

Численное исследование преобразования лазерного излучения в рентгеновское в экспериментах со сферическими боксами с внутренними покрытиями из различных материалов

С.В.Бондаренко, Е.А.Новикова

С использованием численной методики СНД-ЛИРА в секторном приближении выполнено численное исследование динамики полей излучений (лазерного и рентгеновского) в экспериментах со сферическими боксами. Эксперименты проводились на лазерной установке «Искра-5» на длине волны $\lambda = 0.657$ мкм (вторая гармоника излучения иодного лазера). Исследовались особенности генерации рентгеновского излучения при покрытии внутренней поверхности бокса-конвертора материалами с различными атомными номерами Z (Au, Cu, Mg). С уменьшением Z снижается коэффициент поглощения k_a лазерной энергии и происходит падение эффективной температуры рентгеновского излучения. Проведенные расчеты показывают сильную зависимость результатов от коэффициента f ограничения потока электронной теплопроводности. Так, для стандартного бокса с покрытием из золота при снижении f с 0.1 до 0.03 коэффициент k_a уменьшается от 0.83 до 0.5, а максимальная температура рентгеновского излучения в боксе падает с 170 до 150 эВ. Среднеквадратичная неоднородность рентгеновской освещенности капсулы с термоядерным топливом в этих расчетах составила 1%–3%.

Ключевые слова: рентгеновское излучение лазерной плазмы, численное моделирование, сферический бокс-конвертор.

1. Введение

Известно, что в лазерных мишенях непрямого облучения сжатие и нагрев вещества капсулы до состояний, в которых протекают интенсивные реакции термоядерного горения, происходит под действием квазиравновесного рентгеновского излучения, генерирующегося на стенках бокса-конвертора вследствие поглощения излучения лазерного драйвера. В РФЯЦ-ВНИИЭФ эксперименты по непрямому сжатию термоядерных мишеней осуществляются на лазерной установке «Искра-5» начиная с 1990-х годов. В течение ряда лет была проведена большая серия экспериментов с мишенями непрямого облучения с использованием первой гармоники излучения иодного лазера ($\lambda = 1.315$ мкм) [1, 2]. В дальнейшем 12-канальная лазерная установка «Искра-5» была оснащена кристаллами-преобразователями во вторую гармонику, что позволило проводить эксперименты на $\lambda = 0.657$ мкм [3].

В 2008 г. с использованием установки «Искра-5» на $\lambda = 0.657$ мкм была проведена серия экспериментов со сферическими боксами, на внутреннюю поверхность каждого из которых наносились слои веществ с различными атомными номерами Z . Цель экспериментов – исследование преобразования лазерного излучения с данной длиной волны в рентгеновское излучение на материалах с различными Z , а также изучение режима сжатия капсулы с термоядерным топливом.

Целью настоящей работы является численное исследование динамики полей излучений (лазерного и рентгеновского) в сферических боксах с золотым, медным и магниевым покрытиями внутренней поверхности в экспериментах с использованием второй гармоники излучения иодного лазера. В этих расчетах определялись условия поглощения лазерного излучения на стенках бокса, находились спектры неравновесного рентгеновского излучения, генерируемого в сферическом боксе, а также рассчитывалась неоднородность рентгеновской освещенности капсулы с термоядерным топливом.

Расчеты проводились по численной методике СНД-ЛИРА [4, 5], позволяющей на основе секторного приближения в трехмерной постановке рассчитывать распространение и поглощение лазерного излучения, а также генерацию и перенос рентгеновского излучения во внутреннем объеме бокса-конвертора.

2. Постановка задачи

В настоящее время установка «Искра-5» позволяет на длине волны лазерного излучения $\lambda = 0.657$ мкм проводить эксперименты с 12 пучками с суммарной подводимой к мишени лазерной энергией 2–3 кДж при субнаносекундной длительности лазерного импульса. Пучки вводятся во внутренний объем сферического бокса-конвертора диаметром 1.6 мм через 6 отверстий диаметром 400 мкм. Во всех расчетах энергия лазерного излучения $E_{\text{las}} = 2.45$ кДж при длительности импульса, измеренной на его полувывсоте, $\tau_{0.5} = 0.6$ нс. При использовании второй гармоники излучения установки «Искра-5» изменяются параметры фокусирующей оптики: так, при фокусном расстоянии $F = 1600$ мм диаметр пучка $D = 300$ мм (ранее в случае использования первой гармоники излучения при $F = 1100$ мм диаметр D составлял 680 мм). В этих условиях на внутренней поверхности сферического

С.В.Бондаренко, Е.А.Новикова. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37;
e-mail: sergvicbond@inbox.ru, bondarenko@otd13.vniief.ru

Поступила в редакцию 18 февраля 2010 г., после доработки – 30 марта 2010 г.

бокса первичные лазерные пятна занимают примерно 8% его площади. Следовательно, для экспериментов на второй гармонике излучения иодного лазера характерна высокая степень анизотропии нагрева стенок бокса лазерным излучением.

В этой ситуации одномерное численное моделирование оказывается недостаточным, поскольку не позволяет учесть неоднородный характер нагрева вещества стенок бокса и анизотропию поля неравновесного рентгеновского излучения во внутреннем объеме бокса. Эта задача может быть решена в рамках используемого в численной методике СНД-ЛИРА [4, 5] секторного приближения. При расчетах динамики полей излучения поверхность сферического бокса была разбита на газодинамически несвязанные области (сектора) таким образом, что для каждого первичного лазерного пятна выделялся отдельный сектор (сектора № 2–13). Стенка бокса в зонах лазерных пятен испытывает сильный нагрев вследствие поглощения интенсивного лазерного излучения, что приводит к нарушению сферической геометрии газодинамического движения в этих областях. Для моделирования процесса интенсивного разлета вещества в секторах численно решалась плоская газодинамическая задача. Остальная часть внутренней поверхности была объединена в сектор № 1, в котором геометрия задачи предполагалась сферической.

В каждом секторе проводился одномерный расчет по программе СНД [6]. Рассчитывались следующие физические процессы: движение плазмы в двухтемпературном приближении, электронная и ионная теплопроводности с электрон-ионной релаксацией, перенос рентгеновского излучения в приближении спектральной многогрупповой диффузии (100 спектральных групп, равномерно распределенных в интервале 0–5 кэВ). Кинетика ионизации и населенности различных состояний атомов и ионов рассчитывались по модели среднего иона [7] с учетом расщепления энергетических состояний атомов и ионов при снятии вырождения по орбитальному квантовому числу (l -расщепление) [8]. Поскольку при интенсивностях лазерного излучения $\sim 10^{15}$ Вт/см², достигаемых в первичных лазерных пятнах, существенным образом проявляются эффекты ограничения переносимого электронами потока тепла, мы использовали в расчетах два различных значения коэффициента ограничения f : 0.1 и 0.03.

Таким образом, состояние плазмы на стенках бокса-конвертора находится из одномерных численных (секторных) расчетов. Кроме того, в программе СНД-ЛИРА используются трехмерные алгоритмы расчета переноса полей излучений (лазерного и рентгеновского) во внутреннем объеме вакуумного бокса. Объединение этих подходов в рамках одной численной методики позволяет проводить расчетное моделирование трехмерных конструкций боксов-конверторов мишеней непрямого облучения. В программе СНД-ЛИРА перенос рентгеновского излучения вычисляется методом углов видимости с расчетом интегралов видимости методом Монте-Карло [9]. Каждый лазерный пучок задавался как статистическая совокупность отдельных лучей, независимо распространяющихся по законам геометрической оптики, что определяло пространственные и угловые характеристики пучков лазерного излучения, вводимых внутрь сферического бокса через предназначенные для этой цели отверстия. Пространственная структура лазерной засветки также вычислялась методом Монте-Карло путем суммирова-

ния вкладов отдельных лучей. Поглощение лазерного излучения (по обратнотормозному механизму) вычислялось для распределений температуры и плотности в пристеночной плазме, полученных в одномерных (секторных) расчетах. При этом часть потока лазерного излучения зеркально отражалась от внутренней поверхности бокса, а затем вновь попадала на стенки бокса-конвертора или рассеивалась через отверстия. Аналогичная численная методика была разработана для интерпретации экспериментов по непрямому облучению мишеней со сферической геометрией бокса-конвертора, проводимых на лазерной установке OMEGA [10].

3. Результаты расчетов

По программе СНД-ЛИРА была проведена серия расчетов динамики полей излучений (лазерного и рентгеновского) в экспериментах со сферическими боксами при использовании покрытий из различных материалов, нанесенных на внутренние поверхности боксов: слоя золота толщиной ~ 1 мкм, слоя меди толщиной ~ 2 мкм или слоя магния толщиной 4 мкм. При указанных толщинах слоев этих веществ в процессе лазерного нагрева не прогорают и на спектр рентгеновского излучения внутри бокса не оказывает влияния материал основания, на которое наносилось покрытие. На рис. 1 показана структура лазерной засветки внутренней поверхности сферического бокса в экспериментах с использованием второй гармоники излучения иодного лазера ($\lambda = 0.657$ мкм). В этой структуре резко выделяются зоны пятен первичной лазерной засветки.

Концентрированное воздействие лазерного излучения формирует резкие градиенты температуры электронов в пристеночной плазме. Для описания теплопереноса в горячей и разреженной плазме нельзя воспользоваться классическими соотношениями, полученными Спитцером [11] в предположении, что длина пробега электронов много меньше характерных масштабов изменения температуры. Чтобы избежать нефизической ситуации, в

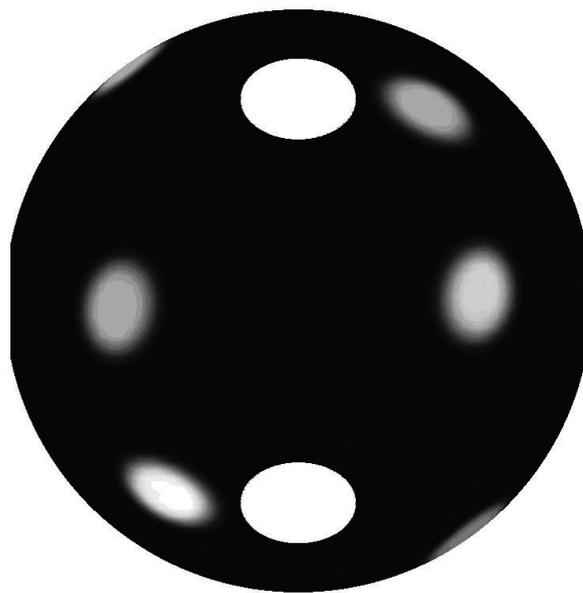


Рис. 1. Структура лазерной засветки внутренней поверхности сферического бокса в экспериментах с использованием второй гармоники излучения иодного лазера ($\lambda = 0.657$ мкм).

Табл.1. Расчетные параметры плазмы при различных факторах ограничения электронной теплопроводности.

Вещество покрытия	T_{Xmax} (эВ)		k_a		δ (%)	
	f		f		f	
	0.1	0.03	0.1	0.03	0.1	0.03
Au	248	192	0.83	0.50	3.5	19
Cu	220	160	0.72	0.39	6.6	26
Mg	178	127	0.59	0.30	13	35

Примечания: f – коэффициент ограничения электронной теплопроводности; T_{Xmax} , k_a – максимальная температура рентгеновского излучения в первичных пятнах и коэффициент поглощения лазерного излучения в первичных пятнах; δ – доля лазерной энергии, рассеянной через отверстия.

[12] было предложено ограничить поток тепла, переносимый электронами, предельной величиной $q = f k T_e v_e$ (T_e – температура электронов, k – постоянная Больцмана, v_e – тепловая скорость электронов) с $f \sim 0.65$. Для согласования экспериментальных данных с результатами расчетов оказалось необходимым уменьшить коэффициент ограничения до $0.03 \leq f \leq 0.1$ (см., напр., работу [13] и ссылки в ней). Обоснование необходимости использования на порядок меньших значений f требует кинетического рассмотрения процесса электронного теплопереноса в разреженной горячей плазме [13, 14].

В табл.1 представлены некоторые результаты расчетов при двух значениях коэффициента f . При $f = 0.1$ эффекты ограничения проявляются еще незначительно. В этом случае основная часть лазерного излучения поглощается в первичных пятнах. При интенсивностях $\sim 10^{15}$ Вт/см² наблюдающийся в эксперименте коэффициент поглощения лазерного излучения для мишени из золота удается воспроизвести в расчетах при $f \approx 0.03$. Как следует из табл.1, при $f = 0.03$ поглощение лазерного излучения в первичных пятнах оказывается значительно ниже (так, коэффициент поглощения k_a для покрытия из золота снижается с 0.83 до 0.50), тогда как потери лазерной энергии через отверстия существенно возрастают. Не поглощенное в первичных пятнах лазерное излучение, зеркально отражаясь от внутренней поверхности бокса, вновь попадает на нее или рассеивается через отверстия.

На рис.2 приведены полученные в расчетах температуры рентгеновского излучения во внутреннем объеме бокса при двух указанных значениях f . Видно, что при $f = 0.03$ температуры существенно ниже. (Так, в боксе с

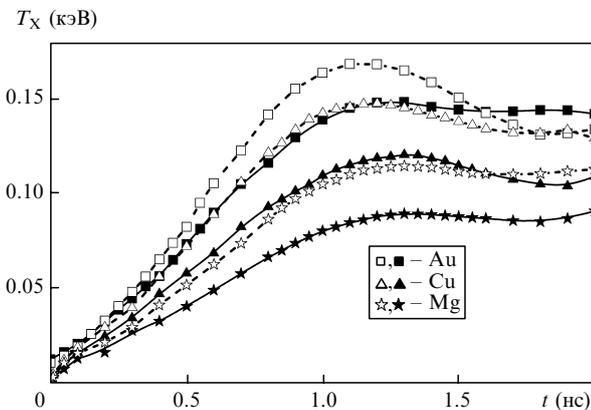


Рис.2. Эффективная температура рентгеновского излучения в различные моменты времени при $f = 0.1$ (светлые точки) и $f = 0.03$ (черные точки). Результаты приведены для сферических боксов с покрытиями из золота, меди и магния.

покрытием из золота при $f = 0.1$ температура излучения $T_X \approx 170$ эВ против 150 эВ при $f = 0.03$.) Кроме того, максимум температуры излучения (соответствующий моменту максимальной светимости стенок бокса под действием лазерного импульса) слабее выражен на фоне последующего нагрева вещества вследствие столкновения потоков плазмы, испаряемых со стенок бокса и с поверхности капсулы. Как видно из данных рис.2, эффективность преобразования лазерного излучения в рентгеновское падает с уменьшением атомного номера вещества, покрывающего стенки бокса.

На рис.3 приведены спектральные характеристики поля рентгеновского излучения на поверхностях стандартных капсул диаметрами 280 мкм, расположенных в цен-

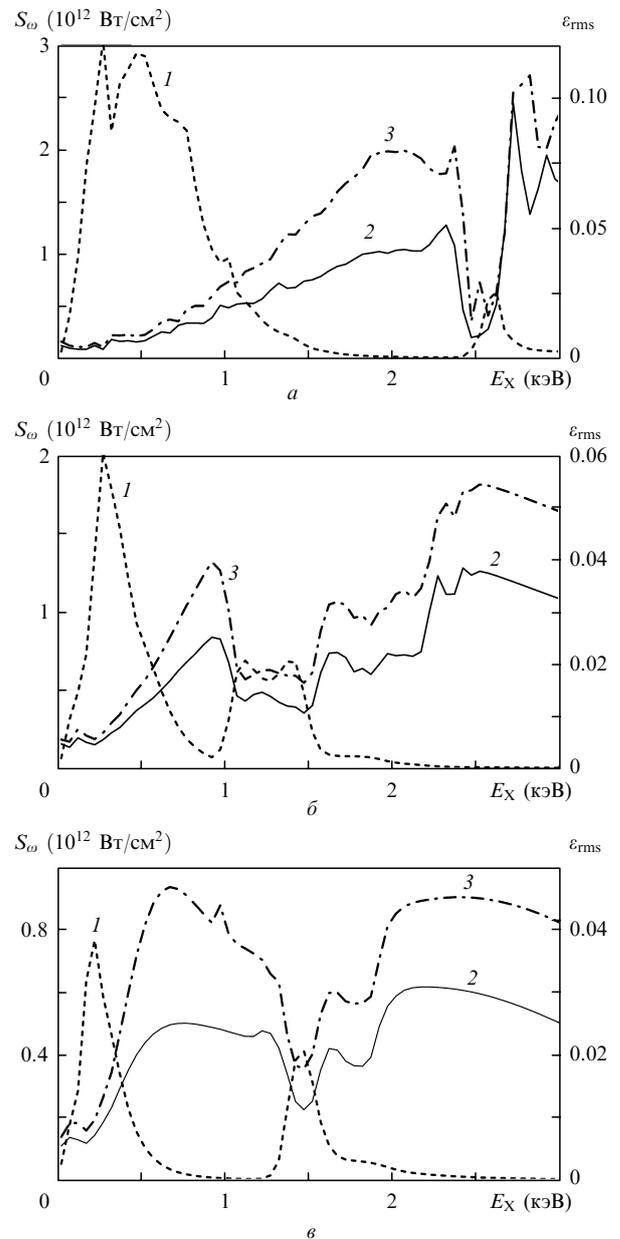


Рис.3. Расчетные характеристики поля рентгеновского излучения во внутренних объемах сферического боксов с покрытиями из золота (а), меди (б) и магния (в): 1 – спектральный поток рентгеновского излучения на поверхности капсулы диаметром 280 мкм; 2, 3 – среднеквадратичные неоднородности рентгеновской освещенности капсулы для лазерных пучков с одинаковой энергией и при учете среднеквадратичного разброса энергии около 20 % соответственно.

тре сферических боксов с золотым, медным и магниевым покрытиями внутренней поверхности. Расчетные данные приведены на момент максимальной рентгеновской светимости стенок бокса. Рентгеновские спектры содержат спектральные линии, характерные для указанных веществ при рассматриваемых условиях. Так, в боксе с покрытием из золота в более коротковолновой части спектра при энергиях квантов $E_X = 2.5 - 3$ кэВ видна М-полоса, в боксе с покрытием из меди при $E_X = 1.0 - 1.5$ кэВ присутствует относительно коротковолновая L-полоса, а в излучении стенок бокса с покрытием из магния при энергиях $E_X \approx 1.5$ кэВ наблюдается К-полоса.

На рис.3 представлены также среднеквадратичные неоднородности ϵ_{rms} рентгеновской освещенности капсулы в различных спектральных группах в случае идеализированной лазерной засветки (когда энергии излучения всех 12 пучков одинаковы) и при среднеквадратичном разбросе энергии $\sim 20\%$. Все данные относятся к расчетам с $f = 0.03$ и приведены на момент максимальной светимости стенок бокса. Для покрытия из золота $f = 0.03$ оказывается, на наш взгляд, более адекватным рассматриваемой экспериментальной ситуации.

Как видно из представленных данных, в той спектральной области, где интенсивность рентгеновского излучения достаточно велика, происходит существенное уменьшение ϵ_{rms} . Наименьшим этот параметр оказывается в относительно длинноволновой части спектра, в которой для всех рассматриваемых покрытий при $E_X \leq 1$ кэВ неоднородность облучения капсулы составляет $\sim 1\%$. В боксе с покрытием из золота неоднородность ϵ_{rms} в области М-полосы при $E_X = 2.4 - 2.6$ кэВ также составляет $\sim 1\%$. Кроме того, в коротковолновых линиях (в боксе с медным покрытием – в области L-полосы при $E_X = 1.0 - 1.5$ кэВ, с магниевым – в области К-полосы при том же значении E_X) неоднородность освещенности капсулы также уменьшается и составляет $1.5\% - 2\%$. В остальной части спектра среднеквадратичная неоднородность освещенности капсулы может достигать $5\% - 10\%$.

В табл.2 приведены интегральные по спектру среднеквадратичные неоднородности рентгеновской освещенности капсулы на момент максимума светимости стенок бокса. Как следует из представленных данных, при $f = 0.1$ неоднородность составляет $2\% - 3\%$ при одинаковых энергиях в лазерных пучках и возрастает до $3\% - 5\%$ в случае разброса энергий $\sim 20\%$. При $f = 0.03$ в боксе происходит существенное перераспределение лазерной энергии вследствие низкого поглощения в первичных пятнах, что приводит к большей пространственной однородности рентгеновского источника на стенках бокса. В этом случае рентгеновское излучение более однородно воздействует на поверхность капсулы ($\epsilon_{rms} = 1\% - 2\%$).

В табл.2 приведены также значения ϵ_n , которые характеризуют различные пространственные масштабы, присутствующие в структуре неоднородности рентгеновской освещенности капсулы [5] (n – номер сферической гармоники). «Парциальные» неоднородности ϵ_n связаны со среднеквадратичной неоднородностью простым соотношением:

$$\epsilon_{rms} = \sqrt{\sum_{n=1}^{\infty} \epsilon_n^2}.$$

Это соотношение является следствием полноты системы нормированных сферических гармоник. Из табл.2 можно видеть, что неоднородность освещенности капсулы связана с гармониками низших порядков ($n = 1 - 4$), поскольку мелкомасштабные неоднородности эффективно сглаживаются при переносе рентгеновского излучения со стенок бокса на поверхность капсулы.

Следует отметить, что полученные данные демонстрируют сильную зависимость результатов расчетов от коэффициента f . Условия в первичных пятнах (которые, напомним, при существующей на установке «Искра-5» схеме лазерного облучения мишени занимают лишь около 8% внутренней поверхности бокса) оказываются критически важными, и неопределенность при моделировании в этих локальных зонах ведет к неопределенности описания генерации рентгеновского излучения во всем объеме бокса-конвертора. К сожалению, имеющиеся в научной литературе данные (например, по поглощению лазерного излучения с различными длинами волн) не позволяют однозначно выбрать величину коэффициента f для всех материалов покрытия стенок сферического бокса, эксперименты с которыми проводились на лазерной установке «Искра-5». Высокие интенсивности воздействующего лазерного излучения ($\sim 10^{15}$ Вт/см²) способствуют формированию в этих зонах горячей неравновесной плазмы с небольшой оптической толщиной излучающего слоя, что приводит, согласно полученным расчетным данным, к появлению сильной угловой зависимости светимости нагретого слоя, т. е. к существенной анизотропии источника рентгеновского излучения в области первичных лазерных пятен.

4. Заключение

На лазерной установке «Искра-5» (длина волны $\lambda = 0.657$ мкм) проведено численное исследование динамики полей излучения в экспериментах со сферическими боксами с различными материалами покрытия внутренней поверхности. Результаты расчетов показывают, что с уменьшением атомного номера Z материала покрытия стенок бокса (при переходе от покрытия из золота к по-

Табл.2. Расчетные парциальные неоднородности ϵ_n рентгеновской освещенности капсулы в момент максимальной светимости стенок бокса при 20% -ном разбросе в энергиях лазерных пучков.

Вещество покрытия	$\epsilon_{rms}(\%)$		$\epsilon_{rms}^D(\%)$		$\epsilon_1(\%)$		$\epsilon_2(\%)$		$\epsilon_3(\%)$		$\epsilon_4(\%)$	
	f		f		f		f		f		f	
	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3	0.1	0.3
Au	2.1	1.0	3.3	1.6	1.5	0.74	2.2	1.1	1.8	0.89	0.28	0.22
Cu	2.4	1.1	3.4	1.4	1.4	0.64	2.2	0.98	2.1	0.81	0.26	0.20
Mg	2.8	1.3	4.4	2.0	2.0	0.92	2.8	1.2	2.6	1.2	0.25	0.19

Примечания: ϵ_{rms} – среднеквадратичная неоднородность облучения капсулы диаметром 280 мкм при равных энергиях в лазерных пучках; ϵ_{rms}^D – неоднородность на капсуле при учете энергетического дисбаланса в пучках.

крытиям из меди и магния) резко снижаются коэффициент поглощения k_a лазерной энергии и эффективная температура рентгеновского излучения в боксе.

Проведенные расчеты демонстрируют важность адекватного описания процессов переноса тепла электронами в боксе. Критическим параметром при моделировании этих экспериментов оказывается коэффициент ограничения потока электронной теплопроводности f (определяет максимальную долю полного кинетического потока энергии, который может переноситься электронами). Для моделирования условий лазерных экспериментов, когда в плазме присутствуют резкие градиенты температур, общепринятыми являются значения $0.03 \leq f \leq 0.1$.

Расчеты были выполнены при двух значениях f , ограничивающих указанный диапазон. При $f = 0.03$ происходит «запирание» тепла во внутреннем объеме бокса, доступном для распространения лазерного излучения. Следствием этого являются два обстоятельства. Во-первых, нагрев плазмы ведет к уменьшению коэффициента поглощения лазерного излучения. Во-вторых, ограничение теплопередачи в более плотные слои надкритической плазмы снижает температуру рентгеновского излучения, генерирующего на стенках бокса. Так, для стандартного бокса с покрытием из золота при снижении f с 0.1 до 0.03 коэффициент k_a поглощения в пятнах первичной лазерной засветки уменьшается от 0.83 до 0.50, а максимальная температура $T_{X \max}$ рентгеновского излучения в боксе падает с 170 эВ до 150 эВ.

Вычислена спектральная среднеквадратичная неоднородность потока рентгеновского излучения на поверх-

ности капсулы с термоядерным топливом. Показано, что для используемой конструкции мишени и существующей на установке «Искра-5» конфигурации лазерных пучков интегральная по спектру неоднородность рентгеновского облучения капсулы составляет 1 % – 3 %.

1. Абзаев Ф.М., Бельков С.А., Бессараб А.В. и др. *ЖЭТФ*, **111**, 155 (1998).
2. Абзаев Ф.М., Бессараб А.В., Бельков С.А. и др. *ЖЭТФ*, **114**, 1993 (1998).
3. Анненков В.И., Бельков С.А., Бессараб А.В. и др. В сб. *Тез. докл. междунар. конф. «Забабахинские научные чтения»* (Снежинск, 2007, с. 107).
4. Бондаренко С.В., Долголева Г.В., Новикова Е.А. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов*, № 3-4, 15 (2007).
5. Бондаренко С.В., Долголева Г.В., Новикова Е.А. *Квантовая электроника*, **37** (4), 372 (2007).
6. Долголева Г.В. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики*, № 21, 29 (1983).
7. Бельков С.А., Долголева Г.В. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов*, № 1, 59 (1992).
8. Бельков С.А., Гаспарян П.Д., Кочубей Ю.К., Митрофанов Е.И. *ЖЭТФ*, **111**, 496 (1997).
9. Соболев И.М. *Численные методы Монте-Карло* (М.: Наука, 1973).
10. Shnittman J.D., Craxton R.S. *Phys. Plasmas*, **7** (7), 2964 (2000).
11. Spitzer L., Harm R. *Phys. Rev.*, **89**, 977 (1953).
12. Malone R.C., McCrory R.L., Morse R.L. *Phys. Rev. Lett.*, **34**, 721 (1975).
13. Shvarts D., Delettrez J., McCrory R.L., Verdon C.P. *Phys. Rev. Lett.*, **47** (4), 247 (1981).
14. Силин В.П. *ЖЭТФ*, **106**, 1398 (1994).