

ОПТИМИЗАЦИЯ ДВУХОБОЛОЧЕЧНЫХ МИШЕНЕЙ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ВБЛИЗИ ПОРОГА ТЕРМОЯДЕРНОГО ЗАЖИГАНИЯ НА МЕГАДЖОУЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКЕ

NUMERICAL OPTIMIZATION OF DOUBLE - SHELL TARGETS FOR EXPERIMENTS NEAR TO A THRESHOLD OF THERMONUCLEAR IGNITION ON MEGAJOULE LASER

В. А. Лыков, Е. С. Андреев, Л. И. Ардашева, Е. С. Бакуркина, Н. Г. Карлыханов, М. Ю. Козманов, Г. Н. Рыкованов, Л. В. Соколов, М. С. Тимакова, В. Е. Черняков, А. Н. Шушлебин
V. A. Lykov, E. S. Andreev, L. I. Ardashева, E. S. Bakurkina, N. G. Karlykhanov, M. Yu. Kozmanov, G. N. Rykovanov, L. V. Sokolov, M. S. Timakova, V. E. Chernyakov, A. N. Shushlebin

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ имени академика Е. И. Забабахина»

Russian Federal Nuclear Center – VNIITF named after academician E. I. Zababakhin

В одномерных расчетах получены запасы по термоядерному зажиганию $WQ \approx 4$ для оптимальных двухоболочечных мишеней непрямого облучения при температуре излучения хольраума ~ 270 эВ и поглощенной мишенью энергии излучения ~ 300 кДж. Двумерные расчеты, проведенные для асимметрии излучения на поверхности мишени $\sim 2\%$, и расчеты с учетом турбулентного перемешивания по $k\epsilon$ -модели и показали, что такие значения запасов WQ недостаточны для получения надежной термоядерной вспышки на мегаджоульных лазерных установках, однако эксперименты с рассмотренными двухоболочечными мишенями могут дать уникальную информацию о физике мишеней ИТС.

The thermonuclear ignition margins $WQ \approx 4$ were obtained for optimal double-shell targets in simulations with hohlraum radiation temperature ~ 270 eV and target absorbed energy ~ 300 kJ. The 2D-calculations performed for irradiation asymmetry of $\sim 2\%$, and 1D-calculations with turbulent mixing by $k\epsilon$ -model have shown, that such values of margins WQ may be insufficient to obtain a reliable thermonuclear flash with megajoule lasers, but experiments with considered double-shell targets can give a unique information on ICF target physics.

Согласно концепции [1] российская мегаджоульная лазерная установка будет работать на уровне энергии 2,8 МДж при длине волны $\lambda = 0,53$ мкм, – в отличие от лазера *NIF*, который работает на 3-й гармонике излучения *Nd* – лазера [2]. В этой связи для проведения экспериментов вблизи порога зажигания на российской мегаджоульной установке необходим поиск конструкции мишеней с непрямым воздействием для диапазона температур излучения хольраума $T_f \approx 250\text{--}270$ эВ.

Для зажигания ДТ-газа в оболочке из материала с высоким Z ее скорость может быть достаточно низкой (~ 250 км/с) и температуры излучения хольраума, необходимые для термоядерного зажигания двухоболочечной мишени, могут быть заметно меньше, чем для зажигания криогенной однооболочечной мишени. Поэтому для изучения возможности проведения экспериментов вблизи порога термоядерного зажигания на мегаджоульной лазерной установке с длиной $\lambda \approx 0,53$ мкм в

первую очередь следует рассмотреть двухоболочечные мишени. Для этой установки внутри хольраума можно ожидать коэффициент конверсии лазерного излучения в рентгеновское $\sim 70\%$. Для обеспечения высокой симметрии облучения мишени, помещенной внутрь сферического хольраума, требуется довольно значительное отношение диаметров хольраума и мишени, что приводит к величине доли энергии излучения, поглощаемой мишенью, на уровне $\sim 15\%$. Поэтому верхнюю границу возможных энергий излучения хольраума, поглощенной мишенью, можно ожидать на уровне ~ 300 кДж при энергии лазера ~ 3 МДж. Предварительные результаты расчетов двухоболочечных мишеней непрямого облучения для мегаджоульной лазерной установки, проведенные в РФЯЦ-ВНИИТФ, были представлены в докладе [3]. Ниже обсуждаются результаты численной оптимизации двухоболочечных мишеней, проведенные с использованием 1D- и 2D-программ радиационной газо-

вой динамики, разработанных в РФЯЦ-ВНИИТФ [5–6]. В расчетах использовались данные по УРС и пробегам излучения, рассчитанных по моделям среднего атома [7, 8]. Для оптимальных мишеней изучалось влияние асимметрии чернотельного излучения хольраума и турбулентного перемешивания на возможность их термоядерного зажигания.

1. Влияние зависимости температуры излучения от времени на сжатие и термоядерное горение газонаполненной двухкаскадной мишени

В докладе [3] были представлены результаты расчетов, проведенных с целью изучения возможности зажигания двухоболочечной газонаполненной мишени с использованием чернотельного излучения хольраума с простой зависимостью температуры от времени и максимальным значением не более 275 эВ при энергии, поглощенной мишенью ~ 300 кДж. На основе оптимизационных одномерных расчетов была выбрана «базовая» конструкция мишени, схематично представленная на рис. 1.

В качестве целевой функции при проведении оптимизации мишеней был принят запас по зажиганию термоядерных мишеней (W), опубликованный в работе [9]:

$$W^* = (n-1) \int_{-\infty}^{t^*} \frac{dQ_{m.я.}/dt}{E} dt, \quad (1)$$

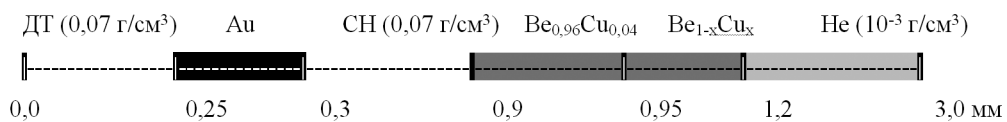


Рис. 1. Схема «базовой» конструкции двухоболочечной мишени

Таблица 1

№	t_0 нс	$T_{f, \max}$ эВ	E_a кДж	t^* нс	ρ^* г/см ³	$T_{i, \max}$ кэВ	M_a	V_{\max} мм/нс	W^*	W_Q^*	η %	ρ_{\max} г/см ³	$T_{i, \max}$ кэВ
1	10	275	327	13,9	569	3,8	0,17	0,31	22	7,7	47	190	22
2	10	265	310	14,4	536	3,7	0,20	0,29	17	6,3	47	239	33
3	10	250	283	15,2	420	3,3	0,24	0,26	9,9	4,1	44	214	28
4	1,0	275	365	6,6	309	3,2	0,1	0,25	8,9	3,0	28	173	18
5	1,0	265	350	7,1	433	3,4	0,11	0,27	15	4,9	43	192	25
6	1,0	250	318	8,0	501	3,4	0,16	0,25	13	5,2	48	239	33

Здесь: E_a – поглощенная энергия излучения; t^* – момент максимального сжатия мишени; ρ^* – плотность и $T_{i, \max}$ – температура ионов ДТ на момент t^* ; M_a – доля неиспаренной массы внешней оболочки; V_{\max} – максимальная скорость границы ДТ; η – выгорание трития; ρ_{\max} – максимальная плотность и $T_{i, \max}$ – максимальная температура ионов ДТ при горении.

где: $dQ_{m.я.}/dt$ – скорость нагрева топлива продуктами термоядерных реакций, E – внутренняя энергия ДТ-топлива, n – средний показатель при степенной аппроксимации зависимости скорости термоядерных реакций от температуры, t^* – момент максимального сжатия.

Подынтегральные функции в формуле (1) берутся из газодинамических расчетов с отключением энерговыделения от продуктов термоядерных реакций. Запас по зажиганию мишени с учетом потерь энергии из ДТ-топлива в Au-оболочку за счет электронной теплопроводности и излучения оценивался по формуле:

$$W_Q^* = \frac{W^* \cdot E^*}{E^* + Q^*}, \quad (2)$$

где: W^* – запас по формуле (1), E^* – тепловая энергия ДТ-топлива и Q^* – интегральный по времени тепловой поток в оболочку на момент максимального сжатия ДТ-топлива.

Ниже приводятся результаты расчетов этой «базовой» мишени, проведенных по двумерной программе ТИГР-ОМЕГА-3Т [5] с целью изучения влияния параметров чернотельного излучения и начальной ДТ-плотности топлива на симметрию сжатия и горения мишени. В этих расчетах температура излучения была задана на внешней неподвижной границе с радиусом 3 мм и линейно нарастала до значений $T_{f, \max}$ за время t_0 , а затем поддерживалась постоянной. В расчетах варьировались параметры t_0 , $T_{f, \max}$ и γ_4 – амплитуда асимметрии

потока энергии излучения на мишени, заданная в форме полинома Лежандра 4-й степени. Задавалась 4-я гармоника, поскольку именно она является основной в асимметрии потока излучения на мишени, помещенной в сферический хольраум, предложенный для российской лазерной установки [1].

В табл. 1 представлены результаты одномерных расчетов двухоболочечной мишени с бериллиевым аблятором без примеси меди в области $0,95 \leq R \leq 1,2$ мм, проведенных в трехтемпературном приближении с предельным потоком излучения в виде $q_{f,max} = cU/4$, где $U = \sigma T_f^4$ – плотность энергии излучения с температурой T_f .

Как следует из таблицы 1, параметры сжатия мишени относительно слабо зависят от длительности фронта излучения для оптимальных значений температур $T_{f,max} \approx 265$ эВ при $t_0 = 10$ нс и $T_{f,max} \approx 250$ эВ при $t_0 = 1$ нс. При длительности фронта $t_0 = 10$ нс запасы по воспламенению без учета потерь энергии из ДТ-топлива в оболочку на момент максимального сжатия составляют $W^* \approx 10-20$, а в расчетах с $t_0 = 1$ нс величина $W^* \approx 10-15$. Учет потерь энергии из ДТ-топлива в оболочку снижает запасы по зажиганию примерно в 2–3 раза до $W_Q^* \approx 5-7$ в расчетах с оптимальными температурами излучения. Для достижений таких запасов по воспламенению скорость границы топлива и золотой оболочки должна быть свыше $V_{max} \sim 0,25$ мм/нс, а максимальные значения плотности и ионной температуры достигать значений $\rho^* \sim 400-500$ г/см³ и $T_i^* \sim 3-4$ кэВ соответственно на момент времени t^* . Поглощенная мишенью энергия излучения при этом составила $E_a \sim 300$ кДж.

В табл. 1 представлены также результаты 1D-расчетов «базовой» конструкции двухоболочечной мишени, проведенных по комплексу двумерных программ ТИГР-ОМЕГА-3Т [5] с учетом

переноса энергии альфа-частицами и нейтронами ДТ-реакций. В этих расчетах выгорание трития достигает $\eta \approx 50$ %, максимальные значения ионной температуры – $T_{i,max} \sim 30$ кэВ и максимальные значения плотности ДТ-топлива при горении $\rho_{max} \sim 240$ г/см³.

На рис. 2 представлены результаты 2D-расчетов для вариантов 2 и 6 из таблицы 1 с заданием асимметрии излучения в виде 4-й гармоники и амплитудой $\gamma_4 = -1$ %. Угловые коэффициенты фотонной теплопроводности в этих расчетах были заданы равными нулю в испаренной области внешней оболочке ($R > 0,965$ мм), чтобы не допустить сглаживания асимметрии потока излучения за счет диффузионного подхода к переносу излучения, которое используется в трехтемпературной программе ТИГР-ОМЕГА-3Т.

Как видно из рис. 2, конфигурация ДТ-топлива на момент интенсивного горения немного лучше в варианте с более пологим фронтом импульса излучения. Согласно 2D-расчетам (см табл. 2), асимметрия потока излучения с амплитудой $\gamma_4 = -1$ % приводит к относительному снижению выгорания трития на ~ 17 % в расчете с параметрами $t_0 = 10$ нс и $T_{f,max} = 265$ эВ по сравнению с выгоранием, полученным в 1D-расчете. Та же амплитуда асимметрии в 2D-расчете с параметрами $t_0 = 1,0$ нс, $T_{f,max} = 250$ эВ дает относительное снижение выгорания трития на ~ 22 % по сравнению с соответствующим 1D-расчетом.

Следует отметить, что на практике вариант с крутым фронтом излучения хольраума, а значит и лазерного импульса, может оказаться более перспективным не только из-за возможности работы при более низкой температуре излучения. Не менее важным является то, что время срабатывания мишени в этом случае на ~ 6 нс меньше, поэтому может легче решаться задача ввода лазерного излучения внутрь хольраума через отверстия, которые для излучения 2-й гармоники Nd-лазера за-

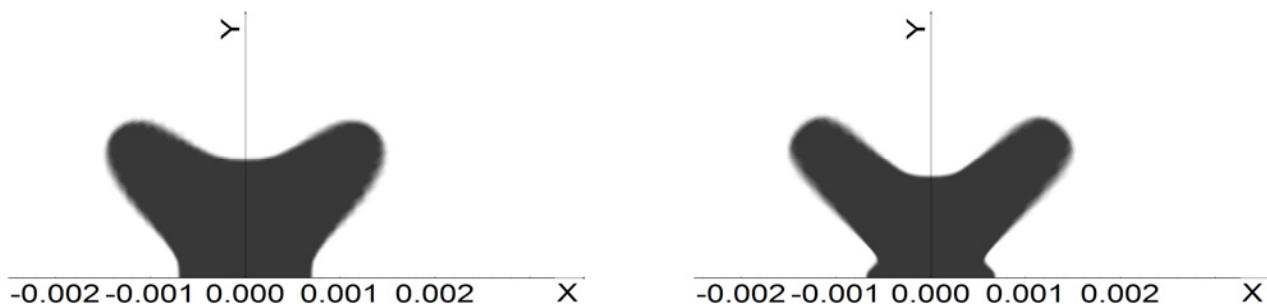


Рис. 2. Конфигурация ДТ-топлива на момент максимальной температуры ионов при горении мишени с начальной плотностью ДТ $\rho_{dt} = 0,07$ г/см³ в расчетах с параметрами излучения: $t_0=10$ нс, $T_{f,max}=265$ эВ и $\gamma_4=-1$ % (слева); $t_0=1,0$ нс, $T_{f,max}=250$ эВ и $\gamma_4=-1$ % (справа). Размеры даны в [см]

плывают быстрее, чем для 3-й гармоники *Nd*-лазера в случае установки *NIF*.

2. Влияние начальной плотности ДТ-топлива на симметрию сжатия и параметры термоядерного горения двухоболочечные мишени

Можно рассматривать криогенные двухоболочечные мишени с заполнением центральной полости жидким ДТ. В этом случае практически полностью снимаются вопросы прочности оболочек для сдерживания высоких давлений и можно ожидать снижение объемного сжатия ДТ-топлива до 3-х раз, что должно улучшить симметрию сжатия топлива и снизить развитие гидродинамических неустойчивостей на его границе.

Одномерные оптимизационные расчеты показали, что для «криогенной» мишени оптимальные параметры внутренней оболочки практически совпадают с радиусами золотой оболочки «базового» варианта двухкаскадной мишени, изображенной на рис. 1.

Для изучения требований к симметрии облучения криогенной двухоболочечной мишени была проведена серия расчетов по программе ТИГР-ОМЕГА-3Т для «базовой» конструкции мишени с заполнением центральной полости ДТ-топливом с плотностью $0,2 \text{ г/см}^3$. Результаты расчетов, проведенных для двух зависимостей температуры излучения от времени при различных значениях асимметрии γ_4 , приведены в табл. 2 и на рис. 3.

Как следует из одномерных расчетов, представленных в таблице 2, при переходе на жидкое ДТ-топливо запасы по воспламенению W^* падают в $\sim 2-3$ раза, однако запас по зажиганию с учетом потерь тепла из топлива в оболочку W_Q^* снижается существенно меньше – в $\sim 1,5$ раза. При таком переходе незначительно повышается выгорание трития η , поскольку оно определяется, в основном, величиной $\int \rho dr$ золотой оболочки, но в $\sim 1,5$ раза возрастает температура горения за счет увеличения доли энергии альфа-частиц и нейтронов, передаваемой ДТ-топливу в результате увеличения в 1,4 раза $\int \rho dr$ по области ДТ-топлива. Выход нейтронов увеличивается пропорционально массе ДТ-топлива и достигает величины $N_{dt} \approx 7 \cdot 10^{17}$ шт.

Таблица 2

№	t_0 нс	$T_{f,max}$ эВ	γ_4 %	ρ_{dt} г/см ³	η %	ρ_{max} г/см ³	$T_{i,max}$ кэВ	N_{dt} 10^{17}	W^*	W_Q^*
1	10	265	0,0	0,07	47	239	33	2,6	17	6,3
2	10	265	-1,0	0,07	39	322	25	2,1	-	-
3	10	265	0,0	0,2	48	210	45	7,5	8,0	4,4
4	10	265	-1,0	0,2	45	205	43	7,1	-	-
5	10	265	-1,5	0,2	43	212	37	6,7	-	-
6	1,0	250	0,0	0,07	48	239	33	2,7	13	5,3
7	1,0	250	-1,0	0,07	37	367	22	2,1	-	-
8	1,0	250	0,0	0,2	50	228	47	7,8	5,8	3,3
9	1,0	250	-1,0	0,2	48	227	44	7,5	-	-
10	1,0	250	-1,5	0,2	45	226	40	7,1	-	-

Здесь: ρ_{dt} – начальная плотность ДТ-топлива; остальные обозначения – как в таблице 1.

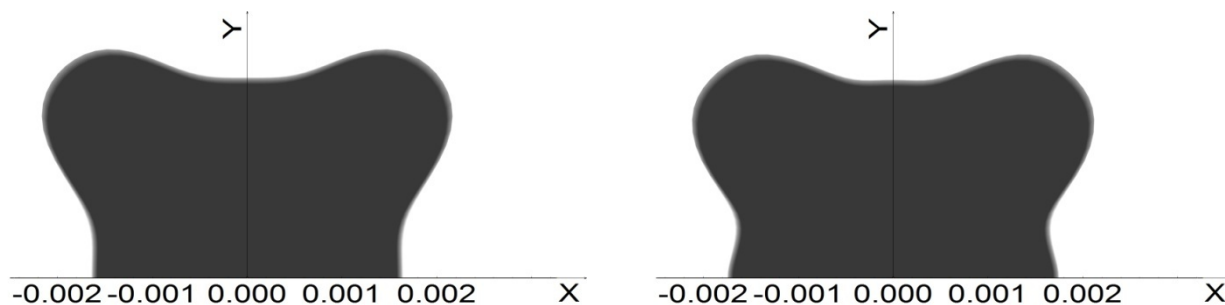


Рис. 3. Конфигурация ДТ-топлива на момент максимальной температуры ионов при горении мишени с начальной плотностью ДТ $\rho_{dt} = 0,2 \text{ г/см}^3$ в расчетах с параметрами излучения: $t_0 = 10 \text{ нс}$, $T_{f,max} = 265 \text{ эВ}$ и $\gamma_4 = -1 \%$ (слева); $t_0 = 1,0 \text{ нс}$, $T_{f,max} = 250 \text{ эВ}$ и $\gamma_4 = -1 \%$ (справа). Размеры даны в [см]

Максимальные плотности ДТ-топлива при горении остаются на уровне $\sim 200 \text{ г/см}^3$, но объемные сжатия падают в ~ 3 раза, что приводит к уменьшению асимметрии сжатия. Поэтому конфигурация топлива на момент интенсивного горения мишени с жидким ДТ менее искажена, чем в расчете мишени с начальной плотностью ДТ-газа $\rho_{dt} = 0,07 \text{ г/см}^3$, как это следует из сравнения рис. 2 и 3.

Несмотря на падение запасов по зажиганию снижение выгорания трития в двумерных расчетах криогенных мишеней даже меньше, чем для «газовых». Например, из расчетов с параметрами излучения $T_{f,max} = 265 \text{ эВ}$ при $t_0 = 10 \text{ нс}$ следует, что при одном значении асимметрии излучения $\gamma_4 = -1,0 \%$ относительное снижение выгорания трития составило $\sim 17 \%$ для газовой мишени и только $\sim 5\%$ для криогенной. При $\gamma_4 = -1,5 \%$ относительное снижение выгорания трития в криогенной мишени составило $\sim 10 \%$. Аналогичные выводы следуют из анализа результатов расчетов с параметрами излучения $T_{f,max} = 250 \text{ эВ}$ при $t_0 = 1,0 \text{ нс}$ (строки 6–10 таблицы 2).

Причина улучшения симметрии сжатия «криогенной» мишени очевидна – уменьшение объемного сжатия топлива и величины схождения по радиусу R_0/r_{min} , – т. е. отношения начального внешнего радиуса мишени к минимальному размеру сжатого ДТ-топлива. Расчеты дают значения $R_0/r_{min} = 72$ для начальной плотности ДТ-газа $\rho_{dt} = 0,07 \text{ г/см}^3$ и $R_0/r_{min} = 49$ для $\rho_{dt} = 0,2 \text{ г/см}^3$. Как следует из проведенных расчетов, допустимая величина асимметрии потока излучения, приблизительно, обратно пропорциональна величине схождения по радиусу: $\gamma_4^{max} \sim (R_0 / r_{min})^{-1}$, но при этом

запасы по воспламенению изменяются, примерно, как $W_Q^* \sim R_0/r_{min}$.

3. Расчеты с учетом переноса излучения в спектральном кинетическом приближении

Для выбора оптимальной концентрации меди в бериллиевом абляторе были проведены одномерные газодинамические расчеты двухоболочечной мишени с учетом переноса излучения в спектральном кинетическом приближении по методике, предложенной в работе [6]. В расчетах использовались данные по спектральным пробегам излучения, полученным по моделям среднего атома [7,8]. В таблице 3 приведены результаты расчетов, выполненных для «базовой» конструкции газонаполненной двухоболочечной мишени с различной концентрацией меди в области мишени $0,95 \leq R \leq 1,2 \text{ мм}$, при этом в области $0,90 \leq R < 0,95 \text{ мм}$ был задан состав, отвечающий формуле $\text{Be}_{0,96}\text{Cu}_{0,04}$.

Согласно табл. 3 оптимальная атомарная концентрация меди близка к $\sim 0,3 \%$, при которой запасы по воспламенению составляют $W_Q^* \approx 4$ при неиспаренной массе $M_a \approx 0,19$. Результаты трехтемпературных расчетов с табличными росселандовыми пробегами излучения, отвечающих этой концентрации, также дают $W_Q^* \approx 4$, но превышают неиспаренную массу внешней оболочки в $\sim 1,5$ раза. Вариацией только предельного потока $q_{f,max}$ в трехтемпературных расчетах не удастся воспроизвести всю совокупность результатов расчетов, выполненных с учетом спектрального кинетического переноса излучения.

Таблица 3

№	X_{Cu} %	Излучение	E_a кДж	t^* нс	ρ^* г/см ³	T_i^* кэВ	M_a	V_{max} мм/нс	W^*	W_Q^*	ρ_{max} г/см ³	$T_{i,max}$ кэВ	η %	N [10 ¹⁷]
1	0,0	С.К.	335	14,0	226	3,0	0,06	0,24	5,0	2,5	140	10	14	0,8
2	0,0	$f = 1/4$	347	13,8	555	4,0	0,20	0,32	17	7,7	266	28	48	2,6
3	0,0	$f = 3/8$	360	12,8	537	5,2	0,12	0,33	18	7,4	244	26	45	2,5
4	0,3	С.К.	342	15,0	334	3,2	0,19	0,24	7,6	4,1	182	21	38	2,1
5	0,3	$f = 1/4$	296	15,3	396	3,7	0,29	0,23	7,7	4,0	220	23	42	2,3
6	0,3	$f = 3/8$	311	14,6	413	3,2	0,25	0,25	8,7	4,5	226	24	43	2,4
7	0,9	С.К.	290	15,8	359	3,1	0,28	0,23	6,9	4,0	199	23	42	2,3

Здесь: X_{Cu} (%) – атомарная концентрация Cu в Be-абляторе; сокращение С.К. – спектральное кинетическое приближение; f – параметр в выражении $q_{f,max} = f \cdot c \sigma T_f^4$ для предельного потока излучения в трехтемпературных расчетах. Остальные обозначения – как в табл. 1.

4. Расчеты двухоболочечной мишени с учетом спектрального кинетического переноса излучения и турбулентного перемешивания по $k\epsilon$ -модели

В двухоболочечных мишенях развитие коротковолновых возмущений на границах внутренней оболочки может приводить к турбулентному перемешиванию и загрязнению ДТ-топлива материалом оболочки [10]. Для двух зависимостей температуры излучения от времени и двух значений начальной плотности ДТ были проведены 1D-расчеты с учетом переноса излучения в спектральном кинетическом приближении и турбулентного перемешивания по $k\epsilon$ -модели, изложенной в работах [11, 12]. В табл. 4 представлены результаты этих расчетов, выполненных для базовой конструкции мишени с атомарной концентрацией меди 0,3 % в абляторе ($0,95 < R < 1,2$ мм), при этом в области $0,90 < R < 0,95$ мм был задан состав, отвечающий формуле $\text{Be}_{0,96}\text{Cu}_{0,04}$. В расчетах с учетом турбулентного перемешивания (четные строки табл. 4) был задан набор констант для $k\epsilon$ -модели, который отвечал довольно оптимистическому значению эмпирического параметра $\alpha = 0,04$ в выражении для длины проникновения легкого вещества в тяжелое: $L_b \approx \alpha A g t^2$, где A – число Аттвуда, g – ускорение, t – время.

Как следует из табл. 4, учет турбулентного перемешивания по $k\epsilon$ -модели приводит к снижению нейтронного выхода в ~ 3 –4 раза в расчетах с параметрами излучения $t_0 = 10$ нс и $T_{f,max} = 275$ эВ. В расчетах с параметрами излучения $t_0 = 1,0$ нс и $T_{f,max} = 250$ эВ это вызывает снижение нейтронного выхода в ~ 10 раз из «газонаполненной» мишени и слабое «тление» мишени с жидким ДТ-топливом. Отметим, что для выполненных расчетов наблю-

дается абсолютная корреляция снижения нейтронного выхода со снижением запасов по зажиганию W_Q^* , причем значение $W_Q^* \approx 1$, найденное по формуле (2), довольно точно отвечает границе зажигания.

Заключение

Проведена серия расчетов двухоболочечных мишеней для температур излучения хольраума 250–275 эВ с простой зависимостью от времени. Для мишеней, заполненных ДТ-газом, получены одномерные запасы по термоядерному зажиганию $W_Q^* \sim 4$ при величине схождения по радиусу $R_0/r_{min} \sim 70$ и поглощенной мишенью энергии излучения ~ 300 кДж. При заполнении мишеней жидким ДТ получены значения $R_0/r_{min} \sim 50$, но их запасы по воспламенению уменьшаются до $W_Q^* \sim 2,5$. Согласно 2D-расчетам допустимая величина асимметрии потока излучения в виде 4-й гармоники следует зависимости $\gamma_4^{\max} \sim (R_0/r_{min})^{-1}$ и для мишеней с жидким ДТ составляет $\gamma_4^{\max} \approx \pm 1,5\%$. 1D-расчеты, проведенные с учетом спектрального кинетического переноса излучения и турбулентного перемешивания по $k\epsilon$ -модели с набором констант, отвечающих значению параметра $\alpha = 0,04$, привели к значительному ухудшению параметров сжатия и горения двухоболочечных мишеней. При учете других возможных источников асимметрии сжатия мишеней следует сделать вывод о невозможности достижения надежного зажигания рассмотренных мишеней при энергии $\sim 2,8$ МДж в излучении 2-й гармоники Nd-лазера. Целесообразно продолжить оптимизацию мишеней с целью увеличения запасов по зажиганию в ~ 2 раза, в том числе, за счет повышения температуры излучения

Таблица 4

№	t_0 нс	$T_{f,max}$ эВ	ρ_{dt} г/см ³	α	E_a кДж	ρ^* г/см ³	T_i^* кэВ	V_{max} мм/нс	M_{clean}	W_Q^*	ρ_{max} г/см ³	$T_{i,max}$ кэВ	η %	N_{dt} 10^{17}
1	10	275	0,07	-	342	334	3,2	0,24	-	4,1	182	21	38	2,1
2	10	275	0,07	0,04	-	366	3,0	-	0,44	2,7	246	9,5	13	0,75
3	10	275	0,22	-	342	263	2,6	0,23	-	2,5	182	32	44	7,8
4	10	275	0,22	0,04	-	255	2,5	-	0,70	1,8	200	12	12	2,1
5	1,0	250	0,07	-	314	299	2,8	0,20	-	2,6	198	18	32	1,8
6	1,0	250	0,07	0,04	-	371	2,6	-	0,41	2,0	274	5,0	3,0	0,16
7	1,0	250	0,22	-	313	257	2,2	0,19	-	1,2	221	24	37	6,3
8	1,0	250	0,22	0,04	314	289	2,1	0,19	0,51	0,9	253	2,7	0,4	0,07

Здесь: M_{clean} – доля массы ДТ, свободного от примесей на момент максимального сжатия мишени; остальные обозначения – как в табл. 1 и 2.

хольраума до 300 эВ и более, что возможно при работе мегаджоульной лазерной установки на 3-й или 4-й гармониках излучения *Nd*-лазера.

Следует отметить, что эксперименты с двух-оболочечными мишенями вблизи порога их термоядерного зажигания могут дать уникальную информацию о физике мишеней ИТС.

Список литературы

1. Гаранин С. Г. Мощные лазеры и их применение в исследованиях физики высоких плотностей энергии // УФН, 2011. Т.181, С. 434.

2. Moses E. I. Ignition on the National Ignition Facility // Nucl. Fusion. 2009. Vol. 49. 104022. P. 1–9.

3. Лыков В. А., Авраменко М. И., Андреев Е. С. и др. Численное моделирование мишеней с прямым воздействием для термоядерного зажигания на мегаджоульных лазерных установках // Доклад на конференции «XII Забабахинские научные чтения» (Снежинск, 2014).

4. Аврорин Е. Н., Карлыханов Н. Г., Козманов М. Ю. и др. Обзор теоретических работ по ИТС, проведенных в РФЯЦ-ВНИИТФ // Вопросы современной технической физики. Избранные труды РФЯЦ-ВНИИТФ. С. 252–276. Издательство РФЯЦ-ВНИИТФ. Снежинск, 2002.

5. Шушлебин А. Н., Дылдина Р. Т., Кузнеченкова И. А. и др. Расчеты с учетом больших деформаций термоядерных мишеней непрямого облучения для лазерной установки ИСКРА-6 // Доклад на

конференции «IX Забабахинские научные чтения», Снежинск, Россия, 2007

6. Козманов М. Ю. Монотонные схемы для системы переноса излучения // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1989. Вып. 2. С. 51–55.

7. Никифоров А. Ф., Новиков В. Г., Уваров В. Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы. Методы расчета росселандовых пробегов и уравнений состояния. М.: Физматлит, 2000.

8. Ovechkin A. A., Loboda P. A., Novikov V. G. et al. RESEOS – a model of thermodynamic and optical properties of hot and warm dense matter // HEDP. 2014. Vol. 13. P. 20–33.

9. Вахрамеев Ю. С., Мохов В. Н., Попов Н. А. Критерий зажигания и запасы по зажиганию для термоядерных мишеней // Атомная энергия. 1980. Т. 49, Вып. 2. С. 121–122.

10. Amendt P., Colvin J. D., Tipton R. E. et al. Indirect-drive noncryogenic double-shell ignition targets for the National Ignition Facility // Physics of Plasmas. 2002. Vol. 9, N 5. P. 2221–2233.

11. Неуважаев В. Е., Яковлев В. Г. Расчет гравитационного турбулентного перемешивания по *kε*-модели // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1989. Вып. 1. с. 28–36.

12. Neuvazhaye V. E., Lykov V. A., Ljagina E. L. et al. Instability and turbulent mixing of ablatively accelerated thin layer // Physics of Plasmas. 1998. Vol. 5, N 4, P. 1094–1103.