

О ПРОБЛЕМЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО «ЗАЖИГАНИЯ» И «ГОРЕНИЯ» НА ЛАЗЕРЕ NIF: ДЛЯ «ЗАЖИГАНИЯ» ПРЕДЛАГАЮТСЯ КАПСУЛЫ, УЧИТЫВАЮЩИЕ ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ХОЛЬРАУМА НА ИМПЛОЗИЮ

*В. Б. Розанов, Г. А. Вергунова**

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 мая 2018 г.

Одной из главных задач современной физики является создание и использование новых источников энергии. Серьезным шагом в решении этой проблемы является реализация положительного выхода термоядерной энергии в лабораторных условиях с помощью лазерных установок, создающих и удерживающих плазму. В 2010–2017 гг. в США, в Ливерморской лаборатории, была проведена большая серия экспериментов на лазерной установке NIF с целью достижения положительного выхода энергии. До сих пор, однако, «зажигание» так и не было достигнуто. В работе впервые обсуждается влияние излучения хольраума на слои капсулы, включая дейтерий–третий. Показано, что негативное влияние прозрачности аблятора может компенсироваться выбором конструкции капсулы с большей оптической толщиной части аблятора. Эта часть аблятора не испаряется при нагреве рентгеновским импульсом. Предложена конструкция такой капсулы.

DOI: 10.1134/S0044451018100206

1. ВВЕДЕНИЕ

В 2009–2017 гг. в Ливерморской лаборатории США (LLNL) на лазере NIF (National Ignition Facility) проведены обширные серии экспериментов, включая программу NIC (National Ignition Campaign), с целью достижения термоядерного зажигания мишеней непрямого облучения. Как известно, достичь зажигания до настоящего времени не удается. Анализ экспериментальных результатов и сопоставление с данными расчетов представлены во многих статьях, опубликованных в 2011–2017 гг. [1–16]. Основное направление в объяснении неудачи в достижении зажигания связано с предположением о несоответствии гидродинамического описания имплозии реальной физике процессов: гидродинамические возмущения развиваются в большем количестве и быстрее, чем предсказывают расчеты. При этом неявно предполагается, что базы данных в расчетах (по уравнению состояния материалов, спек-

тральным коэффициентам поглощения излучения и др.) достаточно полно и точно соответствуют физическим величинам и условиям в экспериментах. Подробное описание физических процессов в излучении хольраума дано в работе [17].

В настоящей работе мы исходим из предположения, что используемые в расчетах спектральные коэффициенты поглощения могут отличаться от реальных в отдельных диапазонах спектра в несколько раз. Если в экспериментах оболочки капсулы более «прозрачны» для излучения, чем в расчетах, то при расчете из-за меньшего нагрева DT-областей может предсказываться «зажигание», а в эксперименте «зажигания» не произойдет. Именно такое поведение мы наблюдаем. Влияние спектральных коэффициентов поглощения излучения и «прозрачности» оболочек капсулы на имплозию рассмотрено в работах [18, 19] в предположении, что коэффициенты базы данных THERMOS соответствуют реальности. Укажем, что в работе [18] предложена и развита 1D-модель сжатия мишеней непрямого сжатия, реальная геометрия которых в начале процессов близка к цилиндрической геометрии. В работе [19] представлена возможная версия деградации сжатия на

* E-mail: verg@sci.lebedev.ru

лазере NIF, связанная с большей «прозрачностью» оболочек капсулы в эксперименте, чем рекомендуется в базе данных THERMOS.

Наконец, в данной работе для режимов «low foot» (режимы низкоэнтропийного сжатия) предложены схемы капсул для мишеней непрямого сжатия, в которых для базы данных THERMOS и 1D-программы RADIAN подобраны геометрия и состав оболочек капсулы, обеспечивающие термоядерное «зажигание» мишеней.

Какие факторы следует принимать во внимание при анализе роли «прозрачности» капсул для проблемы «зажигания»?

— Имеющиеся экспериментальные данные по оптическим константам измерялись в ограниченном диапазоне плотности и температуры, в основном прохождением внешнего излучения через материал слоя. Таким образом, прозрачность слоев капсулы, ответственных за поглощение внешнего излучения, неизвестна с достаточной точностью.

— Не рассматривалось поведение этих слоев при имплозии и коллапсе с учетом развития гидродинамических неустойчивостей. Маловероятно, что слой с начальной толщиной 50–60 мкм при радиусе капсулы 900 мкм сохранит свою однородность в этих условиях.

— В работе [19] отмечен важный факт: результаты 1D-расчетов по выходу нейтронов, полученные на основе THERMOS+RADIAN (ФИАН), оказываются ниже (дальше от «зажигания», но ближе к экспериментальным данным), чем аналогичные результаты, полученные с помощью LASNEX (LLNL). Соответственно, для объяснения наблюдаемых результатов можно использовать начальные условия с меньшими отклонениями от симметрии. Сравнение можно найти в работе [18] (см. табл. 2 в [18]).

В результате анализа этих вопросов найдены примеры конструкции мишени, в которых достигается «зажигание» за счет увеличения поглощения излучения хольраума в абляторе. Подчеркнем, что рассмотренный пример относится к 1D-модели. Для реального 3D-эксперимента оболочки следует подбирать с учетом развития гидродинамических неустойчивостей.

2. КАПСУЛА, УЛУЧШАЮЩАЯ УСЛОВИЯ «ЗАЖИГАНИЯ»

В этом разделе представлена конструкция капсулы мишени (т. е. расположение и состав слоев капсулы), которая для одномерного движения мише-

ни и характеристик процессов и параметров материалов, заложенных в программе RADIAN [20] и базе данных THERMOS [21], при имплозии мишени соответствует условиям «зажигания» и приводит к развитию процесса термоядерного горения и заметному термоядерному выходу. Далее мы обсудим применимость одномерных результатов к реальному 3D-процессу. Начальные условия в расчетах (энергия и форма лазерного импульса, размер капсулы, DT-слои, аблятор капсулы, цилиндр хольраума и др.) были одинаковыми и соответствовали одному из вариантов «low foot» эксперимента на установке NIF (эксперимент № 120321) [2, 13].

Сравнивая результаты расчетов при одинаковых начальных условиях (LLNL-LASNEX и др., ФИАН-RADIAN+THERMOS, см., например, табл. 2 в [18]), полученные по различным кодам с использованием различных баз данных, и экспериментальные результаты, приходим к следующим выводам. Самый лучший результат («зажигание») получен в 1D-расчетах LLNL. Включение 2D- и 3D-эффектов снижает термоядерный выход, но он остается больше экспериментальных результатов, и достичь соответствия расчетных и экспериментальных данных удается, только предполагая, что начальные отклонения от симметрии в характеристиках мишени превышают реальные значения в 3–4 раза.

Результаты 1D-расчетов ФИАН существенно ближе к экспериментальным результатам, чем аналогичные данные LLNL. Однако нейтронный выход также превышает экспериментальный результат (в 5 раз). Учет отклонений от симметрии при сжатии капсулы приводит к согласованию с данными эксперимента при меньших значениях начальных возмущений. В табл. 1 собраны данные, иллюстрирующие сопоставление различных результатов (на примере эксперимента № 120321 [2, 13]). В табл. 1 T_{rad} — радиационная температура в полости хольраума, V_{max} — максимальная скорость сжатия капсулы, T_{ion} — максимальная ионная температура DT-газа, N_n — количество генерируемых нейтронов без учета влияния энергии α -частиц, $N_n(+\alpha)$ — количество нейтронов с учетом вклада α -частиц. Десятикратное отличие в давлении в расчетах LASNEX (LLNL) и RADIAN (ФИАН) соответствует десятикратному изменению (уменьшению) плотности, которое может быть достигнуто увеличением радиуса горячего пятна сжатого газа («hot spot») в два раза. Именно эта тенденция наблюдается в эксперименте.

Таблица 1. Экспериментальные и расчетные характеристики сжатия мишени № 120321

| | LLNL | | | | | ФИАН-RADIAN |
|---------------------|-------------------------------------|---------------------|---------------------|---------------------------------------|---------------------|---------------------|
| | Расчеты | | | Эксперимент | | |
| | Прогнозируемый диапазон по расчетам | 2D-расчеты | 3D-расчеты | Максимальное значение в экспериментах | № 120321 | 1D-расчеты |
| T_{rad} , эВ | 305 | | | 320 | 303 | 316 |
| V_{max} , км/с | 370 | | | 352 | 310 | 290 |
| $T_{ion-gas}$, кэВ | 3.5 | 2.9 | 2.6 | 4.3 | 3.1 | 4.1 |
| $N_n(+\alpha)$ | $3.4 \cdot 10^{17}$ | $1.1 \cdot 10^{15}$ | $6.0 \cdot 10^{14}$ | $8.5 \cdot 10^{14}$ | $5 \cdot 10^{14}$ | $5.9 \cdot 10^{15}$ |
| N_n | $3.5 \cdot 10^{15}$ | | | | $4.2 \cdot 10^{14}$ | $4 \cdot 10^{15}$ |
| P , Гбар | 375 | | | 197 | 156 | 37 |

Таблица 2. Параметры слоя аблятора, ответственного за прозрачность

| В слое, прилежащем к DT-областям: | 19 нс | 20 нс | 21 нс |
|--|-------|-------|-------|
| Диапазон плотностей, г/см ³ | 9–25 | 7–17 | 7–19 |
| Диапазон температур, эВ | 3–10 | 3–29 | 5–26 |

В работе [19] показана возможность достижения условий зажигания за счет увеличения спектральных коэффициентов в той части СН аблятора, которая граничит с термоядерным горючим в виде слоя DT-льда и не испаряется при образовании короны и имплозии капсулы под действием излучения «хольраума». Результат получен в модельной задаче в предположении, что имеется возможность увеличить коэффициенты поглощения излучения, не изменяя плотность и массу (толщину) слоя, степень ионизации, уравнение состояния, транспортные коэффициенты, так что существенные газодинамические параметры сохраняют свои значения.

Реальная задача о подборе геометрии и составе вещества добавок для увеличения поглощения значительно сложнее. Мы покажем результаты подбора на примере добавок меди (Cu). Можно использовать в качестве добавок Ti, Fe, Ge и другие атомы и их сочетания. Выбор материалов обусловлен спектром излучения хольраума. При $T_{rad} \approx 300$ эВ максимум излучения приходится на кванты $h\nu \approx$

≈ 1.0 – 1.5 кэВ, а спектр излучения содержит кванты до $h\nu \approx 10T_{rad}$. Необходимо также снижать потоки квантов $h\nu < 1$ кэВ. Выбор конструкции должен учитывать условия в этом слое при имплозии. Данные о параметрах плазмы в этой части аблятора при сжатии содержатся в табл. 2. Длительное время (в том числе в период $T_{rad} \approx 300$ эВ) слой имеет плотность приблизительно 10 г/см³ и температуру около 10 эВ (см. табл. 2). При таких относительно низких температурах и высоких плотностях внутренние оболочки ионов могут оставаться заселенными и решающую роль в коэффициенте поглощения вносят свободно связанные переходы. В этом случае пробег жестких квантов имеет вид $l = l_0/\rho$ (а не $l \sim 1/\rho^2$). Оптическая толщина этого слоя остается примерно постоянной при изменении толщины слоя в процессе сжатия или расширения.

Рассмотрим результаты расчетов, в которых «прозрачность» аблятора может быть выбрана в необходимом диапазоне. В табл. 3 собраны данные, которые иллюстрируют влияние прозрачности на выход термоядерной энергии. Во всех расчетах мишень имеет одни и те же размеры, те же массы DT-горючего и абляционного слоя.

На рис. 1 представлены используемые для расчетов варианты капсул.

В этих расчетах различаются только свойства прилежащего к DT-областям поглощающего слоя. В расчетах № 189 и № 193 он состоит из СН с добавкой по числу атомов 1% Ge. В расчете № 189 коэффициент поглощения получен из расчетов по программе THERMOS [20] и имеет номинальное значение, в

Таблица 3. Зависимость нейтронного выхода от коэффициентов поглощения в абляторе. T_{max} и ρ_{max} — максимальная температура и плотность DT-газа, N_n — количество генерируемых нейтронов

| № | Материал поглощающего слоя | Коэффициент поглощения | T_{max} , кэВ | ρ_{max} , г/см ³ | $N_n, \times 10^{17}$ |
|-----|----------------------------|------------------------|-----------------|----------------------------------|-----------------------|
| 189 | CH | $k_{THERMOS}$ | 4.7 | 7 | 0.0146 |
| 193 | CH | $4k_{THERMOS}$ | 13 | 24 | 1.87 |
| 332 | 60 %CH+40 %Cu | $k_{THERMOS}$ | 34 | 35 | 33.1 |
| 359 | 2 слоя Cu | $k_{THERMOS}$ | 68 | 340 | 67.5 |
| 367 | 1 слой Cu | $k_{THERMOS}$ | 70 | 408 | 66.5 |

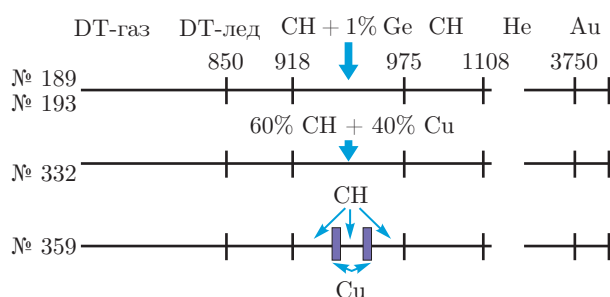


Рис. 1. Используемые для расчетов капсулы. Параметры капсулы №189 взяты из работы [2]. В расчетах №193, №332 и №359 параметры областей, прилежащих к DT, (918–975 мкм) меняются

расчете №193 этот коэффициент поглощения увеличен в 4 раза, тем самым длина свободного пробега квантов уменьшена в 4 раза.

В расчете №332 поглощающий слой плотностью 1.1 г/см³ состоит по весу из 60 % CH и 40 % Cu. В расчете №359 поглощающий слой состоит из двух слоев меди (Cu), погруженных в слой пластика (CH). Для удобства расчета (выбор сетки) плотность Cu выбрана равной 3 г/см³, толщина слоев меди около 9 мкм. Толщина медных слоев соответствует условиям расчета №332:

$$\rho_{Cu} \Delta_{Cu} = \rho_{CH} \Delta_{CH} \frac{0.4}{0.6} = 38 \text{ мкм} \cdot 1.1 \text{ г/см}^3 \frac{0.4}{0.6} = 25 \text{ мкм} \cdot \text{г/см}^3.$$

Условие можно выполнить с одним слоем Cu (в этом случае $\Delta_{Cu} = 3 \text{ мкм}$ при $\rho_{Cu} = 9 \text{ г/см}^3$). При большом числе слоев условия совпадают с условиями расчета №332. Расчеты проведены для идеальных уравнений состояния для возможности сравнения различных кодов и баз данных.

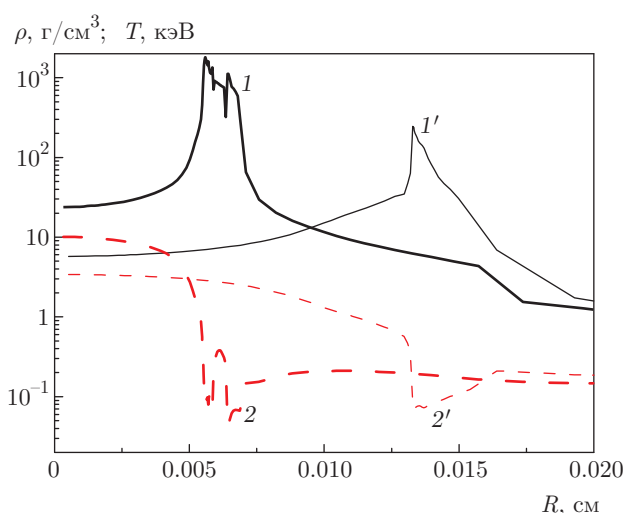


Рис. 2. Плотность (сплошные линии I ; I') и электронная температура (штриховые линии 2 ; $2'$) в моменты максимального сжатия: расчет №359 обозначен жирными линиями, время максимального сжатия 23.1 нс; расчет №189 обозначен тонкими линиями и цифрами со штрихами, время максимального сжатия 22.7 нс

Отметим, что в более поздний период (2014–2017 гг.) на NIF были проведены эксперименты с различными временными формами импульса (AS — Adiabatic Shaping) и вариантами аблятора (HDC — High Density Carbon, Be — бериллий) [22, 23]. Рассмотрение влияния «прозрачности» аблятора для различных вариантов капсул остается в силе, хотя конкретные данные могут отличаться. На рис. 2 для моментов времени, близких к коллапсу, представлены зависимости $\rho(r)$ и $T_e(r)$ для расчетов №189 и №359.

В момент коллапса плотность сжатого DT-газа в расчете №359 (340 г/см³) больше плотности DT-газа

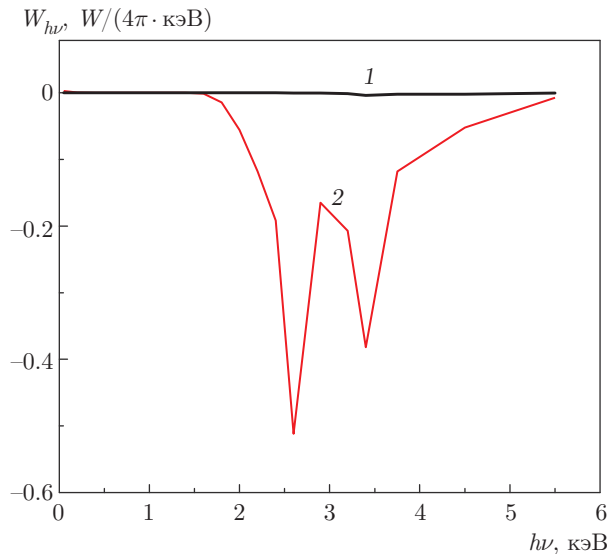


Рис. 3. Спектральные потоки излучения в момент времени 20 нс на границе DT-горючего и СН: расчеты № 359 (1), № 189 (2)

в расчете № 189 (7 г/см^3) примерно в 49 раз, соответственно радиус центральной сжатой области в расчете № 359 меньше радиуса центральной сжатой области в расчете № 189 в 3.6 раза. Для этих расчетов на рис. 3 для $t = 20$ нс представлены потоки энергии излучения, входящие в DT. Спектральный поток, проникающий в DT-горючее, в расчете № 189 значительно превышает поток в расчете № 359. Вследствие этого на стадии сжатия температура в DT-горючем в расчете № 189 превышает температуру в расчете № 359 (плотность, напротив, меньше), что приводит в итоге к сжатию и зажиганию мишени № 359 и незажиганию мишени № 189.

Отмеченный ранее характер поведения спектральных коэффициентов во внутренней неиспаренной части аблятора ($l = l_0/\rho$) дает основания для оценки влияния гидродинамических неустойчивостей на «прозрачность» аблятора. Распределения плотности материалов с учетом неустойчивостей сохраняют зависимость $l = l_0/\rho$, которая в определенной степени сохраняет оптическую толщину примесей и степень нагрева при имплозии центрального DT-горючего и сжатии или расширении вещества аблятора из-за развития неустойчивостей. Приведенные данные расчета № 189 (предполагается, что он соответствует номинальному эксперименту № 120321) показывают диапазон параметров капсулы при отсутствии «зажигания» в рамках базы данных RADIANT+THERMOS. Данные позволяют оценить влияние изменения «прозрачности» на ба-

ланс дополнительного поглощения энергии в DT-областях. К моменту коллапса кинетическая и внутренняя энергии капсулы в расчете № 189 составляют 7.8 кДж , а в расчете № 359 — 6.5 кДж . Разница составляет всего $\sim 1 \text{ кДж}$, однако эта энергия является значительной по отношению к энергии, заключенной в DT-горючем. Таким образом, получается, что дополнительная энергия порядка 1 кДж оказывается существенной для термоядерного горения мишени.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе для режимов «low foot» предложены конструкции мишеней непрямого сжатия (конструкции капсул), в которых на основе базы спектральных данных THERMOS и 1D-программы RADIANT подобраны геометрия и состав оболочек капсулы, обеспечивающие «зажигание». Уменьшение радиационных потоков за счет подбора спектральных коэффициентов увеличивает сжатие DT-горючего капсулы и приближает капсулу к условиям зажигания. В 1D-расчетах уменьшение радиационных потоков можно увидеть, и оно приводит к зажиганию. При развитии 2D- и 3D-неустойчивостей тенденция сохраняется — уменьшение нагрева DT-горючего приближает капсулу к условиям зажигания.

Полученные результаты свидетельствуют о существенном влиянии «прозрачности» аблятора для рентгеновского излучения из хольраума на достижение критических для «зажигания» параметров имплозии. Появляется возможность не только дать объяснение экспериментам в режиме «low foot» (режим низкоэнтропийного сжатия), но и приблизиться к «зажиганию», наблюдать увеличение нейтронного выхода при увеличении поглощения в абляторе за счет добавок тяжелых элементов в определенном количестве.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-11-10174).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Lindl, O. Landen, J. Edwards et al., Phys. Plasmas **21**, 020501 (2014).
2. M. Edwards, P. Patel, J. Lindl et al., Phys. Plasmas **20**, 070501 (2013).

3. J. D. Lindl and E. I. Moses, *Phys. Plasmas* **18**, 050901 (2011).
4. S. Haan, J. Lindl, D. Callahan et al., *Phys. Plasmas* **18**, 051001 (2011).
5. H. Robey, V. Smalyuk, J. Milovich et al., *Phys. Plasmas* **23**, 056303 (2016).
6. O. Landen, J. Edwards, S. Haan et al., *Phys. Plasmas* **18**, 051002 (2011).
7. V. Smalyuk, H. Robey, T. Döppner et al., *Phys. Plasmas* **23**, 102703 (2016).
8. H. Park, O. Hurricane, D. Callahan et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 055001 (2014).
9. O. Hurricane, D. Callahan, D. Casey et al., *Nature* **506**, 343 (2014).
10. T. Ma, P. Patel, N. Izumi et al., *Phys. Plasmas* **24**, 056311 (2017).
11. B. Cheng, T. J. T. Kwan, Y. M. Wang et al., *Phys. Plasmas* **22**, 082704 (2015).
12. T. Ma, N. Izumi, R. Tommasini et al., *Rev. Sci. Instr.* **83**, 10E115 (2012).
13. D. S. Clark, C. R. Weber, J. L. Milovich et al., *Phys. Plasmas* **23**, 056302 (2016).
14. C. R. Weber, D. T. Casey, D. S. Clark et al., *Phys. Plasmas* **24**, 056302 (2017).
15. O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey et al., *Phys. Plasmas* **21**, 056314 (2014).
16. H. F. Robey, L. Berzak Hopkins, J. L. Milovich, and N. B. Meezan, *Phys. Plasmas* **21**, 012711 (2018).
17. J. D. Lindl, P. Amendt, R. L. Berger et al., *Phys. Plasmas* **11**, 339 (2004).
18. В. Б. Розанов, Г. А. Вергунова, *ЖЭТФ* **148**, 857 (2015).
19. В. Б. Розанов, Г. А. Вергунова, *ЖЭТФ* **151**, 210 (2017).
20. G. A. Vergunova and V. B. Rozanov, *Laser Part. Beams* **17**, 579 (1999).
21. А. Ф. Никифоров, В. Г. Новиков, В. Б. Уваров, *Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы*, Физматлит, Москва (2000).
22. A. J. MacKinnon, N. B. Meezan, J. S. Ross et al., *Phys. Plasmas* **21**, 056318 (2014).
23. J. L. Kline, S. A. Yi, A. N. Simakov, R. E. Olson et al., *Phys. Plasmas* **23**, 056310 (2016).