



РФЯЦ-ВНИИТФ
РОСАТОМ

К вопросу о возможности термоядерного зажигания мишеней прямого облучения на мегаджоульных установках с длиной волны лазерного излучения 0.35 мкм и 0.53 мкм

Доклад на XVI Международной конференции «Забабахинские научные чтения»
(29 мая – 2 июня 2023, Снежинск).

**В.А. Лыков, Е.С. Бакуркина, Д.В. Борецких, Д.В. Дембовский, Н.Г. Карлыханов,
Г.Н. Рыкованов, Л.В. Соколов, В.Е. Черняков, А.Н. Шушлебин**

МОТИВАЦИЯ

В экспериментах на установке NIF (США) с мишенями непрямого облучения получен выход термоядерной энергии $E_{\text{ТЯ}} \approx 3.1$ МДж при энергии лазера $E_L = 2.0$ МДж [1].

Возможность термоядерного зажигания мишеней прямого облучения еще предстоит выяснить. Считается [2], что в отличие от мишеней непрямого облучения такие мишени смогут обеспечить высокий коэффициент усиления по энергии $K = E_{\text{ТЯ}} / E_{\text{ЛАЗ}} \approx 50$, который необходим для создания т.я. реактора на основе ЛТС [3].

Основными проблемами при этом подходе являются [2]:

- прогрев мишени быстрыми электронами, возникающими при взаимодействии мощного лазерного излучения с плазмой;
- развитие гидродинамических неустойчивостей и перемешивания при сжатии мишеней.

Эти физические процессы препятствуют достижению сжатия DT-топлива до плотностей, необходимых для осуществления термоядерного зажигания мишеней.

[1] Breanna Bishop, National Ignition Facility achieves fusion ignition, Dec. 13, 2022, www.llnl.gov

[2] Craxton R.S., Anderson K.S., Boehly T.R., et al., Phys. Plasmas. –2015. – Vol. 22, 110501.

[3] Л.П. Феоктистов, Е.Н. Аврорин, и др. Квантовая электроника, том 5, 2, 1978, стр. 349-358.

Введение

1. Основные процессы при взаимодействии лазерного излучения с мишенями ИТС.
2. Физические модели и компьютерные программы РФЯЦ-ВНИИТФ, которые использовались для моделирования ИТС – мишеней.
3. Верификация моделей генерации и спектрального переноса быстрых электронов по программе ЭРА с использованием новых данных по прямому облучению мишеней на установке NIF.
4. Результаты одномерных расчетов мишеней прямого облучения при учете спектрального переноса быстрых электронов с анизотропным источником.

Заключение

PS Результаты новых двумерных расчетов мишеней прямого облучения, проведенных по комплексам ТИГР-3Т и ОМЕГА-3Т, были представлены 29-30 мая 2023г. в стендовом докладе Д.В. Дембовского и др. на XVI Международной конференции «Забабахинские научные чтения» (секция 1С).

ВВЕДЕНИЕ

Лучевая прочность оптики для излучения 2-ой гармоники Nd-лазера ($\lambda=0,53$ мкм) в $\sim 2,5$ раза выше, чем для 3-ей гармоники ($\lambda=0,35$ мкм). Кроме того, преобразование основной частоты Nd-лазера во 2-ую гармонику можно производить вне мишенной камеры. Это позволяет сделать мегаджоульный лазер [1] на 2-ой гармонике дешевле, эффективней и более удобным в эксплуатации, чем лазер NIF, работающий на 3-ей гармонике Nd-лазера.

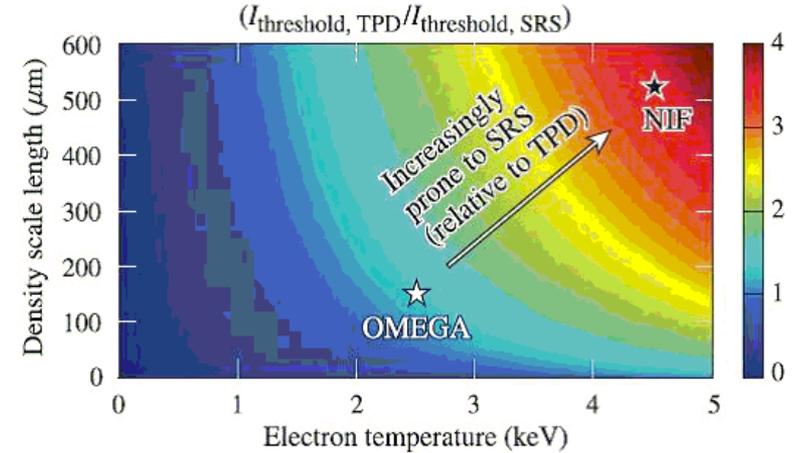
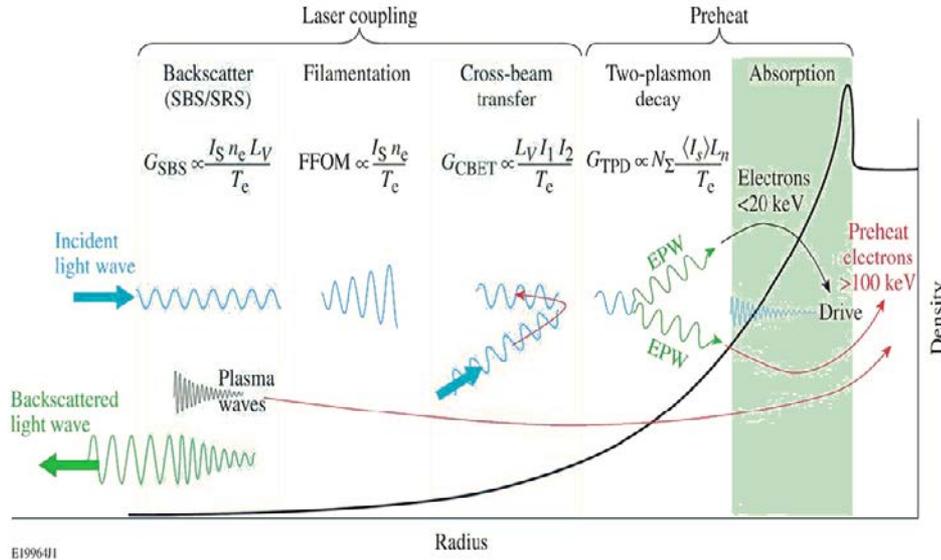
Однако, при увеличении длины волны лазерного излучения усиливается роль нелинейных процессов при взаимодействии лазерного излучения с плазмой, приводящих к рассеянию лазерного излучения и генерации быстрых электронов (БЭ) в процессах вынужденного Рамановского рассеяния (ВРР) и двухплазмонного распада (ДПР). Быстрые электроны проникают вглубь мишени и вызывают ее предварительный разогрев, что препятствует достижению сжатия DT-топлива до плотностей, необходимых для термоядерного зажигания мишени.

В развитие работы [2] в докладе представлены результаты новых расчетов, проведенных с использованием уточненных физических моделей и математических программ с целью изучения возможности достижения термоядерного зажигания мишеней прямого облучения на мегаджоульных установках с длиной волны лазерного излучения $\lambda=0.35$ мкм и $\lambda=0.53$ мкм.

[1] С.Г. Гаранин. УФН, **181**, 434 (2011).

[2] Е.С. Бакуркина и др., Ядерная физика и инжиниринг **10** (3), 271–284 (2019).

Основные процессы при взаимодействии лазерного излучения с мишенями ИТС



Профиль плотности и процессы, сопровождающие взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой в короне мишеней прямого облучения [1].

Отношение порогов ДПР и ВРР как функция температуры электронов и размера неоднородности плазмы. Условия опытов на установках NIF (OMEGA) представлены темными (светлыми) звездочками.

Компьютерные программы РФЯЦ-ВНИИТФ, которые использовались для моделирования ИТС - мишеней

Название программы	ЭРА	ТИГР-3Т+ОМЕГА-3Т
Число измерений	1D	2D
2-х темпер. ГД	+	+
Перенос излучения	спектр. кин.	$T_{\text{фот}}$, дифф.
Теплопроводность	e, i	e, i
Турб. перемешивание	$k\varepsilon$	$k\varepsilon$
т.я. реакции, перенос α -частиц и нейтронов	+	+
Поглощение лаз. изл.	+	+/-
Генерация и перенос быстрых электронов	спектр. кин., УДС, ССЭП	-
Учёт ВРМБ, ВРР, ДПР	+	-

Используются табличные УРС и пробеги излучения, рассчитанные по модели RESEOS [1].

В программе ЭРА используется $k\varepsilon$ - модель турбулентного перемешивания [2], в программах ТИГР-3Т и ОМЕГА-3Т реализована двумерная $k\varepsilon$ - модель турбулентного перемешивания [3].

[1] Ovechkin A.A., Loboda P.A., Novikov V.G. et al. HEDP, **1** (13), 20 – 33 (2014)

[2] В.Е. Неуважаев. Мат. моделирование турбулентного перемешивания. РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, 2007

[3] М.И. Авраменко, О $k\varepsilon$ -модели турбулентного перемешивания. РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, 2010.

Модель поглощения лазерного излучения с учетом генерации быстрых электронов в процессах ДПР и ВРР



В РФЯЦ-ВНИИТФ на основе опубликованных работ [1,2] разработана и в одномерных программах радиационной газовой динамики реализована модель [3] поглощения лазерного излучения с учетом генерации быстрых электронов (БЭ) в процессах двухплазмонного распада (ДПР) и вынужденного Рамановского рассеяния (ВРР).

В дополнение к малогрупповой модели [4] переноса БЭ в программе ЭРА согласно модели [5] реализована новая методика решения спектрального кинетического уравнения переноса для БЭ в Лагранжевых координатах с учетом Кулоновского замедления и рассеяния БЭ, а также с учетом движения среды, самосогласованных электрических полей и обратных токов. При этом введен учет анизотропии источников БЭ.

Заново проведена верификация физических моделей и математических программ с использованием новых экспериментальных данных, полученных на установке NIF.

С использованием новых моделей были повторены расчеты мишеней прямого облучения для установок УФЛ-2М и NIF, которые ранее были опубликованы в [3].

[1] S. X. Hu, et al, Physics of Plasmas 20, 032704 (2013).

[2] A. Colaïtis, et al, Physical Review E 92, 041101(R) (2015).

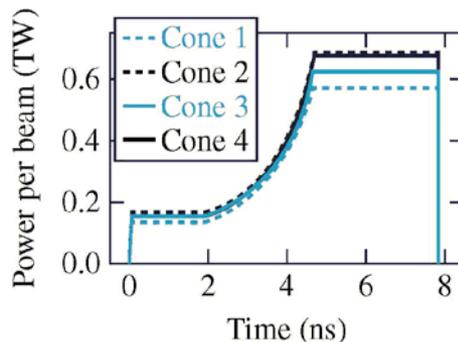
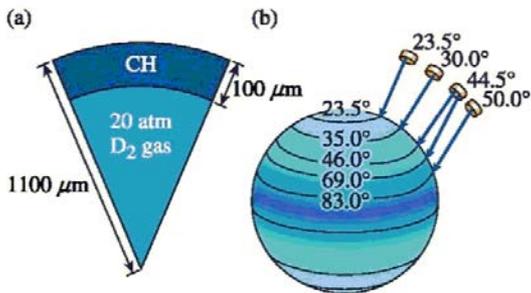
[3] К.С. Бакуркина, Н. Г. Карлыханов, В. А. Лыков, Г. Н. Рыкованов, И. А. Химич и В. Е. Черняков, Ядерная физика и инжиниринг 10 (3), 271–284 (2019).

[4] Е.Н. Аврорин, А.И. Зуев, Ю.Н. Лазарев, В.А. Лыков, Н.П. Ситников, О.С. Широковская, ВАНТ. Методики и программы численного решения задач мат. физики, вып. 2, стр. 10 (1985).

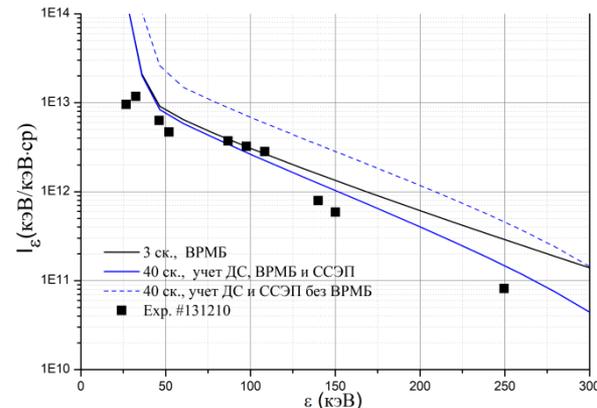
[5] В.А. Лыков, О.С. Широковская. ВАНТ. Методики и программы численного решения задач математической физики, вып. 3, стр. 73-78 (1988).

**Верификация моделей генерации и спектрального переноса
быстрых электронов по программе ЭРА с использованием
новых данных по прямому облучению мишеней на установке NIF**

Верификация программы ЭРА с использованием данных по прямому облучению сферической мишени на установке NIF



Мощности от времени для каждого лазерного конуса в опыте # 131210 на NIF.
Пиковая мощность импульса 130 ТВт, энергия 609 кДж [1].

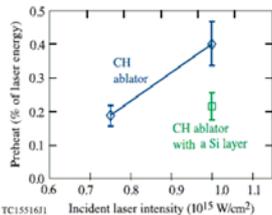
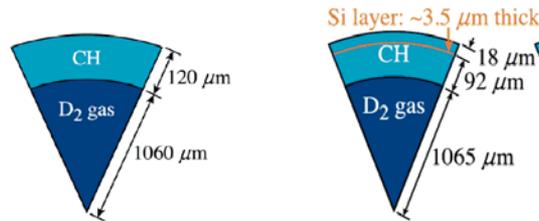
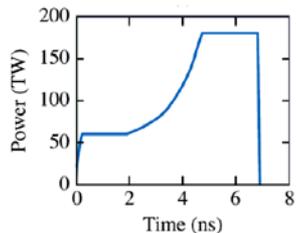


Спектр РИ в опыте [1] на NIF и в расчетах ЭРА для Гауссовых лазерных пучков с учетом и без учета ВРМБ, с переносом БЭ в 3-х групповом и 40-скоростном приближениях по моделям [2,3]. Генерация БЭ в конусе с углом раствора 90°. Постановка расчетов как в [4].

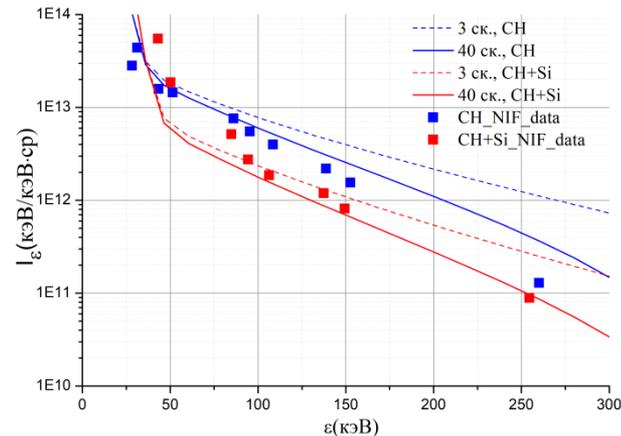
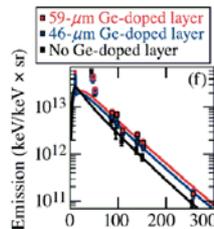
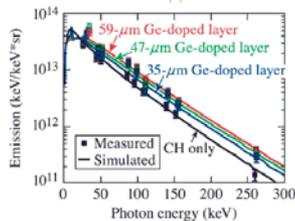
Поглощение ЛИ в процессах (% энергии лазера): $A_{qc}=0,64\%$; $A_{SRS}=0,04\%$; $A_t=71\%$;
Экспериментальная температура и энергия БЭ $T_H=46\pm 2$ кэВ и $E_H=2,5\pm 0,3$ кДж соответственно.

- [1] M. Hohenberger, et al, Phys. Plasmas **22**, 056308 (2015).
 [2] Е.Н. Аврорин и др. ВАНТ. Методики и программы, вып. 2, 10 (1985).
 [3] В.А. Лыков и О.С. Широковская. ВАНТ. Методики и программы, вып. 3, 73-78 (1988).
 [4] Е.С. Бакуркина и др., Ядерная физика и инжиниринг **10** (3), 271–284 (2019).

Верификация моделей генерации и спектрального переноса быстрых электронов по программе ЭРА с использованием новых данных по прямому облучению мишеней на установке NIF



TC1551621



Разогрев неиспаренной части мишени в % от энергии лазера, равной 720 кДж [1]

Мишень	CH	CH+Si
Эксперимент	0,4±0,05	0,22±0,03
Расчет ЭРА	0,3	0,14

Спектры РИ в опытах [1] и в расчетах ЭРА для супер-Гауссовых лазерных пучков с учетом ВРМБ, БЭ в 3-х групповом и 40-скоростном приближениях по модели [2]. Генерация БЭ в конусе с углом раствора 90°. Поглощение ЛИ в процессах (в % от энергии лазера):
 1) CH: $A_{qc}=0,82\%$; $A_{SRS}=0,33\%$; $A_t=69\%$;
 2) CH+Si: $A_{qc}=0,34\%$; $A_{SRS}=0,13\%$; $A_t=72\%$;

[1] A.A. Solodov, et al., Phys. Rev. E **106**,055204 (2022).

[2] В.А. Лыков и О.С. Широковская. ВАНТ. Методики и программы, вып. 3, стр. 73-78 (1988).

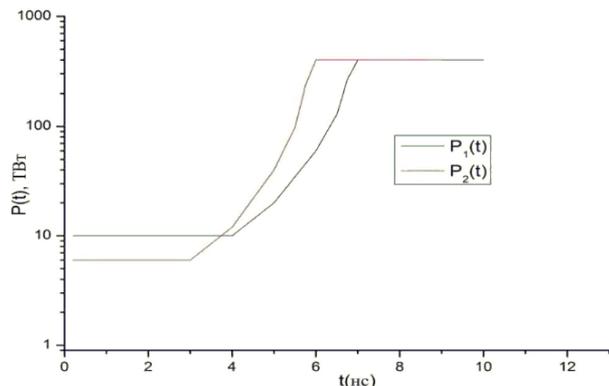


Результаты 1D-расчетов мишеней прямого облучения при учете спектрального кинетического переноса быстрых электронов с анизотропным источником.

Моделирование мишени прямого облучения для мегаджоульных лазерных установок по программе ЭРА

В работе [1] предложена мишень прямого облучения для зажигания на лазерной установке с энергией ~ 2 МДж и длиной волны излучения $\lambda = 0,53$ мкм.

$\Delta R/R$	9,5%	2,1%	
DT	DT	CH	
0,0006 г/см ³	0,25 г/см ³	1,05 г/см ³	
R(мм)	1,414	1,563	1,597



Мощность лазерного излучения от времени:
 $P_1(t)$ – из работы [1], $P_2(t)$ – исправленная.

Условия облучения:

- Энергия лазера – 2,5 МДж;
- 48 лазерных пучков;
- оптика F/8;
- фокусировки – на 1,6 - 2,0 мм за мишень;
- размер фокального пятна 400 мкм.

Учитываемые процессы:

- 2-х температурная газовая динамика;
- электронная теплопроводность с ограничением потока ($f=0,15$);
- спектральный кинетический перенос излучения (45 групп по ϵ и 16 групп по μ);
- поглощение и отражение лазерного излучения, генерация и перенос энергии БЭ в 3-х групповом и 150-групповом приближении с анизотропным источником .

Результаты расчетов по программе ЭРА мишени [1] с учетом генерации и переноса быстрых электронов для лазера с $\lambda=0,53$ мкм и $E_L=2,5$ МДж



Быстрые электроны	ВРМБ	ДПР	ВРР	E_a МДж	$E_{БЭ}/E_a$ %	W_Q	$E_{ТЯ}$ МДж	$E_{ТЯ}^*$ МДж
150 групп по V, 16 углов по μ Учет давления БЭ, эл. полей,...	нет	нет	нет	1,88	-	2,1	0,70	42
	нет	да	да	1,86	3,6	0,22	0,08	-
	нет	нет	да	1,88	2,0	0,43	0,15	-
3-х групповое, 16 углов по μ	нет	нет	да	1,89	2,7	0,30	0,12	0,18

ВРМБ – учет вынужденного рассеяния Манделъштама - Бриллюэна;

ДПР- учет быстрых электронов за счет двухплазмонного распада;

ВРР- учет быстрых электронов при вынужденном Рамановском рассеянии;

E_a - поглощенная мишенью энергия ЛИ;

$E_{БЭ}/E_a$ – отношение разогрева мишени быстрыми электронами к энергии лазера;

W_Q – запас по зажиганию мишени на момент максимального сжатия;

$E_{ТЯ}$ и $E_{ТЯ}^*$ - выход термоядерной энергии без и с учетом саморазогрева ДТ-топлива.

Учет только ВРР приводит к снижению запасов по зажиганию в ~ 5 раз до $W_Q \approx 0,4$.

Результаты расчетов по программе ЭРА мишени [1] с учетом генерации и переноса быстрых электронов для лазера с $\lambda=0,35$ мкм и $E_L=1,5$ МДж



Быстрые электроны	ВРМБ	ДПР	ВРР	E_a МДж	$E_{БЭ}/E_a$ %	W_Q	$E_{ТЯ}$ МДж	$E_{ТЯ}^*$ МДж
150 групп по V, 16 углов по μ Учет давления БЭ, эл. полей,...	нет	нет	нет	1,45	0	2,05	0,81	48
	нет	нет	да	1,44	1,3	1,02	0,33	5,6
3-х групповое 16 углов по μ	нет	нет	да	1,44	1,7	0,82	0,28	1,6

ВРМБ – учет вынужденного рассеяния Мандельштама - Бриллюэна;

ДПР- учет быстрых электронов за счет двухплазмонного распада;

ВРР- учет быстрых электронов при вынужденном Рамановском рассеянии;

E_a - поглощенная мишенью энергия ЛИ;

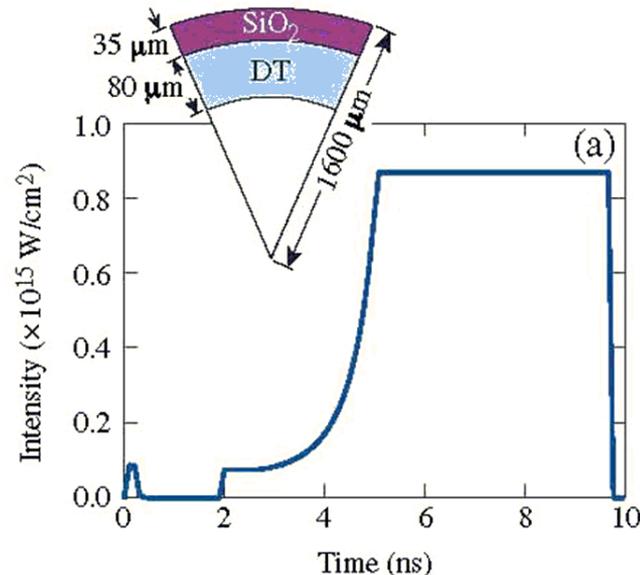
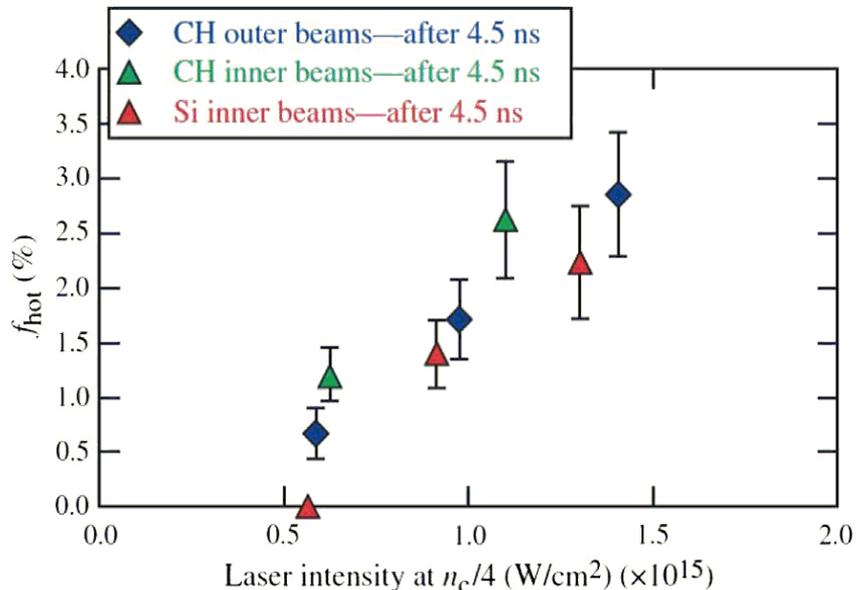
$E_{БЭ}/E_a$ – отношение разогрева мишени быстрыми электронами к энергии лазера;

W_Q – запас по зажиганию мишени на момент максимального сжатия;

$E_{ТЯ}$ и $E_{ТЯ}^*$ - выход термоядерной энергии без и с учетом саморазогрева ДТ-топлива.

Учет только ВРР приводит к снижению запасов по зажиганию в ~ 2 раза до $W_Q \approx 1$.

Увеличение $\langle Z^2 \rangle / \langle Z \rangle$ вещества аблятора – один из путей нивелирования генерации быстрых электронов



Коэффициент конверсии лазерного излучения в быстрые электроны как функция лазерной интенсивности I_{qc} в экспериментах на NIF с разными материалами абляторов.

M. Rosenberg et al. Phys. Rev. Lett. 120, 055001 (2018).

Мишень с SiO_2 -оболочкой и лазерный импульс.

V. A. Smalyuk, et al, PRL 104, 165002 (2010)

Результаты 1D- расчетов запасов по зажиганию криогенных мишеней прямого облучения с CH и SiO₂ оболочками



Запасы по зажиганию W_Q только с учетом генерации БЭ в процессе ВРР. Предполагается, что ВРМБ (СВЕТ) и ДПР можно будет подавить уширением спектра линий генерации ЛИ. В скобках указаны запасы W_Q без учета БЭ.

ЛАЗЕР	Мишень с CH - аблятором	Мишень с SiO ₂ - аблятором	Криогенная мишень непрямого облучения
$\lambda=0,53$ мкм $E_L=2,5$ МДж	0,4 (2,1)	0,8 (1,7)	?
$\lambda=0,35$ мкм $E_L=2,0$ МДж	1,0 (2,1)	1,4 (1,9)	1D-расчет: $W_Q \sim 1,5$; $E_{ТЯ} \approx 10$ МДж Эксперимент: $E_{ТЯ} \approx 3,1$ МДж [1]

Без учета ВРМБ и БЭ запасы по зажиганию мишеней $W_Q \sim 2-3$ для обеих установок.

При учете БЭ запасы $W_Q < 1$ для мишени с CH-оболочкой для обеих установок.

Мишень с SiO₂-аблятором при учете ВРМБ и БЭ имеет $W_Q > 1$ при $E_L = 2,0$ МДж и $\lambda = 0,35$ мкм.

Даже для $E_L = 2,0$ МДж и $\lambda = 0,35$ мкм запасы по зажиганию малы – для ориентира справа приводятся результаты расчетов ЭРА и эксперимента на NIF, проведенного 05.12.22.

Разработанные модели откалиброваны на экспериментах, проведенных на установках OMEGA и NIF, которые работают на 3-ей гармонике Nd-лазера.

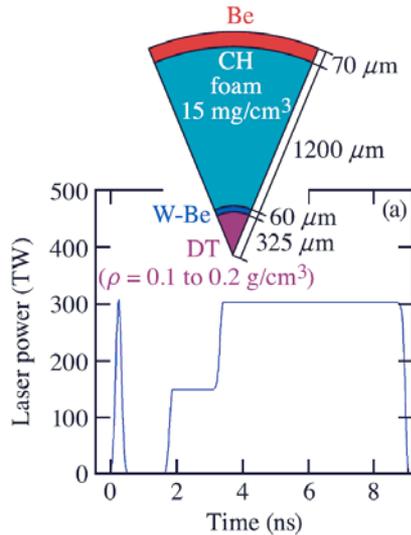
Для проверки физических моделей необходимы эксперименты на мощных лазерных установках с длиной волны излучения $\lambda = 0,53$ мкм.

[1] Breanna Bishop, National Ignition Facility achieves fusion ignition, Dec. 13, 2022, www.llnl.gov



**Расчеты двухкаскадных мишеней для мегаджоульных
установок с длиной волны лазерного излучения
 $\lambda=0,35$ мкм и $\lambda=0,53$ мкм**

Двухкаскадная мишень прямого облучения для изучения термоядерного зажигания на лазерной установке NIF [1]



Мишень и лазерный импульс с энергией $E_L = 1.9$ МДж и длиной волны излучения $\lambda = 0.35$ мкм [1]

Результаты расчетов по 1D-программе радиационной газовой динамики LILAC [1] без учета генерации быстрых электронов

Параметр	N_{DT} 10^{18}	$\langle \rho R_{DT} \rangle$ г/см ²	$\langle \rho R_{об} \rangle$ г/см ²	$\langle T_i \rangle$ кэВ	$\langle T_i \rangle_\alpha$ кэВ	$\langle P \rangle$ Тбар
Расчет [1]	2,1	0,61	3,8	2,9	31	4,5

N_{DT} – выход нейтронов DT-реакции;
 $\langle \rho R_{DT} \rangle$ и $\langle \rho R_{об} \rangle$ – максимальные оптические толщины DT-топлива и внутренней оболочки;
 $\langle T_i \rangle$ и $\langle T_i \rangle_\alpha$ – максимальные температуры ионов в расчетах без и с учетом разогрева DT-топлива α – частицами DT-реакции;
 $\langle P \rangle$ – максимальное давление в DT-топливе при т.я. горении.

Доля поглощенной лазерной энергии $A_T \sim 70\%$ при учете процесса CBET (Cross beam energy transfer – передачи энергии в пересекающихся пучках)

Расчеты двухкаскадной мишени прямого облучения для установки с длиной волны лазерного излучения 0,35 мкм

Область	1	2	3	4	5	6	
R_i (мкм)	0	325	330	370	390	1585	1655
Вещество	DT	Be	Au	Be	CH	Be	
ρ (г/см ³)	0,20	1,8	19,6	1,8	0,03	1,8	

Схема мишени

Условия облучения:

- энергия лазера: 1,9 МДж;
длина волны $\lambda=0,35$ мкм;
- 48 лазерных пучков;
- оптика F/8;
- фокусировка: 2,5 мм за мишень;
- Фокальное пятно: 400 мкм.

Учитываемые процессы:

- 2-х температурная газовая динамика;
- электронная теплопроводность с ограничением потока ($f=0,15$);
- спектральный кинетический перенос излучения (110 групп по ϵ и 16 групп по μ);
- поглощение и отражение лазерного излучения, генерация быстрых электронов;
- перенос быстрых электронов 3-х групповом и 45-скоростном приближении по моделям [1,2] с анизотропным источником.

[1] Е.Н. Аврорин, А.И. Зуев, Ю.Н. Лазарев, В.А. Лыков, Н.П. Ситников, О.С. Широковская, ВАНТ. Методики и программы численного решения задач мат. физики, вып. 2, стр. 10 (1985).

[2] В.А. Лыков, О.С. Широковская. ВАНТ. Методики и программы численного решения задач математической физики, вып. 3, стр. 73-78 (1988).

Расчеты двухкаскадной мишени прямого облучения при энергии лазера $E_L=1,9$ МДж с длиной волны $\lambda=0,35$ мкм

п.п.	$N_{гр}$	ξ_B	f_{TPD}	f_{SRS}	A_t	A_{TPD} T_{TPD}	A_{SRS} T_{SRS}	E_{Au} E_{Fe}	t_{max} ρ_{max}	$\langle T_i \rangle$ кэВ	ρR_{DT} г/см ²	$\rho R_{об}$ г/см ²	W_Q	$E_{TЯ}$ кДж	$\hat{E}_{TЯ}$ МДж	$\langle T_i \rangle_\alpha$ кэВ	η_T %	N_{DT} 10^{18}
1	-	0	0	0	95	-	-	-	9,72 340	4,2	0,91	4,9	6,7	340	4,5	67	48	1,6
2	45	1,0	1,0	1,0	73	1,1 110	0,67 49	0,42 24	10,6 113	2,3	0,43	2,3	0,94	17	0,04	2,9	0,4	,014
3	3	1,0	1,0	1,0	73	1,1 110	0,67 49	0,85 26	10,6 122	2,3	0,45	2,4	0,95	16	0,04	2,9	0,4	,014
4	45	0	0	1,0	93	0 -	1,7 60	0,23 36	9,78 226	3,3	0,69	3,6	3,3	104	4,1	52	43	1,5
5	3	0	0	1,0	93	0 -	1,7 60	0,26 27	9,78 263	3,2	0,77	3,9	3,5	104	4,2	59	45	1,5

$N_{гр}$ – число групп БЭ; ξ_B , f_{TPD} и f_{SRS} – множители в формулах, отвечающих за ВРМБ, ДПР и ВРР; A_t , A_{TPD} и A_{SRS} – доля лазерной энергии (%), поглощенной за счет обратно-тормозного, ДПР и ВРР процессов соответственно; T_{TPD} и T_{SRS} (кэВ) – характерные температуры БЭ от ДПР и ВРР; E_{Au} и E_{Fe} (кДж) – разогревы Au-оболочки и всей мишени от БЭ; t_{max} (нс), ρ_{max} (г/см³) и $\langle T_i \rangle$ – момент макс. сжатия DT-топлива, максимальные плотности и температуры ионов DT-топлива в расчете без т.я. реакций; ρR_{DT} и $\rho R_{об}$ – максимальные оптические толщины DT-топлива и оболочки; W_Q – запас по зажиганию с учетом потерь на излучение и теплопроводность на момент t_{max} ; $E_{TЯ}$ и $\hat{E}_{TЯ}$ – выход т.я. энергии в расчетах без и с учетом т.я. реакций; $\langle T_i \rangle_\alpha$ – максимальная температура ионов при т.я. горении; η_T – выгорание трития; N_{DT} – выход DT-нейтронов.

Даже при учете только ВРР запасы W_Q снижаются в ~ 2 раза до $W_Q \approx 3,5$, в основном, за счет E_{Au} .

Расчеты двухкаскадной мишени прямого облучения при энергии лазера $E_L=2,5$ МДж с длиной волны $\lambda=0,53$ мкм

п.п.	$N_{гр}$	ξ_B	f_{TPD}	f_{SRS}	A_t	A_{TPD} T_{TPD}	A_{SRS} T_{SRS}	E_{Au} E_{Fe}	t_{max} ρ_{max}	$\langle T_i \rangle$ кэВ	ρR_{DT} г/см ²	$\rho R_{об}$ г/см ²	W_Q	$E_{TЯ}$ кДж	$\hat{E}_{TЯ}$ МДж	$\langle T_i \rangle_\alpha$ кэВ	η_T %	N_{DT} 10^{18}
1	-	0	0	0	81	-	-	-	10,1 359	4,2	0,94	4,8	6,7	340	4,8	67	48	1,7
2	45	0	0	1,0	77	0 -	4,0 65	0,61 86	10,3 117	2,3	0,43	2,3	1,0	19	0,05	3,1	0,13	0,02
3	3	0	0	1,0	76	0 -	3,9 64	0,34 91	10,5 208	2,2	0,66	3,4	1,3	21	0,34	6,4	3,4	0,12

$N_{гр}$ – число групп БЭ; ξ_B , f_{TPD} и f_{SRS} – множители в формулах, отвечающих за ВРМБ, ДПР и ВРР; A_t , A_{TPD} и A_{SRS} – доля лазерной энергии (%), поглощенной за счет обратно-тормозного, ДПР и ВРР процессов соответственно; T_{TPD} и T_{SRS} (кэВ) – характерные температуры БЭ от ДПР и ВРР; E_{Au} и E_{Fe} (кДж) – разогревы **Ау-оболочки и всей мишени от БЭ**; t_{max} (нс), ρ_{max} (г/см³) и $\langle T_i \rangle$ – момент макс. сжатия DT-топлива, максимальные плотности и температуры ионов DT-топлива в расчете без т.я. реакций; ρR_{DT} и $\rho R_{об}$ – максимальные оптические толщины DT-топлива и оболочки; W_Q – **запас по зажиганию с учетом потерь на излучение и теплопроводность на момент t_{max}** ; $E_{TЯ}$ и $\hat{E}_{TЯ}$ – выход т.я. энергии в расчетах без и с учетом т.я. реакций; $\langle T_i \rangle_\alpha$ – максимальная температура ионов при т.я. горении; η_T – выгорание трития; N_{DT} – выход DT-нейтронов.

Даже при учете только ВРР запасы W_Q снижаются в ~ 5 раз до неприемлемого уровня $W_Q \approx 1$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты, проведенные с новыми моделями генерации и переноса энергии быстрыми электронами (БЭ), которые были верифицированы на новых экспериментальных данных, подтвердили ранее сделанные выводы [1]:

1. Генерация БЭ в процессах двухплазмонного распада (ДПР) и вынужденного Рамановского рассеяния (ВРР) катастрофически снижает запасы по зажиганию мишеней прямого облучения для установки с длиной волны лазерного излучения $\lambda = 0,53$ мкм.
2. Одномерные запасы W_Q по зажиганию мишеней прямого облучения возрастают в ~ 3 раза при переходе со 2-ой на 3-ю гармонику излучения Nd-лазера.
3. Использование аблятора из стекла и 3-ей гармоники Nd-лазера позволяет частично нивелировать проблему БЭ. Однако одномерные запасы по зажиганию W_Q недостаточны даже в этом случае. Необходимо продолжить оптимизацию такой мишени.
4. Двухкаскадная мишень также требует использования лазерного излучения с $\lambda = 0,35$ мкм. Но и в этом случае учет прогрева мишени БЭ от ВРР снижает W_Q в ~ 2 раза до $W_Q \approx 3$.
5. Практическая осуществимость зажигания мишеней прямого облучения на мегаджоульных установках с $\lambda=0,35$ мкм будет зависеть от возможности достижения необходимой симметрии сжатия и точности изготовления мишени - вопросы, которые требуют детального изучения.

[1] Е. С. Бакуркина, Н. Г. Карлыханов, В. А. Лыков, Г. Н. Рыкованов, И. А. Химич и В. Е. Черняков, Расчеты мишеней прямого облучения для мегаджоульных установок с излучением во 2-ой и 3-ей гармониках Nd-лазера. Ядерная физика и инжиниринг, том 10, № 3, с. 271–284, 2019.



РФЯЦ-ВНИИТФ
РОСАТОМ

Моделирование развития гидродинамических неустойчивостей и перемешивания в лазерных мишенях прямого облучения по комплексам ТИГР-3Т и ОМЕГА-3Т

Стендовый доклад на XVI Международной конференции
«Забабахинские научные чтения» (29 мая – 2 июня 2022, Снежинск).

Д.В. Дембовский, В.А. Лыков, Л.В. Соколов, Д.В. Химич, А.Н. Шушлебин

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ