

Увеличение интенсивности излучения в квазисферической системе “двойной лайнер” / “dynamic-hohlraum”

В. П. Смирнов, С. В. Захаров¹⁾, Е. В. Грабовский⁺

Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

⁺ ГИЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований
142192 Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 18 марта 2005 г.

После переработки 31 марта 2005 г.

Предложена концепция магнитной имплозии квазисферических лайнеров, концентрации их кинетической энергии, конверсии энергии в тепловое излучение, удержания энергии излучения в полости излучающей плазменной оболочки в системе “двойной лайнер” / “dynamic hohlraum” и облучения сферической мишени в целях физики высоких плотностей энергии и инерциального термоядерного синтеза. Показано значительное увеличение интенсивности излучения на мишени за счет его захвата в процессе конверсии кинетической энергии лайнера в излучение. На основе разработанной физической модели неравновесной плазмы с помощью кода ZETA проведено моделирование динамики лайнеров и генерации излучения в двумерной цилиндрической геометрии. Оценено влияние неоднородностей лайнеров и неустойчивости на эффект удержания энергии излучения.

PACS: 52.58.Lq, 52.59.Qy

1. Введение. Магнитное сжатие плазменных лайнеров в мощных электрогенераторах позволяет создавать плотную высокотемпературную плазму многозарядных ионов и получать тепловое излучение высокой интенсивности, применимое для задач физики высоких плотностей энергии и инерциального термоядерного синтеза (ИТС). В концепции генерации и удержания теплового рентгеновского излучения в “двойном лайнере” (ДЛ), предложенной в [1], излучение есть результат столкновения внешнего цилиндрического плазменного лайнера с внутренним. Внутренний лайнер может быть полым [1] или заполненным веществом с низкой плотностью [2].

При высокой скорости столкновения лайнеров ($V > 4 \cdot 10^7$ см/с) генерация излучения имеет место в основном как преобразование кинетической энергии в тепловую через сильноизлучающую ударную волну. Из-за высокой оптической плотности внешнего лайнера излучение частично запирается внутри лайнеров. В итоге интенсивность излучения растет внутри лайнера, где располагается мишень [1]. За свойство удерживать излучение, генерируемое в процессе динамического столкновения плазменных лайнеров, такая схема применения лайнеров также именуется как “dynamic hohlraum” (ДН) [2].

Идея ДЛ/ДН подтверждена экспериментальными результатами на генераторе Ангара-5 [3–5] и на уско-

рителе Z-machine [6–8]. Было показано, что высокая интенсивность теплового рентгеновского излучения генерируется в момент столкновения лайнеров, удерживается в полости лайнеров и значительно усиливается из-за запираения в оболочке. Необходимо упомянуть, что в экспериментах с ДН на Z-machine при амплитуде тока 20 МА [6] были получены выдающиеся результаты: яркостная температура излучения была выше 215 эВ, энергия, поглощенная 1.7-миллиметровой сферической мишенью, превышала 20 кДж [7], что превосходит предшествующие результаты с непрямым лазерным облучением. Величина энергии поглощенного излучения недостаточна для зажигания реакции. Необходимо увеличить кинетическую энергию лайнера, чтобы обеспечить необходимую для ИТС яркостную температуру свыше 250 эВ и величину экспозиции мишени $\epsilon \sim 2.5$ МДж/см² [1, 9]. Планируемое повышение тока на ZR-machine [10] до 26 МА должно привести к увеличению кинетической энергии лайнера и энергии излучения на мишень примерно в 2 раза по сравнению с [6, 7]. Этого еще не достаточно для зажигания термоядерной мишени в цилиндрической схеме имплозии. Однако такая энергетика может рассматриваться как предварительный драйвер для быстрого лазерного поджига с относительно низкой необходимой энергией лазера [9].

Другой путь, по нашему мнению состоит в переходе от цилиндрической к сферической имплозии

¹⁾e-mail: zakharov@eppra.org

лайнеров, так как это позволит дополнительно концентрировать кинетическую энергию лайнеров в осевом направлении и достичь большей симметрии потока излучения на мишень. Магнитное поле протекающего по лайнерам тока определяется расстоянием до оси системы, то есть цилиндрической координатой. Цилиндрическая симметрия магнитных сил не позволяет осуществить непосредственно сферически симметричную имплозию. Однако путем начального перераспределения масс в лайнерах можно осуществить трехмерную имплозию, близкую геометрически к сферической. Прямое сжатие ДТ топлива магнитным полем рассматривалось ранее в работе [11]. Исследованию квазисферической имплозии лайнеров в схеме ДЛ/ДН посвящена данная работа.

2. Имплозия лайнеров и удержание излучения в плазме. Основные идеи, заложенные в ДЛ схему генерации излучения и удержания [1, 3, 12], состоят в следующем. Внешний лайнер накапливает кинетическую энергию в процессе имплозии под действием давления магнитного поля пропускаемого по лайнеру тока. Когда скорость $V \sim 5 \cdot 10^7$ см/с достигнута, внешний лайнер сталкивается с внутренним, при соударении он сжимается вместе с почти замороженным в него сильным магнитным полем. Давление сжатого магнитного поля вызывает сильную ударную волну в веществе внутреннего лайнера. Ударная волна генерирует интенсивное тепловое излучение, которое проникает в полость внутри лайнера и облучает мишень. Внешний лайнер удерживает излучение, предотвращая его перенос наружу. Для эффективного экранирования внешний лайнер должен быть изготовлен из вещества с большим атомным номером, $Z \gg 1$. Для того чтобы внутренний плазменный лайнер мог производить интенсивное излучение и в то же время пропускать тепловое излучение от ударной волны внутрь, необходимо выполнить его из смеси легких и тяжелых элементов [13]. Из-за прозрачности внутреннего лайнера спектральная структура производимого ударной волной излучения определяется спектром излучающего вещества. Это излучение поглощается и термализуется внешним лайнером и, таким образом, заполняет полость внутри лайнера со спектром, близким к планковскому. Излучение является главным фактором в перераспределении энергии и играет основную роль в формировании состояния плазменного слоя в процессе столкновения лайнеров.

Предложенная схема детально рассматривалась теоретически [1, 12] и получила, как отмечалось выше, экспериментальное подтверждение [3, 4, 6, 7] для

случая цилиндрических лайнеров. Вместе с тем, понятно, что переход от цилиндрической к квазисферической имплозии лайнеров может дать дополнительный выигрыш в концентрации кинетической энергии лайнера и удержании энергии излучения. Однако в силу цилиндрической симметрии магнитных сил квазисферическая имплозия лайнера требует профилирования распределения его массы.

Рассмотрим стадию магнитного ускорения лайнера в приближении малости толщины оболочки (имеющей размер порядка скин-слоя [14]) по сравнению с ее радиусом. Пусть по такой тонкой оболочке протекает ток $I(t)$ и создает вблизи поверхности оболочки азимутальное магнитное поле $B_\varphi = 2I/cr$, где r – расстояние от данной точки оболочки до оси симметрии, c – скорость света (используется система единиц Гаусса). В сферических координатах: радиус R и полярный угол θ (естественно предполагать азимутальную симметрию), $r = R \sin \theta$. Сила Ампера $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ направлена в этом случае перпендикулярно поверхности оболочки. Компонента скорости движения оболочки вдоль сферического радиуса \dot{R} описывается уравнением

$$m\ddot{R} = -\frac{I^2}{c^2 2\pi R^2 \sin^2 \theta}, \quad (1)$$

где $m(\theta)$ – масса лайнера на единицу площади поверхности. Имплозия изначально сферического лайнера происходит сферически симметрично и в дальнейшем, если угловую зависимость распределения массы лайнера выбрать в виде

$$m(\theta) \propto \sin^{-2} \theta. \quad (2)$$

При распределении (2) имплозия происходит самоподобно так, что сохраняется величина $\mu = \text{const} = m 4\pi R^2 \sin^2 \theta$, что позволяет сразу выписать решение уравнения (1) при произвольной зависимости тока от времени $I(t)$. В предположении нулевой начальной скорости получаем

$$\mu(R_0 - R)c^2 = 2 \int_0^t \int_0^{t'} I^2(t') dt' dt, \quad (3)$$

где $R_0 = R_{t=0}$ – начальный радиус лайнера. Плотность кинетической энергии единицы поверхности лайнера

$$\frac{1}{2} m \dot{R}^2 = \frac{(\int I^2 dt)^2}{c^4 \mu \pi R^2 \sin^2 \theta}. \quad (4)$$

Если сравнить плотность кинетической энергии из (4) с аналогичной величиной в цилиндрическом случае [12], то окажется, что при прочих равных усло-

виях (амплитуда тока, степень сжатия) за счет аксиальной кумуляции при квазисферической имплозии плотность кинетической энергии превосходит во столько раз, во сколько величина $(R_0 - R)/R$ превосходит $\ln(R_0/R)$.

Рассмотрим стадию столкновения внешнего и внутреннего лайнеров. В идеальном случае, когда внешний лайнер имеет большую оптическую толщину, а внутренний лайнер почти прозрачен, эффективная температура излучения совпадает с температурой плазмы, и перенос излучения из внутреннего лайнера через внешний лайнер может быть описан в приближении лучистой теплопроводности для плотности потока энергии излучения \mathbf{F} . Из-за относительно высокой скорости процессов переноса излучения мы будем рассматривать квазистационарный случай, в котором поток излучения постоянен через внешний лайнер:

$$\nabla \mathbf{F} = -\nabla \frac{4l}{3} \nabla (\sigma T^4) = 0, \quad (5)$$

где σ – константа Стефана–Больцмана, l – длина пробега фотонов, усредненная по Росселанду, которая для плазмы вольфрама меняется от температуры по закону, близкому к степенному, $l \propto T^\eta$, с величиной $\eta \sim 3.6$ в диапазоне $175 \text{ эВ} < T < 300 \text{ эВ}$ [12]. Зависимость росселандова пробега от плотности плазмы в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР) близка к обратно пропорциональной, $l \propto 1/\rho$. Переходя к естественным для рассматриваемого случая сферическим переменным и учитывая азимутальную симметрию задачи $\mathbf{F} = (F_R, 0, F_\theta)$, из уравнения лучистой теплопроводности (5) получим уравнение следующего вида:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} R^2 \frac{4l}{3} \frac{\partial}{\partial R} (\sigma T^4) + \\ & + \frac{1}{R^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{4l}{3} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sigma T^4) = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

которое после подстановки степенной зависимости росселандова пробега $l \propto T^\eta/\rho$ и замены $\Phi = T^{\eta+4}$ становится линейным относительно функции Φ и которое, в частности, для плотности, постоянной по радиусу внешнего лайнера от $R = R_{\text{in}}$ до $R = R_{\text{out}}$, но неоднородной по углу θ в соответствии с распределением массы (2) $\rho \propto 1/\sin^2 \theta$, имеет решение в терминах гипергеометрических полиномов. В результате, выражение для температуры, симметричное относительно экваториальной плоскости, принимает вид

$$T = (\Phi_0(R) + \sum_{n=1} \Phi_n(R) \psi_n(\cos^2 \theta))^{1/(\eta+4)}, \quad (7)$$

где $\Psi_n(R)$, $\psi_n(\cos^2 \theta)$ – n -гармоники решения соответствующих радиальной и угловой частей уравнения после разделения переменных, $\psi_n(x)$ – гипергеометрический полином; $\Phi_0(R)$ – сферически симметричная компонента, соответствующая решению радиальной части уравнения (6) в экваториальной плоскости при $\theta = \pi/2$, где в рассматриваемом случае масса лайнера и, соответственно, оптическая толщина минимальны. Сферически симметричная часть является основной в распределении (7), а в силу того, что $\eta+4 \gg 1$, угловая зависимость распределения температуры выражена слабо, что является отражением того известного факта, что лучистая теплопроводность приводит к сильной изотропизации поля излучения в полости, и температура определяется наиболее оптически тонкой частью стенки полости. Поэтому для дальнейших оценок температуры излучения в полости лайнеров пренебрежем неизотропностью ее распределения. Тогда решение радиальной части уравнения (6) при $\theta = \pi/2$ $\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} R^2 \Phi_0 = 0$, связывающее температуру излучения внутри ($T_{\text{in}} = T(R_{\text{in}})$) и снаружи ($T_{\text{out}} = T(R_{\text{out}})$) лайнера может быть записано по аналогии с цилиндрическим случаем [12] из условия, что на внешней границе оболочки при $R = R_{\text{out}}$, поток энергии излучения соответствует закону “черного тела”, $F_R = \sigma T_e^4$:

$$\sigma T_{\text{in}}^4 = \sigma T_{\text{out}}^4 \left(\frac{l_{\text{out}}}{l_{\text{in}}} + \alpha \frac{R_{\text{out}}}{R_{\text{in}}} \frac{\Delta R}{l_{\text{in}}} \right), \quad (8)$$

где $\Delta R = R_{\text{out}} - R_{\text{in}}$ толщина лайнера; $\alpha = 3(\eta+4)/16$; l_{in} и l_{out} – росселандовы пробеги во внутреннем и внешнем слоях внешнего лайнера в экваториальной плоскости при температурах T_{in} и T_{out} соответственно. В квазистационарном приближении “черного тела” температура T_{out} определяется мощностью излучения ударной волны [1, 12] из условия сохранения потока энергии:

$$\sigma T_{\text{out}}^4 \approx \frac{8}{3} \rho_{\text{in}} V^3 \left(\frac{R_{\text{in}}}{R_{\text{out}}} \right)^2, \quad (9)$$

где ρ_{in} – плотность внутреннего лайнера. Необходимо отметить, что приближение лучистой теплопроводности справедливо, если $l_{\text{in}} \ll \Delta R$. Но даже в этом случае, как показано в [12], условия ЛТР выполнены не полностью и, вообще говоря, должно рассматриваться численное решение для случая не ЛТР. Однако соотношение между температурами (8) выполняется с удовлетворительной точностью даже в цилиндрическом случае [12, 15], если под температурой понимать температуру излучения.

Сравнение выражений (8), (9) с аналогичными выражениями для цилиндрического двойного лайне-

ра [12, 15] показывает, что удержание энергии излучения в сферическом случае более эффективно, чем в цилиндрическом, как за счет алгебраического соотношения $\Delta R/R_{in} > \ln(R_{out}/R_{in})$, так и за счет отсутствия открытых концов лайнера, которые необходимо закрывать донцами из вещества с высоким альбедо для теплового рентгеновского излучения. Оценка решения (8) показывает повышение потока излучения на мишень из-за запирания излучения внешним лайнером [1]. Эффект усиления интенсивности излучения возрастает с оптической толщиной лайнера.

Оценка выигрыша при переходе от цилиндрической к сферической имплозии в рамках рассмотренной простой модели дает фактор 4–5 раз в величине потока излучения на мишень. Однако в этой модели не учитывалась неустойчивость имплозии лайнеров, вместе с тем квазисферическая имплозия, как это продемонстрировано в численных расчетах [16], более подвержена влиянию неустойчивости в силу кривизны лайнеров и начальной неоднородности распределения массы по углу θ . Хотя эти два фактора как бы компенсируют друг друга (большая масса располагается на меньшем радиусе от оси симметрии), чем устраняются длинноволновые начальные возмущения, но для более коротковолновых мод рэлей-тэйлоровской неустойчивости они создают дополнительные начальные возмущения по сравнению с цилиндрическим случаем.

Для оценки влияния динамики плазмы лайнеров, определения более точных начальных параметров лайнеров и мощности потока излучения на мишень необходимо компьютерное моделирование, учитывающее все многообразие процессов при магнитной имплозии излучающих лайнеров.

3. Динамика квазисферической имплозии лайнеров и генерация излучения. Моделирование ДЛ/ДН проводилось с использованием радиационно-магнитогидродинамического (РМГД) кода ZETA [17, 18] с параметрами электрического генератора, близкими к параметрам ZR-machine. РМГД код ZETA включает в себя двухмерную двухтемпературную (температуры электронов и ионов) магнитогидродинамическую модель с многогрупповым переносом излучения. Перенос излучения описывается в квазистационарном приближении уравнениями для спектральной интенсивности I_ω : $(\Omega \nabla) I_\omega = j_\omega - \kappa_\omega I_\omega$. Непрозрачность плазмы κ_ω и излучающая способность j_ω , как и уравнение состояния плазмы, вычисляются с помощью кода THERMOS [19] в модели среднего атома, в которой учитываются все возможные состояния и переходы. Уровни энергии в ионах, сечения и другие вели-

ны вычисляются на базе релятивистской модели Хартри–Фока–Слэтера.

Для анализа влияния динамики имплозии и генерации излучения после серии предварительных расчетов был выбран вариант, представленный на рис.1. Внешний вольфрамовый лайнер располагается меж-

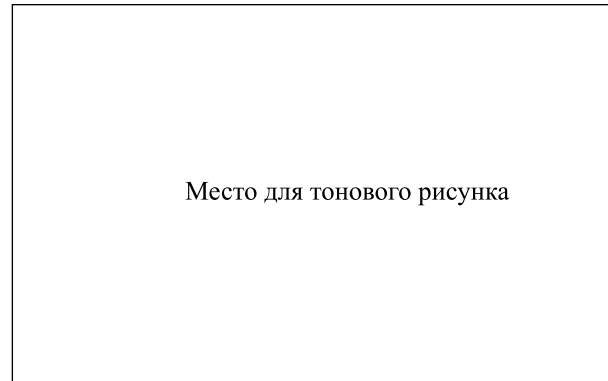


Рис.1. Схема квазисферического ДЛ/ДН в осевом сечении: электроды (снизу и сверху), двухоболочечный внешний лайнер и сферический внутренний лайнер с мишенью внутри

ду электродами с углом раствора между ними 90° , то есть $45^\circ < \theta < 135^\circ$. При $R < 0.6$ см электроды отклоняются от радиального направления на угол несколько меньший угла теплового разлета внутренней оболочки после удара внешней, чтобы сохранить электрический контакт лайнера с электродами. Таким образом, расстояние между электродами меняется от 2.8 см до 6 мм. Для уменьшения влияния неустойчивости внешний лайнер выбран двухоболочечным: внешняя сферическая оболочка имеет радиус $R_{01} = 2$ см, погонная масса оболочки на единицу длины на уровне экватора $M_1 = 5.65$ мг/см (плотность массы на единицу площади оболочки $m(\pi/2) = 0.45$ мг/см² или $\mu = 22.6$ мг), внутренняя сферическая оболочка имеет радиус $R_{02} = 1$ см с погонной массой на уровне экватора $M_2 = 2.85$ мг/см. Угловое распределение массы оболочек соответствует зависимости (2) $m(\theta) \propto \sin^{-2} \theta$. Отметим, что упрощенная аналитическая модель сферической имплозии, изложенная выше, легко обобщается на случай наличия промежуточной оболочки, если полагать, что соударение оболочек абсолютно неупругое (что справедливо из-за малости теплового давления и сильной диффузии магнитного поля в сильно излучающей плазме [14, 18]) и использовать сохранение импульса при соударении. Внутренний лайнер сферический с радиусом $R_2 = 2.4$ мм и толщиной 0.3 мм, с погонной массой оболочки на единицу длины на уровне эква-



Место для тонового рисунка

Рис.2. Динамика изменения плотности в ДЛ/ДН: осевые сечения в моменты времени 225, 242, 249, 252 нс. Расчет проводился без мишени

тора $M_1 = 10.6$ мг/см. Угловое распределение массы внутреннего лайнера соответствует зависимости (2) при $45^\circ < \theta < 135^\circ$ и постоянно вне этого углового раствора. Основу внутреннего лайнера составляет прозрачное для рентгеновского излучения вещество (в данном варианте – пластик низкой плотности) с добавкой 5–10% вольфрама, а внешняя часть лайнера – вольфрамовая для предотвращения интенсивного теплового разлета внутреннего лайнера под действием излучения внешнего на стадии имплозии и лучшей конверсии кинетической энергии в излучение при столкновении. Сферическая мишень должна располагаться в центре полости внутреннего лайнера (для упрощения при моделировании она не вводилась, так как требует специального рассмотрения и очень детальной расчетной сетки).

В расчете изучались динамика имплозии с учетом развития МГД неустойчивостей (для чего накладывались случайные $\pm 5\%$ возмущения плотности и

формы лайнеров), столкновение лайнеров, генерация и перенос излучения. Основным параметром оптимизации являлась величина и распределение плотности энергии теплового излучения в центральной полости лайнеров. Для простоты сама мишень в данных расчетах не рассматривалась. На рис.2 представлена динамика плотности плазмы на четырех стадиях процесса: во время имплозии внешней оболочки (в начале столкновения внешней и внутренней оболочек внешнего лайнера), перед соударением лайнеров, в процессе соударения и перед пинчеванием ДН. На рис.3 приведены импульс тока по лайнерам и мощность излучения в зависимости от времени. Импульс тока начинается со 100 нс. Можно видеть, что кривая мощности излучения имеет несколько пиков. Первый из них, 20 ТВт мощности, приходится на момент удара между внешней и внутренней оболочками внешнего лайнера при 228 нс. К этому моменту оболочка набрала 0.8 МДж кинетической энергии,

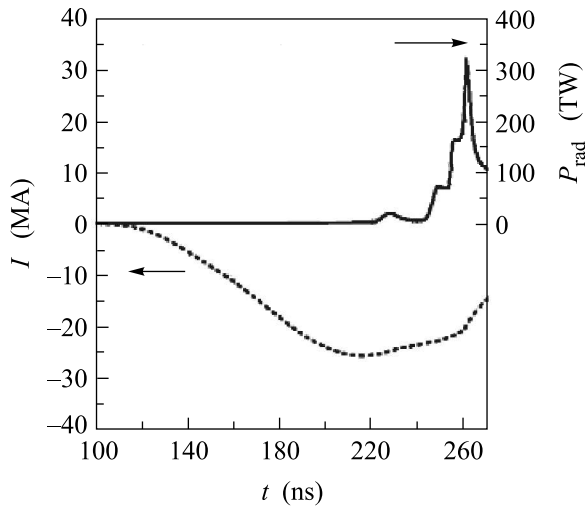


Рис.3. Импульс тока (пунктирная линия) и мощность излучения (сплошная линия) ДЛ/ДН в зависимости от времени

что хорошо согласуется с простой моделью ускорения (4). Второй пик, 249 нс (75 ТВт), приходится на начало столкновения внешнего лайнера с внутренним. Столкновение длится 6–7 нс, мощность излучения возрастает и достигает 165 ТВт на 256 нс. В этот момент сформировавшийся ДН схлопывается, производя пик излучения, и формирует пинч, который генерирует последний пик мощностью 320 ТВт на 261 нс.

В процессе схлопывания ДН тепловое излучение заполняет область внутри лайнера, и его интенсивность возрастает из-за эффекта запираия теплового излучения от 240 ТВт/см² на 250 нс до 550 ТВт/см² при 256 нс, что соответствует яркостной температуре излучения в эти моменты времени: $T_{in}^{rad} \approx 220$ эВ и $T_{in}^{rad} \approx 270$ эВ, соответственно. Затем уже в пинче интенсивность возрастает до 1450 ТВт/см² при 261 нс. С нашей точки зрения, экстремально интенсивное излучение прямо перед пинчеванием также может быть использовано для облучения правильно подобранной мишени и получения эффекта обострения. Отметим также, что более раннее пинчевание плазмы вблизи электродов (между электродами и внутренним лайнером) создает дополнительные потоки излучения, которые, изотропизуясь в плазме, также попадают на мишень, производя эффект, сходный с double-end-hohlraum [2].

На рис.2 видно влияние неустойчивостей развивающихся при имплозии лайнеров. В процессе имплозии внешняя часть плазменной оболочки неоднородна, МГД неустойчивость Релея–Тэйлора [18] деформирует ее. Однако диффузия магнитного поля и перенос излучения способствуют некоторому

сглаживанию деформации плотности. При торможении плазмы внешней оболочки в процессе столкновения оболочек внешнего лайнера внешние, деформированные слои плазмы догоняют основную массу лайнера, способствуя концентрации кинетической энергии, несмотря на ее потери при столкновении, и снижая негативное влияние неустойчивости на эффективность конверсии энергии и удержание излучения. Следует отметить, что из-за невысокой степени сжатия и диффузионного сглаживания коротковолновых мод 5%-ные начальные случайные возмущения проявлялись слабо на фоне развивающихся регулярных неоднородностей, обусловленных начальной сферической кривизной оболочек и распределением их масс по углу θ . Несмотря на деформацию плазменного слоя под влиянием неустойчивости, перенос излучения способствует сглаживанию распределения интенсивности излучения в полости ДЛ/ДН.

Как можно видеть из оценки в уравнении (8), для более эффективного преобразования вещество лайнера должно иметь наименьший росселандов пробег при заданной температуре и плотности. При высоких температурах и больших Z поглощение в спектральных линиях происходит в узких полосах спектра, и имеют место прозрачные области с большой длиной пробега фотонов, через которые фотоны в результате многократного переизлучения выходят. Использование в качестве материалов смесей тяжелых ($Z > 80$) и сравнительно легких ($Z = 64, 67, \dots$) элементов дает возможность закрыть прозрачные области спектра и минимизировать росселандовы пробеги. Для лайнеров из такой смеси яркостная температура внутри лайнера может быть повышена более чем на 20% [12], то есть интенсивность излучения может быть повышена более чем в 2 раза.

Приведенные расчеты показывают, что несмотря на неустойчивость имплозии лайнеров переход к квазисферической геометрии позволяет значительно увеличить интенсивность излучения внутри ДЛ/ДН по сравнению с цилиндрическим случаем при той же энергетике импульсного генератора. Регулярный характер развития неустойчивости имплозии дает надежду на возможность дальнейшей оптимизации распределения массы лайнеров. Также дальнейшая оптимизация схемы возможна путем выбора веществ лайнеров.

Авторы выражают благодарность коллегам проф. В.Г.Новикову и А.Д.Соломянной за расчет и предоставление таблиц атомных данных, а также А.Ю.Круковскому и В.С.Захарову за участие в разработке компьютерного кода и проведении расчетов.

1. С. В. Захаров, В. П. Смирнов и др., Препринт ИАЭ, 4587/6, Москва, 1988.
2. M. K. Matzen, *Phys. Plasmas* **4**, 1519 (1997).
3. V. P. Smirnov, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **33**, 1697 (1991).
4. V. P. Smirnov, S. V. Zakharov, E. V. Grabovski et al., *Proc. of the I.A.E.A. Drivers for ICF*, Paris, France, 1995.
5. Е. В. Грабовский, О. Ю. Воробьев, К. С. Дябилин и др., *ЖЭТФ* **109**, 827 (1996).
6. T. W. L. Sanford, R. W. Lemke et al., *Phys. of Plasmas* **9**(8), 3573 (2002).
7. J. E. Bailey, S. A. Slutz et al., *Proc. 14th Int. Conf. Beams2002*. Albuquerque, USA.
8. G. C. Idzorek, R. E. Chrien, D. L. Peterson et al., *28th ICOPS 2001 and 13th IEEE Int. Pulsed Power Conf.*, Las Vegas, 2001, p. 777.
9. A. A. Andreev, A. A. Levkovskii, K. Yu. Platonov, and S. V. Zakharov, *30th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys.*, St. Petersburg, 2003, P-3.59.
10. C. L. Olson et al., *Proc. of 15th Int. Conf. Beams2004*, St. Petersburg.
11. В. Н. Мохов, В. К. Чернышев и др., *ДАН* **271**, 83 (1979).
12. V. G. Novikov and S. V. Zakharov, *JQSRT* **81**, 339 (2003).
13. S. V. Zakharov and V. G. Novikov, *Bull. Am. Phys. Soc.* **44**(7), 103 (1999).
14. С. Ф. Григорьев, С. В. Захаров, *Письма в ЖТФ* **13**, 616 (1987).
15. V. P. Smirnov, S. V. Zakharov, and V. G. Novikov, *Proc. of 15th Int. Conf. Beams2004*, St. Petersburg.
16. В. И. Косарев, А. И. Лобанов, К. В. Чукбар, Ю. И. Шестаков, *ВАНТ, "Термоядерный синтез"* **3**, 46 (1989).
17. S. V. Zakharov, V. G. Novikov, A. Yu. Krukovskii et al., *ZETA code: physical models and numerical algorithms*, report KIAM, 11, Moscow. 1994.
18. R. Benattar, S. V. Zakharov, A. F. Nikiforov et al., *Phys. Plasmas* **6**, 175 (1999).
19. А. Ф. Никифоров, В. Г. Новиков, В. Б. Уваров, *Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы*, М.: Физматлит, 2000.