)$ , чтобы лазерный импульс с плотностью потока  $q(r)$  (поток в трубке кругового сечения  $0 < r < r_0$  (см. рис. 1)), попадая на отражатель искомой формы и отражаясь от него зеркально, создавал на внутренней поверхности сферы однородный поток. При этом лучи, распространяющиеся в круговом кольце площадью  $2\pi r dr$ , попадают на участок внутренней поверхности сферы площадью  $2\pi R^2 \sin(\theta) d\theta$ . Полный поток излучения, входящего внутрь сферы, есть интеграл от величины  $2\pi q(r) r dr$  с пределами интегрирования от 0 до  $r_0$ . Он равномерно распределяется по площади сферы, которая не экранируется отражателем:  $S = 2\pi R^2 \left(1 + \frac{\sqrt{R^2 - r_0^2}}{R}\right)$ .

Следовательно, плотность потока  $Q_0$  на внутренней поверхности сферы равна

$$Q_0 = \frac{1}{2\pi R^2 \left(1 + \frac{\sqrt{R^2 - r_0^2}}{R}\right)} \int_0^{r_0} 2\pi q(r) r dr.$$

Из соотношения  $q(r)2\pi r dr = Q_0 2\pi R^2 \sin(\theta) d\theta$  следует уравнение

$$\frac{1}{R^2 Q_0} \int_0^r q(\xi) \xi d\xi = \int_0^\theta \sin \theta d\theta = 1 - \cos \theta. \quad (5)$$

В итоге получена система уравнений (4), (5), которая позволит найти искомую форму отражателя  $z = f(r)$ . Систему необходимо дополнить начальным условием (так как решается задача Коши)

$$f(r_0) = R - \sqrt{R^2 - r_0^2}.$$

На рис. 2 сплошной кривой представлено численное решение системы уравнений (4), (5) методом Рунге—Кутты четвертого порядка для случая, когда интенсивность лазерного излучения однородна ( $q(r) = \text{const}$ ). На рис. 2, *a* отражатель описывается уравнением (4), в котором выбран знак "+", на рис. 2, *б* — уравнением (4), в котором выбран знак "-". Ось ординат —  $r/R$ , ось абсцисс —  $z/R$ .

Таким образом, найдена форма поверхности, которая однородно рассеивает зеркальную составляющую лазерного излучения. Часть излучения может рассеиваться по закону Ламберта. Как будет показано далее, в отсутствие отражателя эта часть лазерной энергии распределяется по внутренней поверхности мишени однородно. Поэтому необходимо исследовать, как влияет на распределение ламбертовской части лазерной энергии по мишени присутствие отражателя.

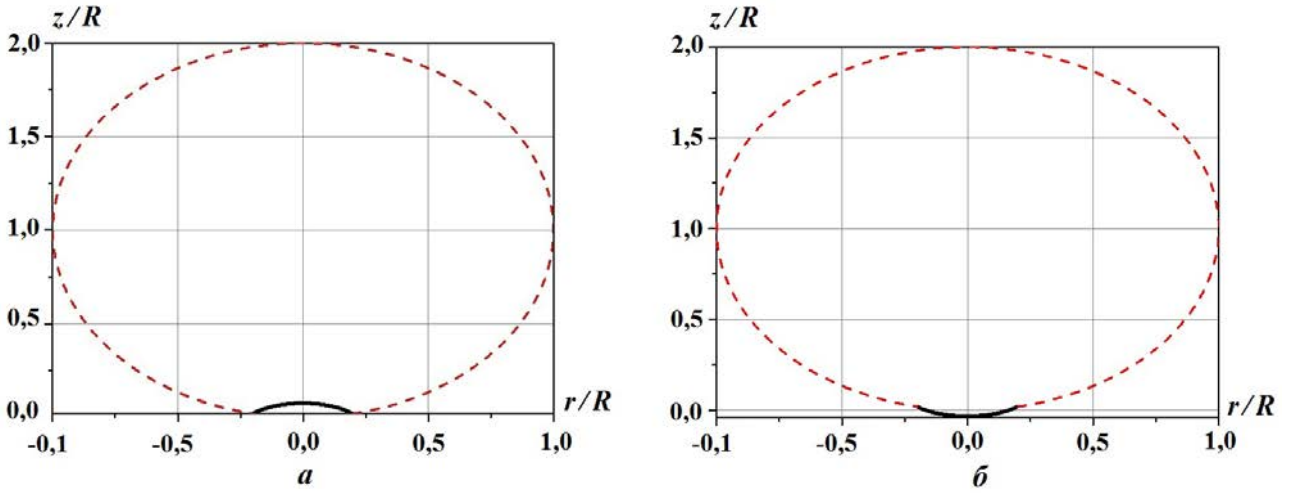


Рис. 2. Полученная форма отражателя: *a* — в виде выступа; *б* — в виде каверны (--- корпус МОК)

### Расчет ламбертовского рассеяния в присутствии отражателя

Как уже сказано, часть потока лазерного излучения однородно рассеивается от поверхности плазмы, образованной от отражателя, в телесном угле  $2\pi$  и попадает на внутреннюю поверхность МОК. В расчете использовались следующие фотометрические формулы:

$$B = \frac{d\Phi}{d\Omega' ds \cos \alpha}; \quad E = \int_{\Omega} B \cos \alpha' d\Omega. \quad (6)$$

Здесь  $E$  — освещенность в точке  $N$  на внутренней поверхности сферы, создаваемая протяженным источником света в точке  $M$  с известной поверхностной яркостью  $B$  (рис. 3);  $d\Phi$  — поток энергии, облучающий элементарную площадку отражателя  $ds$ ;  $ds'$  — освещаемая элементарная площадка на внутренней поверхности МОК;  $r$  — расстояние между точками  $M$  и  $N$ ;  $\alpha$  и  $\alpha'$  — углы между нормальными к площадкам и прямой  $MN$ . Телесный угол, под которым из площадки  $ds$  видна площадка  $ds'$ , равен  $d\Omega'$ . Телесный угол, под которым из площадки  $ds'$  видна площадка  $ds$ , равен  $d\Omega$ . Поток энергии, который попадает на отражатель, равен  $\Phi$ .

Предполагается, что часть лазерной энергии рассеивается по закону Ламберта. Поверхностная яркость будет равна

$$B = \frac{\eta\Phi}{S\pi}, \quad \Phi = \int_0^{r_0} q(r)\pi r dr, \quad (7)$$

где  $S$  — площадь поверхности отражателя;  $\eta$  — часть энергии, которая идет в ламбертовскую составляющую рассеяния.

Пусть координаты точки  $M$  равны  $x, y, f$ , а координаты точки  $N$  —  $x_{\text{сф}}, y_{\text{сф}}, z_{\text{сф}}$ . Уравнение, описывающее поверхность сферы МОК, имеет вид

$$x_{\text{сф}}^2 + y_{\text{сф}}^2 + (z_{\text{сф}} - R)^2 = R^2.$$

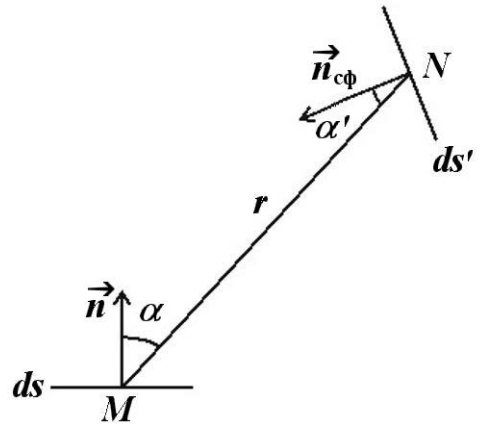


Рис. 3. Участок поверхности зеркального отражателя в точке  $M$ , который освещает участок поверхности мишени в точке  $N$

Считается, что вектор нормали  $\vec{n}_{\text{сф}}$  в точке  $N$  направлен внутрь сферы. Тогда угол  $\alpha'$  между  $\vec{n}_{\text{сф}}$  и вектором  $\overrightarrow{MN}$  определяется по формуле

$$\cos \alpha' = -\frac{\vec{n}_{\text{сф}} \cdot \overrightarrow{MN}}{|\overrightarrow{MN}|} = -\frac{x_{\text{сф}}(x_{\text{сф}} - x) + y_{\text{сф}}(y_{\text{сф}} - y) + (z_{\text{сф}} - R)(z_{\text{сф}} - f)}{R\sqrt{(x_{\text{сф}} - x)^2 + (y_{\text{сф}} - y)^2 + (z_{\text{сф}} - f)^2}}. \quad (8)$$

Используя вектор нормали к поверхности отражателя  $\vec{n}$  и вектор  $\overrightarrow{MN}$ , можно найти угол  $\alpha$  (см. рис. 3):

$$\cos \alpha = \frac{\vec{n} \cdot \overrightarrow{MN}}{|\overrightarrow{MN}|} = \frac{f'(x - x_{\text{сф}}) \cos \varphi + f'(y - y_{\text{сф}}) \sin \varphi + (z_{\text{сф}} - f)}{\sqrt{1 + f'^2} \sqrt{(x_{\text{сф}} - x)^2 + (y_{\text{сф}} - y)^2 + (z_{\text{сф}} - f)^2}}, \quad \varphi = \arctg\left(\frac{y}{x}\right). \quad (9)$$

С помощью формул (6)–(9) можно найти освещенность в точке  $N$  сферы МОК:

$$E = \frac{\eta\Phi}{S\pi} \sum \frac{\cos \alpha' \cos \alpha}{r^2} \Delta S, \quad (10)$$

где  $\Delta S$  — элемент площади отражателя.

Рассмотрим ситуацию, когда зеркального отражателя внутри МОК нет и лазерный импульс падает на внутреннюю стенку мишени. В таком случае в формуле (9)  $\alpha' = \alpha$ ,  $r = 2R \cos \alpha$ , а значит,  $E = \text{const}$ . То есть ламбертовская часть рассеянного излучения равномерно распределяется по внутренней поверхности МОК. Этот результат использовался для апробации численного решения.

Получается, что отсутствие отражателя приводит к равномерному рассеянию ламбертовской составляющей лазерной энергии. Поэтому необходимо определить влияние присутствия отражателя на однородность распределения ламбертовской части энергии на внутренней поверхности МОК.

На рис. 4 представлен результат расчета ламбертовского рассеяния по формуле (10) для случая, когда в МОК находится отражатель, который имеет форму в виде выступа (см. рис. 2, а). При расчете считалось, что интенсивность падающего излучения однородна по сечению и равна  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> (импульсный режим). Вся падающая на зеркальный отражатель энергия рассеивается по закону Ламберта. Угол  $\theta$  соответствует рис. 1.

Из рис. 4 видно, что в пределах от 0 до 140 градусов распределение ламбертовской части лазерной энергии практически однородно. Энергия, находящаяся в пределах этих углов, составляет около 40% от общей энергии. Оставшиеся 60% энергии рассеиваются по стенкам, находящимся в промежутке углов от 140 до 168 градусов, т. е. больше половины ламбертовской части лазерной энергии облучает поверхность МОК неоднородно. В пределах углов от 168 до 180 градусов находится поверхность отражателя, поэтому на рис. 4 зависимость построена до 168 градусов.

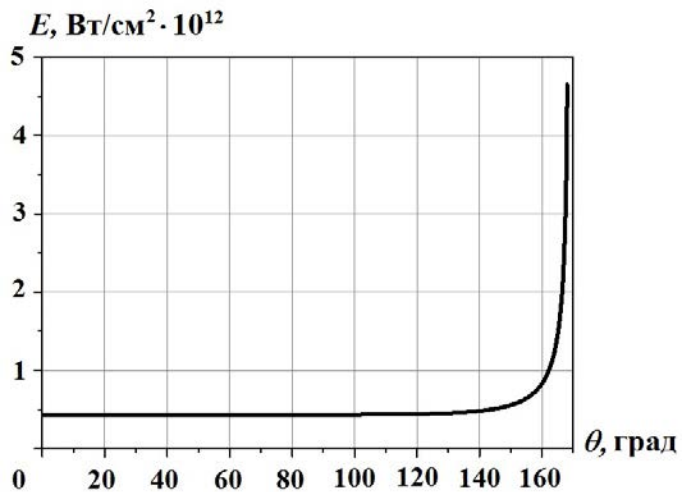


Рис. 4. Распределение ламбертовской части энергии по внутренней поверхности МОК при наличии отражателя

## Заключение

В работе рассмотрена идея о добавлении в конструкцию МОК отражателя. По выведенным формулам выполнен расчет формы поверхности отражателя, обеспечивающей рассеяние всей зеркальной составляющей лазерной энергии однородно по внутренней стенке сферической МОК. Предполагалось, что отражатель помещается внутрь мишени, а индикатриса рассеяния лазерного излучения от образовавшейся на его поверхности плазмы имеет зеркальную и ламбертовскую составляющие.

Определено влияние присутствия отражателя на однородность рассеяния ламбертовской части лазерной энергии. Показано, что  $\approx 40\%$  процентов энергии, рассеянной по закону Ламберта, однородно облучает внутреннюю поверхность сферической мишени.

Зная реальную индикатрису, можно рассчитать такую форму поверхности отражателя, от которой лазерная энергия будет распределяться по внутренней поверхности МОК максимально однородно.

## Список литературы

1. Бессараб А. В., Долголёва Г. В., Зарецкий А. И., Кириллов Г. А., Кочемасов Г. Г., Муругов В. М., Насыров Г. Ф., Рогачёв В. Г., Романов Ю. А., Сенник А. В., Сухарев С. А. Исследование термоядерной лазерной плазмы в мишенях с обращенной короной // Докл. АН СССР. 1985. Т. 282, № 4. С. 857–861.  
*Bessarab A. V., Dolgolyava G. V., Zaretskiy A. I., Kirillov G. A., Kochemasov G. G., Murugov V. M., Nasyrov G. F., Rogachyev V. G., Romanov Yu. A., Senik A. V., Sukharev S. A. Issledovanie termoyadernoy lazernoy plazmy v mishenyakh s obrashchyennoy koronoy // Dokl. AN SSSR. 1985. T. 282, № 4. S. 857–861.*
2. Бессараб А. В., Гайдаш В. А., Долголева Г. В., Жидков Н. В., Изгородин В. М., Кириллов Г. А., Кочемасов Г. Г., Кунин А. В., Литвин Д. Н., Муругов В. М., Насыров Г. Ф., Пунин В. Т., Рогачев В. Г., Сенник А. В., Суслов Н. А., Тачаев Г. В., Шемьякин В. И. Results of the first experiments with fusion targets at the "Iskra-5" high-power laser installation // JETP. 1992. Vol. 102. P. 1800–1807.
3. Гаранин С. Г., Душина Л. А., Елин И. П., Жидков Н. В., Изгородин В. М., Калмыков Н. А., Коваленко В. П., Кравченко А. Г., Литвин Д. Н., Петров С. И., Поздняков Е. В., Рогачёв В. Г., Стародубцев К. В., Суслов Н. А., Тачаев Г. В., Чаунин А. Е. Исследование работы термоядерных мишеней с обращенной короной при сверхтонком слое рабочего вещества на лазерной установке "Искра-5" // ЖЭТФ. 2019. Т. 155, вып. 4. С. 759–764.  
*Garanin S. G., Dushina L. A., Elin I. P., Zhidkov N. V., Izgorodin V. M., Kalmykov N. A., Kovalenko V. P., Kravchenko A. G., Litvin D. N., Petrov S. I., Pozdnyakov E. V., Rogachyev V. G., Starodubtsev K. V., Suslov N. A., Tachaev G. V., Chaunin A. E. Issledovanie raboty termoyadernykh misheney s obrashchyennoy koronoy pri sverkhthonkom sloe rabocheho veshchestva na lazernoy ustanovke "Iskra-5" // ZhETF. 2019. T. 155, vyp. 4. S. 759–764.*
4. Бессараб А. В., Бондаренко Г. А., Долголёва Г. В., Жмайло В. А., Кунин А. В., Никитин И. Н., Новикова Е. А., Стаценко В. П., Сунгатуллин Р. Р. Исследование механизмов диффузии магнитного поля в разлетающуюся лазерную плазму // Физика плазмы. 2007. Т. 33, № 10. С. 891–904.  
*Bessarab A. V., Bondarenko G. A., Dolgolyeva G. V., Zhmaylo V. A., Kunin A. V., Nikitin I. N., Novikova E. A., Statsenko V. P., Sungatullin R. R. Issledovanie mekhanizmov diffuzii magnitnogo polya v razletayushchuyusya lazernuyu plazmu // Fizika plazmy. 2007. T. 33, № 10. S. 891–904.*
5. Коротеев Н. И., Шумай И. Л. Физика мощного лазерного излучения. М.: Наука, 1991.  
*Koroteev N. I., Shumay I. L. Fizika moshchnogo lazernogo izlucheniya. M.: Nauka, 1991.*
6. Справочник по лазерной технике: Пер. с нем. М.: Энергоатомиздат, 1991.  
*Spravochnik po lazernoy tekhnike: Per. S nem. M.: Energoatom izdat, 1991.*