

РАСЧЕТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МИШЕНЯХ ИТС

М. А. Баринов, В. В. Ватулин, К. А. Волкова, Д. Н. Голишников, А. С. Гнутов, Г. М. Елисеев, П. Г. Кузнецов, Л. З. Моренко, Е. А. Новикова, Н. П. Плетенева, А. В. Харитонов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Представлены результаты численных исследований формирования в полости мишени поля РИ с эффективной температурой, превышающей 300 эВ – характерную температуру поля РИ в мишенях, испытываемых на установке NIF. На установке NIF используется ЛИ с длиной волны 0,32 мкм (третья гармоника ЛИ неодимового лазера). Рассмотрены параметры поля РИ при использовании потока ЛИ меньшей длины волны. Использование лазерного излучения меньшей длины волны позволяет существенно повысить предельную интенсивность потока ЛИ в мишенях и увеличить эффективную температуру РИ до 350 эВ и более.

Приводятся результаты расчетов конверсии энергии ЛИ в РИ для различных длин волн ЛИ, предварительные расчетные оценки эффективной температуры, энергии и спектрального состава РИ внутри боксов-конвертеров (hohlraum) различной формы.

Ключевые слова: лазерное излучение, спектральный перенос рентгеновского излучения, степень ионизации.

Введение

На установке NIF с 2009 г. проводятся полномасштабные экспериментальные работы с целью реализации зажигания термоядерной капсулы. В полости мишени реализована температура излучения 300–320 эВ в золотом боксе-конвертере цилиндрической формы при мощности потока лазерного излучения (ЛИ) ~500 ТВт и полной энергии ЛИ до 1,9 МДж.

Для обеспечения необходимых степени сжатия и температуры ДТ-топлива формируется импульс ЛИ специальной формы, состоящий из четырех импульсов (так называемый профилированный импульс). В результате взаимодействия потока ЛИ со стенками мишени в полости мишени реализуется поле рентгеновского излучения с эффективной температурой, достигающей ~300 эВ [1].

По состоянию на начало 2013 г. в проведенных экспериментах параметры по достигнутой плотности, температуре ДТ-области, скорости сжатия при использовании профилированного импульса ЛИ ниже расчетных величин, при которых

должна осуществиться термоядерная вспышка [1]. Необходимое пороговое значение числа реакций на фоне газодинамических температуры и плотности и соответственно регистрируемого нейтронного выхода, после которого должно начаться самоподдерживающееся термоядерное горение, составляет по расчету $\sim 10^{16}$. В проведенных экспериментах максимально зарегистрированный нейтронный выход составил до $7 \cdot 10^{14}$ нейтронов.

В середине 2013 г. американские специалисты начали серию экспериментов с модифицированным импульсом ЛИ (High Foot). Полная длительность импульса была сокращена с ~20 до ~15 нс, интенсивность первой части импульса была существенно увеличена. При такой форме импульса повышается максимальная температура ионов, но снижается степень сжатия ДТ-области; в проведенных во второй половине 2013 г. экспериментах реализован нейтронный выход $5 \cdot 10^{15}$ нейтронов [1]*. По сообщениям специалистов ЛЛНЛ экспе-

* По неофициальным данным максимальный выход составил $7 \cdot 10^{15}$ нейтронов.

риментальный выход нейтронов оказался близким к расчетным значениям. При таком количестве ДТ-реакций выделенная энергия близка к энергии, поступившей в ДТ-область в процессе сжатия.

Работы американских специалистов по осуществлению термоядерного зажигания будут, безусловно, продолжаться. Однако параметров ЛИ установки NIF может оказаться недостаточно для осуществления надежного термоядерного зажигания в уникальной схеме криогенной мишени, тем более в обычной газовой мишени типа испытанных на многих лазерных установках мира (в том числе на установке ИСКРА-5), состоящих из стеклянной оболочки, заполненной ДТ-газом при давлении порядка 10 атм. По результатам исследований тяжелоионного направления ИТС была выполнена оценка минимальных значений энергии РИ. При ограничении степени сжатия ДТ-газа $V_0/V = 1000$ масса ДТ-газа составляет более 1 мг и энергия рентгеновского излучения в объеме мишени $E_{\text{мин}} \sim 9$ МДж для газовой мишени и $E_{\text{мин}} \sim 5-6$ МДж для криогенной капсулы [2]. Для тяжелоионного направления эти цифры оказались недостижимыми, в частности, из-за проблем с фокусировкой пучка ионов [3]. Один из авторов настоящей статьи участвовал в работах Европейской Study Group по разработке проекта установки тяжелоионного синтеза [4]. И в рамках данной работы была предложена конструкция мишени и капсулы, проведены расчетно-теоретические работы по обоснованию работы мишени и высказано заключение о необходимой энергии тяжелоионного драйвера более 10 МДж [5].

Условия для осуществления термоядерного зажигания будут улучшаться при повышении температуры рентгеновского излучения в полости мишени. При повышении температуры существенно возрастает поток энергии в капсулу и возрастает полная энергия, приобретаемая ее оболочками и внутренними ДТ-областями. В табл. 1 приведены результаты расчетов потока РИ в капсулу NIF с оболочкой BeCu в основном четвертом

импульсе при вариации максимальной температуры РИ. Поток РИ в капсулу возрастает в $\sim 2,5$ раза при увеличении температуры с 0,25 до 0,35 кэВ.

Повысить эффективную температуру источника РИ можно переходом к работе с лазерным излучением с меньшей длиной волны, как минимум, на четвертую гармонику лазерного излучения неодимового лазера. По результатам проведенных экспериментальных исследований, эффективность конверсии ЛИ второй гармоники в четвертую гармонику может составить более 50 % [6]. В данной работе с использованием численного моделирования процесса взаимодействия лазерного излучения с плазмой рассматриваются параметры взаимодействия ЛИ с $\lambda = 0,26$ мкм с плазмой и конверсии в рентгеновское излучение, параметры поля РИ в полости мишени. Расчеты, результаты которых рассматриваются в настоящей работе, выполнены по одно-двумерным математическим комплексам. Основным источником потока рентгеновского излучения является так называемая рентгеновская корона – область высокотемпературной плотной плазмы, примыкающая к области толщиной в доли микрометра, в которой происходит поглощение лазерного излучения (так называемая лазерная корона). В рентгеновской короне устанавливается локальное термодинамическое равновесие, поэтому в программах, в которых используется приближение ЛТР, достаточно корректно описываются основные процессы конверсии потока ЛИ в поток рентгеновского излучения.

Характеристики взаимодействия ЛИ различной частоты с веществом и оценки эффективной температуры генерируемого рентгеновского излучения

Параметры взаимодействия лазерного излучения с плазмой характеризуются соотношениями, определяющими критическую плотность при поглощении ЛИ в плазме [7]

$$\rho_{\text{кр}} = 0,00187 \frac{A}{\lambda^2 \langle z \rangle}, \quad (1)$$

и верхнюю границу интенсивности воздействия, выше которой начинаются нелинейные процессы с генерацией быстрых частиц, ограничивающих эффективность конверсии в рентгеновское излучение

$$I_{\text{max}} \lambda^2 \leq 2 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2, \quad (2)$$

где A и Z – атомный вес и эффективный заряд ионов; λ – длина волны ЛИ; I_{max} – верхний предел допустимой по соображениям эффективности ин-

Таблица 1

Результаты расчетов потока РИ в капсулу NIF с бериллиевой оболочкой

T , кэВ	q_4 , $1/\text{см}^2$, относительные единицы
0,25	1
0,3	1,6
0,325	2,1
0,35	2,5

тенсивности воздействия ЛИ. С ростом предельной величины I_{\max} растет и значение критической плотности плазмы

$$\rho_{\text{кр}} = 0,00187 \frac{A}{\langle z \rangle} \frac{I_{\max}}{2 \cdot 10^{14}} \text{ г/см}^3, \quad (3)$$

Возможность повышения предельно допустимой интенсивности потока при увеличении частоты ЛИ позволяет повысить температуру потока РИ. На рис. 1 приведена зависимость температуры РИ от частоты лазерного излучения для лазерных

минимизировать потери энергии на генерацию быстрых электронов в плазме и определялась из соотношения формулы (2).

Таблица 2

Параметры лазерного источника в расчетах

Гармоника	Длина волны λ , мкм	Энергия источника, кДж
2 ω	0,527	33,93
4 ω	0,263	136,26

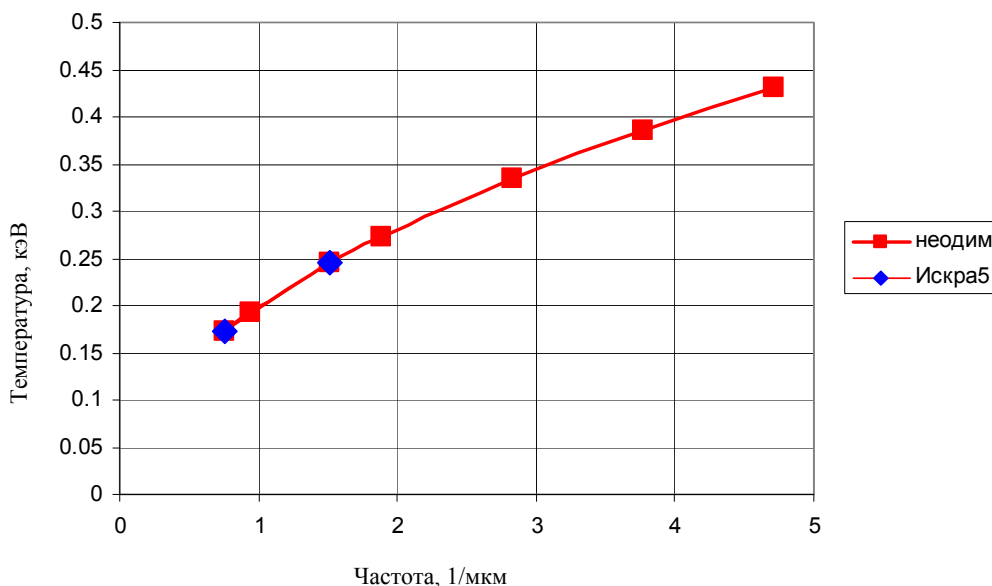


Рис. 1. Оценка эффективной температуры потока РИ конвертера в зависимости от частоты ЛИ

установок различного типа, полученная в соответствии с соотношением $I_{\max} = \sigma T_{\max}^4$.

Сопоставление с экспериментальными данными, полученными на лазерных установках при различной длине волны ЛИ, показывает, что такая оценка дает незначительно (на 20–30 эВ) завышенный результат.

Расчеты конверсии энергии лазерного излучения в энергию РИ в плоских мишенях из золота

Для оценки температуры излучения, генерируемого в лазерной плазме, были проведены 1D расчеты конверсии лазерного излучения в рентгеновское излучение в плоском слое золота.

Основные параметры лазерного источника для второй и четвертой гармоник приведены в табл. 2. Интенсивность облучения мишени для соответствующей гармоники ЛИ выбиралась так, чтобы ми-

Временная форма лазерного импульса задавалась в виде трапеции, представленной на рис. 2. Ширина импульса на полувысоте составляет $\tau_{0,5} = 6$ нс.

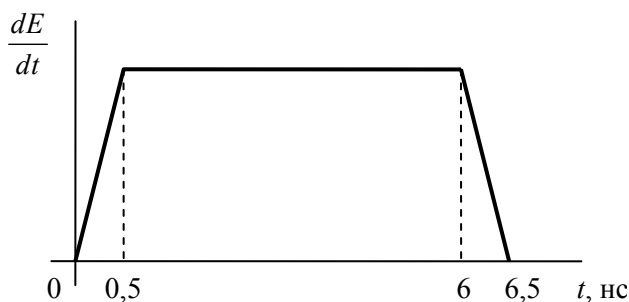


Рис. 2. Зависимость мощности источника ЛИ от времени

Расчеты проведены в двух постановках:

1) без учета ограничения потока тепла в электронной теплопроводности (ЭТП) в плазме с классическим коэффициентом ЭТП;

2) с ограничением потока тепла в ЭТП с параметром ограничения $f=0,1$.

Интегральные результаты расчетов на момент окончания импульса (6,5 нс) приведены в табл. 3. Доля рентгеновского излучения $E_{РИ}$ указана от падающей энергии ЛИ.

Из представленных в табл. 3 результатов расчетов следует, что:

- эффективная температура потока РИ при облучении потоком лазерного излучения четвертой гармоники существенно выше температуры РИ при облучении ЛИ второй гармоники;
- эффективность конверсии зависит от коэффициента ограничения электронной теплопроводности, принятого в расчетах. Для исключения этой неопределенности в расчетах необходимо использовать кинетическую модель переноса электронов в плазме.

зывать кинетическую модель переноса электронов в плазме.

На рис. 3 представлены зависимости от времени температуры излучения в рентгеновской короне для различных гармоник ЛИ. В расчетах с классической электронной теплопроводностью для четвертой гармоники ЛИ максимальная температура источника РИ заметно повышается по сравнению со второй гармоникой – с 240 до 350 эВ. При ограничении теплового потока $f=0,1$ максимальная температура составляет ~337 эВ при облучении потоком ЛИ четвертой гармоники.

На рис. 4 приведены спектральные распределения интегральных по времени потоков излучения, выходящего с фронтальной стороны мишени к моменту окончания лазерного импульса.

Таблица 3

Результаты расчетов конверсии ЛИ в рентгеновское излучение

Гармоника	f (ЭТП)	Интенсивность, Вт/см ²	$E_{\text{лаз.погл}}$, %	$E_{\text{РИ}}$, %	Макс. $T_{\text{рад}}$, эВ
4 ω	Без ограничения	$2,89 \cdot 10^{15}$	99,6	77,4	350
4 ω	$f=0,1$	$2,89 \cdot 10^{15}$	83,8	61,6	337
2 ω	Без ограничения	$7,2 \cdot 10^{14}$	98,1	80,6	240
2 ω	$f=0,1$	$7,2 \cdot 10^{14}$	64,7	49,9	220

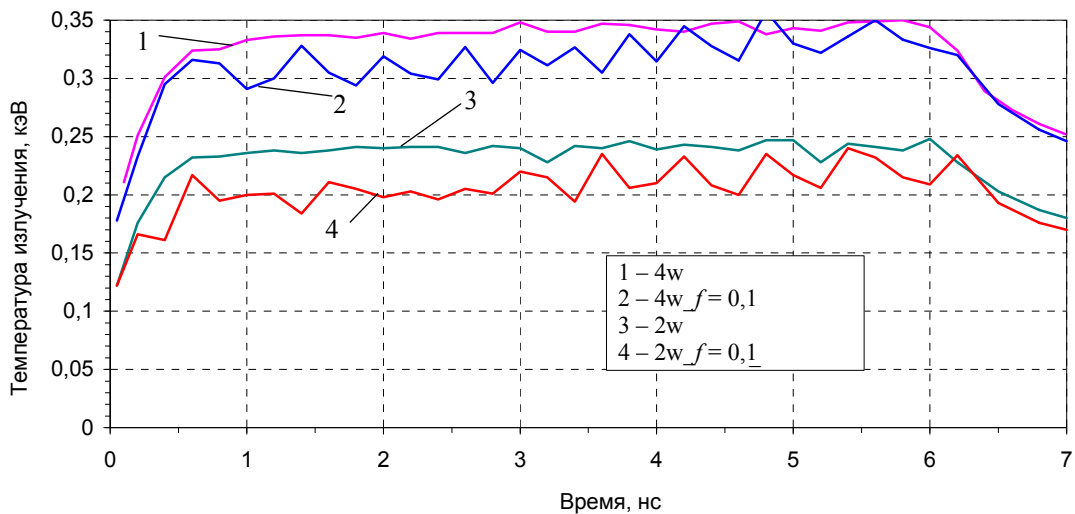


Рис. 3. Зависимость от времени температуры излучения в рентгеновской короне

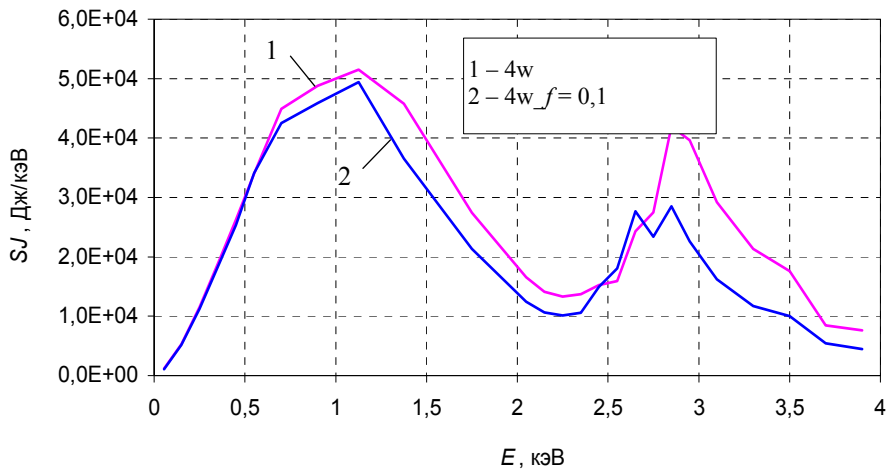


Рис. 4. Спектральное распределение интегральных по времени потоков излучения

Расчеты параметров РИ в сферическом боксе для четвертой гармоники ЛИ ($\lambda = 0,26$ мкм)

Целью этих расчетов являлось исследование параметров РИ в сферических боксах при использовании четвертой гармоники ($\lambda = 0,26$ мкм) лазерного излучения на мощных лазерных установках, а также влияния полной энергии на температуру внутри мишени.

Проведены сферические расчеты для мишени с радиусом 4,2 мм, в которой размещена термоядерная капсула типа испытываемых на установке

NIF. На рис. 5 приведен разрез мишени. В центре капсулы находится ДТ-смесь в виде газа, затем слой ДТ-льда и слой ВеCu-смеси с содержанием Си 5%. Начальная плотность ДТ-газа в полости капсулы $\rho = 0,0003$ г/см³ соответствует равновесной плотности газа при криогенной температуре.

Расчеты выполнены при постоянном потоке ЛИ. Энергия ЛИ варьировалась в пределах 0,8–2,5 МДж. На рис. 6 в качестве иллюстрации приведены некоторые результаты расчетов при постоянной интенсивности энерговыделения в мишени с вакуумным зазором ($E_{ЛИ} = 1$ МДж,

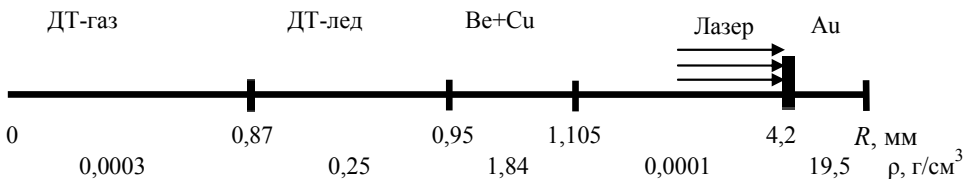


Рис. 5. Разрез криогенной мишени

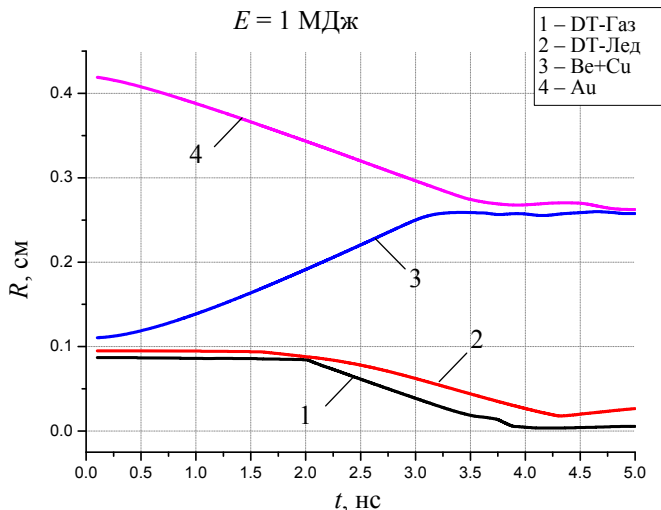


Рис. 6. Движение границ мишени типа NIF $R_0 = 4,2$ мм при постоянной интенсивности энерговыделения в мишени с вакуумным зазором ($E_{ЛИ} = 1,0$ МДж)

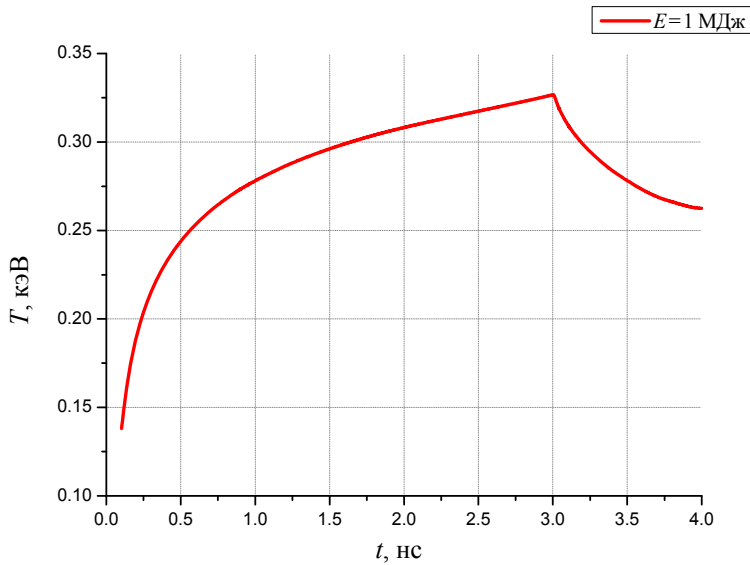


Рис. 7. Зависимость от времени температуры в зазоре мишени при энергии $E_{\text{ЛИ}} = 1$ МДж

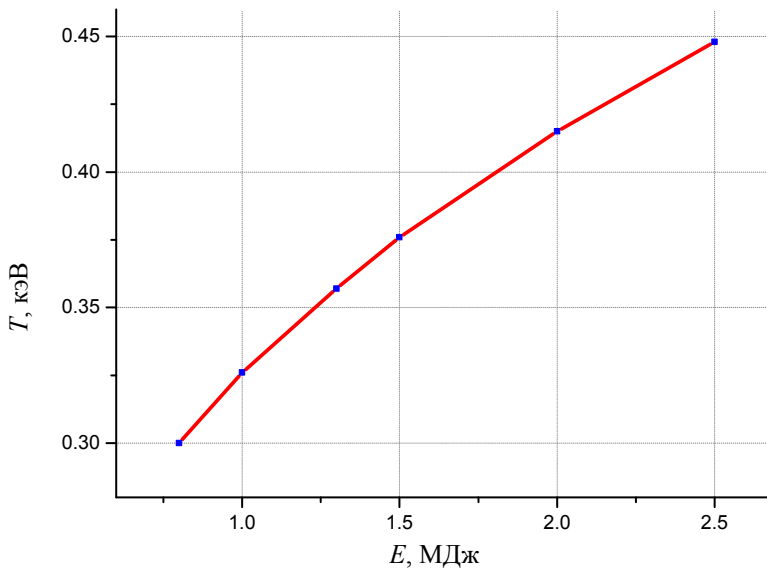


Рис. 8. Зависимость эффективной температуры РИ от энергии лазерного излучения с $\lambda = 0,26$ мкм

длительность импульса $\tau = 3$ нс). На рис. 7 представлены радиусы границ областей от времени и значения средней температуры в вакуумном зазоре.

Вакуумный зазор между стенками мишени и капсулы перекрывается к моменту ~ 3 нс, к моменту ~ 4 нс реализуется максимальное сжатие ДТ-газа, через $\sim 1,3$ нс – максимальное сжатие ДТ-топлива в целом. Таким образом, при воздействии короткого импульса ЛИ стенки мишени не оказывают влияния на динамику сжатия ДТ-области.

Зависимость от времени температуры в зазоре мишени при энергии $E_{\text{ЛИ}} = 1$ МДж приведена на рис. 7. Интенсивность потока ЛИ при данной энергии и длительности импульса 3 нс составляет

$\sim 1,3 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Максимальное значение T_{max} достигается в конце лазерного импульса и составляет ~ 320 эВ.

На рис. 8 приведены результаты расчетов средней температуры в вакуумном зазоре сферического бокса-конвертера радиусом 4,2 мм для различных энергий лазерного излучения с $\lambda = 0,26$ мкм при длительности импульса 3 нс. При энергии ЛИ 2,5 МДж температура рентгеновского излучения достигает ~ 450 эВ. Более аккуратные расчеты с учетом потерь энергии РИ в отверстия для ввода лазерного излучения и в стенки бокса, не облучаемые потоком ЛИ, дадут несколько меньшие значения T_{max} . Однако они будут существенно выше реализованных на установке NIF.

Использование четвертой гармоники ЛИ позволяет существенно увеличить величину потока ЛИ, вводимого в рассматриваемую мишень, и повысить температуру потока РИ из конвертера. При повышении температуры существенно возрастает поток энергии в капсулу и тем самым возрастает полная энергия, приобретаемая ее оболочками и внутренними ДТ-областями. Для рассмотренной мишени требуется подбор формы профилированного импульса, а также дополнительные исследования параметров самой мишени.

Расчеты параметров РИ в цилиндрическом боксе для ЛИ с $\lambda = 0,26$ мкм

Для оценки параметров рентгеновского излучения в цилиндрическом боксе на 4-й гармонике лазерного излучения была выбрана геометрия ми-

шени с вводом лазерного излучения через отверстия в боковой поверхности. Внутри полости при воздействии на стенки мишени (в проведенных расчетах внутренний слой стенки выполняется из золота) энергия ЛИ конвертируется в энергию РИ.

В качестве источника в расчетах был задан лазерный импульс четвертой гармоники излучения длительностью 3 нс с полной энергией 1000 кДж. Предполагаемые углы ввода лазерного излучения в мишень составляют $\sim 30^\circ$ к нормали.

На рис. 9, 10 приведены принципиальная схема и реализованная в расчете геометрия для задачи о цилиндрическом боксе ТЯ-мишени.

Для иллюстрации протекающих процессов на рис. 11 приведены поля температуры излучения в системе на момент времени, соответствующий середине импульса ($t = \sim 1,5$ нс). Розовым цветом обозначены лагранжевы линии (внутренняя граница золотой стенки конвертера).

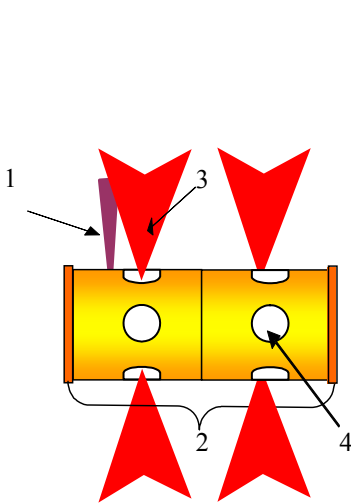


Рис. 9. Конструкция цилиндрического бокса с вводом потока ЛИ с боковой поверхности: 1 – держатель; 2 – корпус; 3 – лазерные пучки; 4 – отверстия для ввода ЛИ

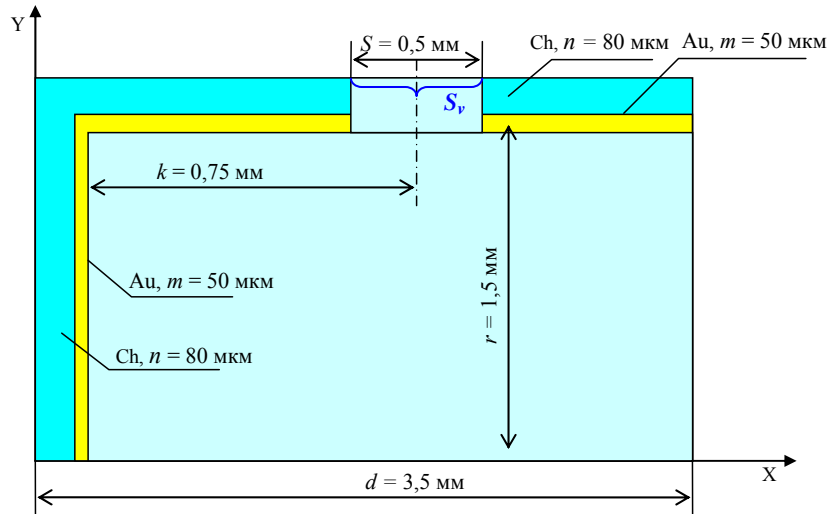


Рис. 10. Геометрия двумерной задачи цилиндрического бокса ТЯ-мишени

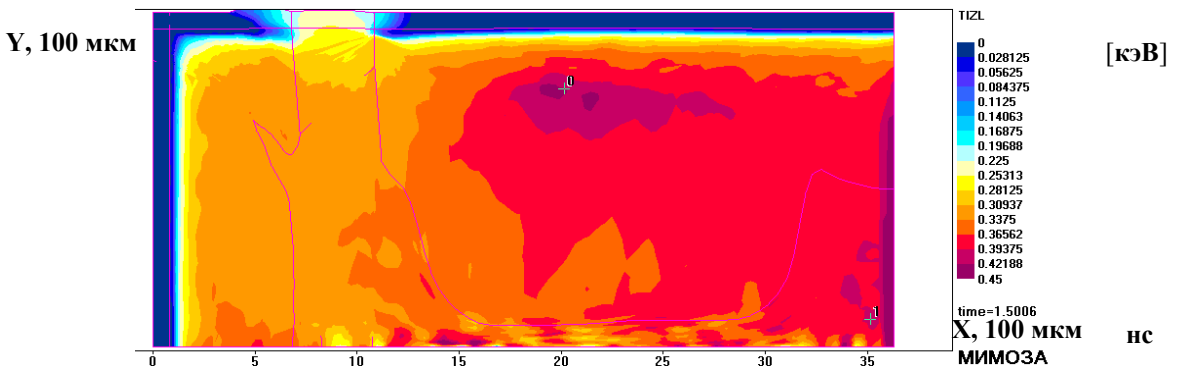


Рис. 11. Пространственное распределение температуры излучения для 4ω ($E_{\text{пол}} = 1$ МДж) на момент времени $t = 1,5$ нс

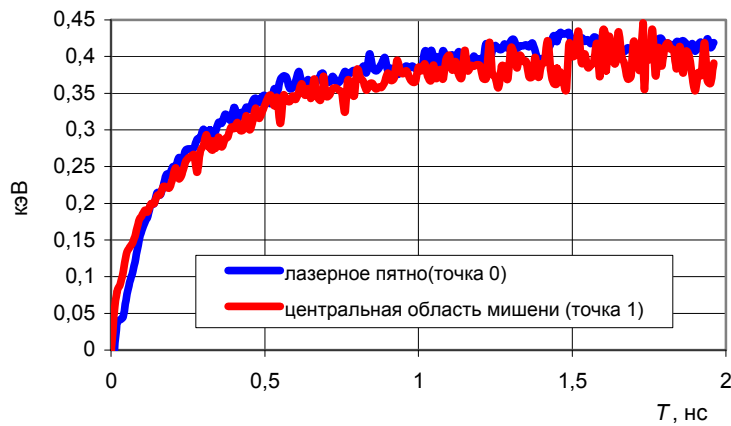


Рис. 12. Температуры излучения на момент 1,5 нс в расчете с 4ой гармоникой излучения неодимового лазера в лазерном пятне и в центральной области мишени ($E_{пол} = 1$ МДж)

Эффективная температура рентгеновского излучения в лазерном пятне и в центральной области мишени (точки 0 и 1 на рис. 11 соответственно) приведена на рис. 12, колебания температур связаны с расчетной статистикой задачи по фотонам.

Из-за перекрытия полости мишени потоком лазерной плазмы со стенок мишени время расчета ограничилось 2 нс и в расчетах были введены 2/3 от полного потока ЛИ, т. е. ~ 330 и 660 кДж в пересчете на всю мишень.

Температура излучения в центре бокса достигает 400 эВ для 1 МДж лазерного излучения на 4-й гармонике. При этом температура излучения в центральной части мишени близка к температуре излучения в лазерном пятне.

Для размещения в боксе термоядерной капсулы с радиусом порядка 1 мм необходимо увеличить размеры мишени с соответствующим увеличением потока ЛИ. При взаимосогласованном выборе размеров мишени и энергии ЛИ с $\lambda = 0,26$ мкм можно получить температуру РИ в интервале 350–400 эВ при потоке ЛИ 3–4 МДж.

Закключение

В результате проведенных расчетов конверсии энергии ЛИ в рентгеновское излучение получены оценки температуры рентгеновского излучения, которые следует ожидать в «рабочих полостях» мишеней в опытах на мощных лазерных установках для четвертой гармоники лазерного излучения.

Результаты расчетов показывают, что температура рентгеновского излучения существенно зависит от длины волны (гармоники) облучающего конвертер лазерного импульса. Так, температура поля рентгеновского излучения составляет:

- для варианта со второй гармоникой ЛИ ($\lambda = 0,527$ мкм, $E_{ЛИ} = 1$ МДж) 220–240 эВ;
- для варианта с четвертой гармоникой ЛИ ($\lambda = 0,263$ мкм, $E_{ЛИ} = 1$ МДж) 337–400 эВ.

Список литературы

1. Storm E. The national ignition campaign Status and progress. Presentation to XXXII ECLIM, Warsaw, Poland, September 10, 2012.
2. Vatulina V., Ermolovich V., Skrypnik S. Studies of thermonuclear reaction initiation conditions in heavy-ion inertial - fusion targets. International symposium on heavy ion inertial fusion, Frascati, Italy, 1993.
3. Romanov Yu., Vatulina V. Results of investigations conducted by VNIIEF on a problem of heavy ion thermonuclear fusion. International symposium on heavy ion inertial fusion, Princeton, USA, 1995.
4. Vatulina V., Voronin B., Zagrafov V., Remizov G., Skidan G., Skrypnik S. Numerical investigation of performance of some designs of heavy ion thermonuclear fusion target. International symposium on heavy ion inertial fusion, Princeton, USA, 1995.
5. The HIDIF-Study. Report of the European study group on heavy ion driven inertial fusion for the period 1995–1998. GSI, Darmstadt, 1998.
6. Steven T. Yang, Mark A. Hennesian, Timothy L. Weiland, James L. Vickers, Ronald L. Luthi, John P. Bielecki, and Paul J. Wegner. Noncritically phase-matched fourth harmonic generation of Nd:glass lasers in partially deuterated KDP/ OPTICS LETTERS / Vol. 36, N 10 / May 15, 2011.
7. Дюдерштад Дж., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 153–178.