# Моделирование нелокального электронного теплопереноса в одномерных расчетах мишеней прямого облучения

Н.Г. Карлыханов и В.А. Лыков

e-mail: n.g.karlykhanov@vniitf.ru

РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е.И.Забабахина, Снежинск, Россия

Проблема описания переноса энергии тепловыми электронами в мишенях ИТС возникает в связи с тем, что лазерное излучение поглощается в малоплотной, высокотемпературной плазменной короне, размер которой сопоставим с пробегом тепловых электронов. Следовательно, нарушается условие применимости приближения электронной теплопроводности. Поэтому при проведении расчетов мишеней ИТС вплоть до настоящего времени, часто используется ограничение электронной теплопроводности предельным потоком  $q_e^* = f \cdot n_e T_e (T_e/m_e)^{1/2}$ , где  $T_e$  и  $n_e$ - температура и концентрация электронов,  $f \approx 0.06$ -0,15 - эмпирический коэффициент. Для учета кинетических эффектов в одномерной программе радиационной газовой динамики ЭРА реализована модель нелокального электронного теплопереноса, ранее опубликованная сотрудниками ФИ РАН. Проведена верификация модели на основе сравнения с расчетами других авторов и с результатами экспериментов с газонаполненными оболочками, выполненными на лазерной установке ОМЕGА. Представлены результаты расчетов, проведенных по программе ЭРА с целью изучения возможного влияния нелокального электронного теплопереноса на сжатие и горение мишеней прямого облучения для мегаджоульных лазерных установок с излучением во 2-ой и 3-ей гармониках Nd-лазера.

#### Введение

Существенным моментом при моделировании мишеней ИТС является необходимость учета нелокальности электронного теплопереноса, когда пробеги ( $\lambda_e$ ) электронов со скоростью  $v_e \approx (3-5)\sqrt{T_e/m_e}$  становятся сравнимы с характерной длиной, обусловленной градиентом электронной температуры  $L_T \approx (d \ln T_e/dx)^{-1}$ . Традиционный учет этого эффекта заключается в использовании, так называемого, ограничения электронной теплопроводности (см., например, обзор [1]), когда Спитцеровский тепловой поток ( $q_e = -\kappa_e \nabla T_e$ ) ограничивается предельным потоком:

$$q_e^* = f n_e T_e \sqrt{T_e / m_e} , \qquad (0.1)$$

где f-эмпирический коэффициент, который зависит от отношения  $L_T / \lambda_e$ , т.е. от параметров «лазерной» короны и равен  $f \approx 0,06 - 0,15$  [1].

При этом используют одну из двух формул ограничения электронной тепловодности.

Модель " sharp cutoff" –резкий переход к предельному потоку [2]:

$$\tilde{q}_e = q_e$$
 если  $q_e < q_e^*$  и  $\tilde{q}_e = q_e^*$  если  $q_e > q_e^*$ . (0.2)  
Модель среднегеометрического осреднения потоков [2]:

1

$$\tilde{q}_{e} = \frac{q_{e}q_{e}^{*}}{q_{e}^{*} + |q_{e}|}.$$
(0.3)

Как показано в работе [2] для приближенного учета нелокальности электронного теплопереноса при использовании формулы (0.3) нужно задавать эмпирический коэффициент f в  $\sim 2$  раза больше, чем при использовании формулы (0.2).

В настоящее время установлено, что точность приближения (0.1) невелика и единого коэффициента f для всех условий не существует. Поэтому, если нет возможности использовать уравнение Ландау, необходимо применять другие приближенные модели электронного теплопереноса, более точные, чем приближение ограничения предельным потоком. Обзор работ по нелокальному переносу тепла электронами в плазме можно найти в обзорах [3, 4], включая модели ограничения электронного теплопереноса за счет ионнозвуковой турбулентности плазмы. Одна из таких моделей, предложенная в работе [5], была реализована в программе ЭРА [6].

Целью настоящей работы явилось тестирование модели нелокального электронного теплопереноса [5] на основе сравнения с расчетами других авторов и с результатами экспериментов с газонаполненными оболочками, выполненными на лазерной установке ОМЕGА [7], а также изучение возможного влияния нелокального электронного теплопереноса на сжатие и горение мишеней прямого облучения для мегаджоульных лазерных установок с излучением во 2-ой и 3-ей гармониках Nd-лазера.

#### 1. Модель нелокального теплопереноса.

В программе ЭРА реализована модель нелокального электронного теплопереноса из работы [5]. А именно, для приближенного учета нелокального переноса энергии тепловыми электронами Спитцеровский электронный поток тепла заменяется на интегральную свертку этого потока с функцией Грина по всему пространству:

$$q_{e,NL}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} q_{SH}(x) G(x,x) dx, \qquad (0.4)$$

где:  $G(x,x) = \frac{\zeta(\eta(x))}{\pi a_e \lambda_e(x)}$ ,  $\xi(\eta) = \int_0^\infty dp \frac{\cos(\eta p)}{1+p^{0.9}}$ ,  $\eta = |x-x|/a_e \lambda_e(x)$ .

В (0.4) эффективный пробег электронов равен:

$$\lambda_e = \sqrt{\langle Z \rangle^2 / Z} \cdot \lambda_{ei}, \quad \lambda_{ei} = \frac{3T_e^2 \langle Z \rangle}{4\sqrt{2\pi} \langle Z^2 \rangle n_e e^4 \Lambda_{ei}}, \quad (0.5)$$

а величина  $a_e = a_{e0} \frac{\langle Z^2 \rangle + 5 \langle Z \rangle}{\langle Z^2 \rangle + 12 \langle Z \rangle}$ ,  $a_{e0} \approx 10$ .

Выражение для функции G(x, x) получено аппроксимацией аналитических результатов расчетов нелокальной электронной теплопроводности [8, 9], полученных в линейном приближении из решения уравнений Ландау. Очевидно, что выражение (0.4) для переходит в Спитцеровский поток q<sub>SH</sub>, когда выполняются условиях применимости  $q_{e,NL}$ приближения электронной теплопроводности, т.е. при  $\lambda_e \ll L_T$ .

#### Тестовая задача № 1

В работе [10] было опубликовано сравнение решений, полученных по приближенной модели нелокального теплопереноса "SNB", предложенной в работе [11], с решениями уравнений Власова-Фоккера-Планка (VFP) [12] на примере нескольких модельных задач.

В качестве первого теста рассматривалась простая нелинейная задача о тепловом бассейне [10]. В этой задаче был задан начальный профиль электронной температуры в следующем виде:

$$T_{e}(x,t=0) = \begin{cases} 1\kappa \ni B \ npu \ 0 < x < 4,0; \\ \text{меняется линейно от 1 кэB до 0,1 кэB npu 4,0 < x < 5,0; } \\ 0,1 \kappa \ni B \ npu \ 5,0 < x < 7,0; \end{cases}$$

На правой и левой границах поток тепла равен нулю ( $\partial T/\partial x=0$ ).

В этой задаче электронная концентрация и средний заряд ионов не зависели от времени и были равны  $n_e=2,47\cdot10^{20}$  см<sup>3</sup> и Z\*=50, а кулоновский логарифм был фиксирован и равен log $\Lambda$ =7.1

Типичное отношение пробега электронов к характерному градиенту температуры в этой задаче составляли  $\lambda_{ei} / L_T \approx 0.013$ .

На рисунке 1 приведены заимствованные из работы [10] распределения электронного потока тепла, полученные на момент t=10 пс в расчетах со Спитцеровской теплопроводностью, по модели SNB [11] и решении уравнений VFP по программе K2 [10].



Для тестирования модели нелокального теплопереноса [5] задача о тепловом бассейне [10] была сосчитана по программе ЭРА.

Расчёты проводились в следующих постановках:

- 1. Учет электронной теплопроводности без ограничения потока и без учета нелокального теплопереноса (Спитцеровская теплопроводность);
- 2. Учет ограничения электронной теплопроводности по формуле (0.3) с предельным потоком  $q_{e,nped} = f \cdot n_e \sqrt{T_e / m_e} \cdot T_e$  при f  $\approx$  0,2, без учета нелокального теплопереноса.
- 3. Учет нелокального теплопереноса согласно модели [5] и уравнениям (0.4)-(0.5).

Результаты расчетов вар. 1-3 в сравнении с данными работы [10] приведены на рисунке 2. Как видно из рисунков 1 и 2, расчет, выполненный по программе ЭРА с учетом ограничения электронной теплопроводности (вар.2) сильно расходится с расчетами по моделям VFP и SNB, в то время как расчет с моделью нелокального теплопереноса [5] хорошо согласуется с кинетическим расчетом по программе К2 [11]. Отметим также, что в отличие от расчетов со Спитцеровской теплопроводностью (вар.1) и с учетом ограничения теплопроводности предельным потоком (вар.2), модель нелокального теплопереноса описывает крылья распределения теплового электронного потока энергии, обусловленные надтепловыми электронами.

#### Тестовая задача № 2

В работе [12] опубликованы расчеты нелокального электронного теплопереноса, выполненные по двум различным моделям: упомянутой выше модели SND [11] и модели CMG [13]. Не вдаваясь в физические особенности этих моделей, можно привести основные выводы работы [12]: обе модели хорошо воспроизводят скорость фронта тепловой волны, полученную в кинетическом приближении, но расходятся в описании теплового предвестника.

На рисунках 3 приведены заимствованные из работы [12] результаты расчетов по моделям SNB и CMG, а также с потоково-ограниченной теплопроводностью для следующей задачи. Профиль плотности меняется линейно на масштабе 0,1 см от 1 г/см<sup>3</sup> на левом краю до  $10^{-4}$  г/см<sup>3</sup> на правой границе. В начальный момент времени температура Te(x, t=0)= 0,1 эВ. На левой границе задана постоянная температура Te(x=0, t)= 5 кэВ, а на правой границе поток тепла равен нулю:  $\partial Te/\partial x=0$ .

На рисунке 4 представлены также результаты расчетов этой задачи, выполненные по программе ЭРА в однотемпературном приближении без учета газовой динамики. Отметим, что согласовать результаты этих расчетов с данными из работы [12] удалось в предположении, что расчеты [12] были выполнены для водорода. Расчеты по программе ЭРА были проведены для УРС идеального газа (γ=5/3) с электронной теплопроводностью (Z=1) в следующих постановках:

- 1. Учет электронной теплопроводности без ограничения потока и без учета нелокального теплопереноса.
- 2. Учет ограничения электронной теплопроводности по формуле (3) с предельным потоком  $q_{e,nped} = f \cdot n_e \sqrt{T_e / m_e} \cdot T_e$  при f  $\approx$  0.08, без учета нелокального теплопереноса.
- 3. Учет нелокального теплопереноса согласно модели [5] и уравнениям (0.4)-(0.5).



Как видно из сравнения рисунков 3 и 4, результаты расчетов, выполненные по программе ЭРА достаточно близки к данным работы [12]. Они правильно описывают фронт тепловой волны в разных приближениях, при этом амплитуда предвестника тепловой волны, полученная в расчете (вар. 3) с моделью нелокального теплопереноса [5], лежит между значениями, даваемыми моделями SND и CMG, но существенно ближе к предвестнику по модели SND.



На рисунках 5 и 6 приведены результаты расчетов теста 2 по программе ЭРА при различных значениях параметра модели нелокального теплопереноса  $a_{e0}$ . Как видно из этого рисунка, варьируя этот параметр можно регулировать величину теплового предвестника.

# 2. Результаты расчетов, проведенных по программе ЭРА с учетом нелокального электронного теплопереноса и СВЕТ для условий опытов с оболочечными мишенями на установках OMEGA.

С целью верификации описанных выше моделей нелокального электронного теплопереноса по одномерной программе ЭРА были выполнены расчеты поглощения лазерного излучения для условий экспериментов [7], которые были проведены на 60-и лучевой установки OMEGA с длиной волны лазерного излучения λ = 0,35 мкм [1].

Мишенями в этих опытах служили сферические пластиковые оболочки диаметром ~ 930 мкм и толщиной стенки ~ 25 мкм, заполненные дейтерием или ДТ - смесью до давления ~ 15 атм. На рисунке 7 приведены заимствованные из работы [7] параметры мишени и формы лазерного импульса, которые использовались в обсуждаемых экспериментах.

Доля поглощенного лазерного излучения в экспериментах [7] определялась по измерениям падающего и рассеянного света с точностью ~5%. Регистрация с временным разрешением спектров отраженного излучения на частоте  $\omega_0/2$ , где  $\omega_0$ -частота лазерного излучения, обеспечивала диагностику электронной температуры в области плазмы с плотностью, равной четверти критической ( $\rho_c/4$ ), и с точностью ~ 0,15 кэВ. Результаты экспериментов приведены на рисунках 10 -12.

В экспериментах [7] мишени поглощали 60-80% лазерной энергии в зависимости от формы импульса. Чем выше лазерная интенсивность, тем ниже поглощение. Так поглощение «прямоугольного» лазерного импульса (~63%) было ниже чем «двухступенчатого» (~75%).



Рисунок 7. Мишень и лазерные импульсы из работы [7].

На рисунках 8-10 приведены также результаты расчетов, проведенных по 2D-программе FC12 [14] с моделью нелокального теплопереноса SNB [11], но без учета передачи энергии в пересекающихся лазерных пучках (CBET [15,16]), который является одним из вариантов процесса вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) [17-19]. Эти расчеты завышают поглощенную долю лазерной энергии: дают 84% вместо измеренных 63% для прямоугольного импульса и 89% вместо 75%, измеренных для 2-х ступенчатого импульса.



Рисунок 8. Поглощенная доля лазерной энергии в экспериментах (серый цвет) и рассеянная доля ЛИ согласно 2D-расчету (синий) для двух форм лазерного импульса. Желтым цветом выделена доля рассеянного ЛИ, которая не воспроизводится в 2D-расчетах, проведенных по программе FC12 [14] с моделью нелокального теплопереноса SNB [11], но без учета ВРМБ и передачи энергии в пересекающихся пучках (CBET). Из работы [7].

Для условий экспериментов [7] были проведены расчеты по одномерной программе радиационной газовой динамики ЭРА [6] с новой моделью поглощения лазерного излучения. В основу этой модели положена ранее реализованная в программе ЭРА модель поглощения

лазерного излучения, которая позволяла проводить расчеты мишеней с учетом обратнотормозного, резонансного и параметрического поглощения, укручения профиля плотности, рефракции, ВРМБ и особенностей фокусировки лазерного излучения на мишень самосогласованным образом [20, 21]. В работе [22] была представлена новая модель поглощения лазерного излучения для проведения одномерных расчетов мишеней прямого облучения с учетом генерации быстрых электронов в процессах двухплазмонного распада [23] и вынужденного Рамановского рассеяния [24]. Эта модель прошла верификацию [22] путем сравнения результатов расчетов с опубликованными данными экспериментов по облучению сферических мишеней на мощных лазерных установках OMEGA [7] и NIF [25,26].

При проведении расчетов [22] использовались эмпирические параметры для моделирования ВРМБ и электронного теплопереноса, выбранные на основе сравнения результатов одномерных расчетов с экспериментальными данными по поглощенной лазерной энергии. динамике оболочек И спектрам рентгеновского излучения, и NIF. Так в этих расчетах зарегистрированным в опытах на установках OMEGA использовалось ограничение электронной теплопроводности по формуле (0.3) с предельным потоком  $q_e^* = f n_e \sqrt{T_e / m_e}$  и эмпирическим коэффициентом f  $\approx 0,06-0,15$ , а процесс ВРМБ учитывался введением линейного коэффициента ослабления лазерного излучения [20,22]:

$$k_{\scriptscriptstyle E}[cM^{-1}] = 50\xi_{\scriptscriptstyle E} n_e I\lambda / (n_c T_e) , \qquad (0.6)$$

где  $\lambda$  [мкм]- длина волны лазерного излучения;  $T_e(\kappa \beta B)$  - температура электронов, I [10<sup>14</sup> Bt/cm<sup>2</sup>]- интенсивность лазерного излучения, где  $\xi_{\mathcal{B}} = 1...2$  - параметр модели.

Ниже приведены результаты расчетов, выполненные по программе ЭРА для условий экспериментов, проведенных на установке ОМЕГА [7]. Мишень и параметры лазерного импульса, которые использовались в этих расчетах, приведены выше на рисунке 10. В расчетах по программе ЭРА учитывались следующие процессы: газовая динамика; теплопроводность электронная и ионная с ограничением потоков, спектральный перенос в SKD-приближении (41 группа по энергии и 16 групп по углу), поглощение лазерного излучения, генерация и перенос энергии БЭ в 3-х групповом приближении. В расчетах использовался УРС и пробеги излучения для полистирола, рассчитанные по программе RESEOS [27].

В таблице 1 и на рисунках 11-14 приведены результаты расчетов, выполненных по программе ЭРА с учетом ограничения электронной теплопроводности предельным потоком (0.1) с эмпирическим коэффициентом f=0,15 и нелокального электронного теплопереноса по модели [5], описанной в разделе 1. При этом расчеты с учетом нелокального электронного теплопереноса проведены как с учетом ВРМБ с эмпирическим коэффициентом  $\xi_{E} = 2$  в формуле (0.6), так и без него ( $\xi_{E} = 0$ ).

Таблица 1. Результаты экспериментов [7] и расчетов, проведенных по программе ЭРА в различных приближениях для «прямоугольного» (ОМЕГА-1) и 2-х ступенчатого (ОМЕГА-2) лазерных импульсов.

-													
	NI	f	$\xi_{\scriptscriptstyle E}$	Ka	T <sub>qc</sub>	t <sub>0n</sub>	N <sub>dt</sub>	T <sub>i</sub>	$\rho_{max}$	IA <sub>t</sub>	$IA_{p+n}$	IA <sub>qc</sub>	IA <sub>SRS</sub>
	INL	1		%	кэВ	нс	$10^{12}$	кэВ	г/см <sup>3</sup>	%	%	%	%
OMEGA-1				60-66	2,2-2,4	1,9-2,2	~3	-	-	-	-	-	-
1	-	0,15	2	64	2,29	2,04	11	2,4	7,8	63	0,58	0,53	0
2	+	-	2	64	2,2	2,03	8	2,3	6,3	62	0,63	0,66	0
3	+	-	0	85	2,6	1,74	30	3,3	6,7	81	1,0	1,2	0
OMEGA-2				71-79	-	2,6-2,9	~2	-	-				-
4	-	0,15	2	75	2,33	2,62	14	2,4	11	74	0,24	0,52	0
5	+	-	2	75	2,38	2,6	16	2,5	10	74	0,24	0,42	0
6	+	-	0	96	2,75	2,36	41	3,2	11	93	0,42	0,86	0

Здесь: NL – учет/неучет нелокального электронного теплопереноса по модели [5];

f - коэффициент в выражении для предельного электронного потока тепла (0.1);

 $\xi_{\rm F}$ - параметр в выражении (0.6) для линейного коэффициента ВРМБ;

К<sub>а</sub> – доля энергии ЛИ, поглощенной мишенью;

 $T_{eq}$  –температура электронов в области  $\rho_c/4$  на моменты  $t_1 \sim 1$  нс – для «прямоугольного» и  $t_2 \sim 1.9$  нс - для 2-х ступенчатого лазерного импульса;

t<sub>on</sub> - момент максимальной скорости генерации нейтронов от начала облучения;

N<sub>dt</sub> - нейтронный выход; Т<sub>i</sub> - максимальная температура ионов ДТ-топлива;

ρ<sub>max</sub> – максимальная плотность ДТ-топлива;

IA<sub>t</sub>, IA<sub>p+n</sub>, IA<sub>qc</sub> и IA<sub>SRS</sub> – доли энергии ЛИ, поглощенной за счет обратно-тормозного, резонансного и параметрического поглощения, двухплазмонного распада и Рамановского рассеяния.

Из таблицы 1 и рисунков 11 и 12 видно, что расчеты, проведенные по программе ЭРА с учетом ВРМБ при  $\xi_{\rm b} = 2$  и ограничением теплопроводности с f=0,15 и выполненные с учетом нелокального электронного теплопереноса, хорошо согласуются со всей совокупностью опубликованных экспериментальных данных [7]. Исключением является нейтронный выход: согласно одномерным расчетам, проведенным по программе ЭРА, снижение нейтронного выхода составило ~ (3-4) раза в опытах с «прямоугольным» импульсом и ~ (7-8) раз в экспериментах с 2-х ступенчатым лазерным импульсом. Это не удивительно, поскольку объемное сжатие газа в этих опытах могло достигать значений  $\delta \sim (2-3)\cdot 10^3$  при которых следует ожидать потери в нейтронном выходе из-за асимметрии сжатия ДТ-газа.

С целью верификации модели нелокального электронного теплопереноса [5] и сравнения с аналогичными расчетами из работы [7] были проведены расчеты, в которых ВРМБ не учитывалось ( $\xi_{\rm F} = 0$ ). Результаты этих расчетов в сравнении с аналогичными расчетами из работы [7] приведены на рисунках 13 и 14.





Как видно из этих рисунков 13,14, результаты расчетов, проведенных по программе ЭРА с учетом нелокального электронного теплопереноса по модели [5] близки к аналогичным расчетам из работы [7], выполненным по программе FC12 [14] учетом этого процесса по модели SNB [11]. Так согласно таблице 1, интегральные по времени коэффициенты поглощения ЛИ за счет обратно-тормозного механизма (IA<sub>t</sub>) в расчетах по программе ЭРА составили 81% и 93% против расчетных 84% и 89% из работы [7] для «прямоугольного» и 2х-ступенчатого лазерных импульсов соответственно. Отметим, что коэффициент трансформации энергии ЛИ в быстрые электроны в этих расчетах составил ~1%, примерно в равных долях за счет резонансного поглощения (IA<sub>p+n</sub>) в области с плотностью ~ $\rho_c$  и за счет ДПР (IA<sub>qc</sub>) в области плотности  $\rho_c/4$ . Однако характерные температуры быстрых электронов, рождающихся в этих процессах, были разными: Th<sub>1</sub>~ (3-4) кэВ при резонансном поглощении и Th<sub>2</sub> ~ (30-40) кэВ для процесса ДПР.

Таким образом, модель нелокального электронного теплопереноса [5], реализованная в программе ЭРА, успешно прошла верификацию при сравнении результатов расчетов с расчетами других авторов, а также с экспериментальных данными, полученными в опытах по облучению оболочечных мишеней на 60-и лучевой лазерной установке ОМЕГА.

# 3. Моделирование мишеней прямого облучения для мегаджоульной установке с излучением во 2ой гармонике Nd-лазера по программе ЭРА с учетом нелокального теплопереноса.

В работе [28] опубликованы расчеты криогенных мишеней прямого облучения в виде двухслойной оболочки для зажигания на установке с энергией ~ 2 МДж в излучении второй гармоники излучения Nd-лазера. Модель поглощения лазерного излучения, которая использовалась в этих расчетах, учитывала рефракцию, обратно-тормозное и резонансное поглощение лазерного излучения. Аналогичные расчеты были проведены по программе ЭРА с учетом электронной теплопроводности как в приближении ограничения предельным потоком с коэффициентом f=0,15, так и по модели нелокального электронного теплопереноса [5].

Также как в работе [28] расчеты проводились для второй гармоники излучения Ndлазера, т.е. для длины волны лазерного излучения λ=0,53 мкм. Предполагалось, что 48 лазерных пучков облучают мишень через оптику с фокальным отношением F/8, центр фокусировки – за мишенью на расстоянии 1,6-2,0 мм при размере минимальном фокального пятна 400 мкм.

	Постановка этих расчетов была следующей.											
	ДТ-газ (р=0,6 мг/см <sup>3</sup> )	ДТ-лед (р=0,25 г/см <sup>3</sup> )	СН (р=1,05 г/см	<sup>3</sup> )								
		-										
0		1,414 1	,563	1,597(мм)								
D			F . 07									

Рисунок 15. Схема сферической мишени из работы [28], которая аналогична конструкции мишени из работы [29].

Учитываемые процессы: газовая динамика; теплопроводность электронная и ионная с ограничением потоков, спектральный перенос в SKD-приближении (41 группа по энергии и 16 групп по углу), поглощение лазерного излучения с учетом рефракцию, обратнотормозное и резонансное поглощение лазерного излучения. Процессы ВРМБ, двухплазмонного распада и вынужденного Рамановского рассеяния не учитывались.

Использовались УРС и пробеги излучения для СН, рассчитанные по программе RESEOS [27]. В ряде расчетов учитывались термоядерные реакции, перенос энергии альфачастицами и нейтронами ДТ-реакций в одногрупповая кинетическом приближении. Зависимость мощности лазерного излучения задавалась с нормировкой на лазерную энергию E<sub>0</sub>=2,5 МДж и табличной функцией f(t), приведенной в таблице 2.

ruosinida 2. Tophia susephore nantysibea is pae terux animenin [20] no npor											
t	0,0	0,2	3,0	4,00	5,00	5,50	5,75	6,00	9,0	9,1	12,0
f(t)	0,0	6,0	6,0	12,0	40,0	98,0	235	400	400	0,0	0,00

Таблица 2. Форма лазерного импульса в расчетах мишени [28] по программе ЭРА.

В таблице 3 перечислены варианты и некоторые результаты расчетов, проведенные по программе ЭРА также как и в работе [28] без учета процессов ВРМБ, генерации БЭ при двухплазмонном распаде и вынужденном Рамановском рассеянии ЛИ.

Кроме излучения с длиной волны λ=0,53 мкм, были проведены аналогичные расчеты для лазерного излучения 3-ей гармоники излучения Nd-лазера, результаты которых также представлены в таблице 3.

Таблица 3. Учет различных процессов и результаты расчетов мишени [28] по программе ЭРА

№	Е <sub>0</sub> МДж	λ мкм	f	NL	$a_{e0}$	K <sub>a</sub> %	T <sub>ec</sub> кэВ	$ ho_{max}$ г/см <sup>3</sup>	$(\rho R)_{max}$ $\Gamma/cm^2$	Т <sub>і, тах</sub> кэВ	$W_Q$	<i>Е</i> <sub><i>m.я</i></sub> МДж	$E^{*}_{{}_{m.s}}$ МДж
1	2,5	0,53	0,15	-	-	84	6,3	65	1,34	11	2,6	0,70	42
2	2,5	0,53	-	+	10	79	6,0	29	0,75	11	1,4	0,31	4,5
3	2,5	0,53	-	+	5	82	6,3	51	1,00	14	2,3	0,82	23
4	2,5	0,35	0,15	-	-	96	5,2	77	1,37	15	3,1	1,3	37
5	2,5	0,35	-	+	10	95	5,4	39	0,82	16	1,9	0,79	15
6	2,5	0,35	-	+	5	96	5,1	55	1,00	17	2,5	1,15	24

Здесь: Е<sub>0</sub> и λ - полная энергия и длина волны ЛИ, падающего на мишень;

f - коэффициент в выражении для предельного электронного потока тепла (0.1);

NL - учет/неучет нелокального электронного теплопереноса по модели [5];

*a<sub>e0</sub>* – параметр при пробеге надтепловых электронов в формулах (0.4)-(0.5) в модели нелокального теплопереноса;

К<sub>а</sub> – доля энергии ЛИ, поглощенной мишенью;

T<sub>ec</sub> – температура электронов в области критической плотности на момент t=8 нс;

ρ<sub>max</sub> и T<sub>i, max</sub> – максимальная плотность и ионная температура «горячего пятна» мишени; (ρR)<sub>max</sub> - поверхностная плотность мишени на момент максимального сжатия в расчетах без

учета энерговыделения от продуктов т.я. реакций;

*W*<sub>Q</sub> – запас по зажиганию с учетом теплопроводности для неоднородной мишени;

 $E_{_{m.s}}$ ,  $E_{_{m.s}}^*$  - выход термоядерной энергии без и с учетом термоядерного горения топлива.

В таблице 3 приводятся выход термоядерной энергии без и с учетом термоядерного горения топлива, а также  $W_Q$  - запас по зажиганию с учетом теплопроводности для неоднородной мишени. Как было предложено в работах [30,31] эта величина вычисляется по профилям газодинамических величин без учета вклада продуктов термоядерных реакций в нагрев ДТ топлива и может быть представлена в виде:

$$W_{Q} = (n-1) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dQ_{m.n.} / dt}{E + Q} dt , \qquad (0.7)$$

где:  $dQ_{m.s.} / dt$  - скорость нагрева продуктами термоядерных реакций «горячее пятна» - центральной области мишени с температурой T>1 кэB, *E* - внутренняя энергия «горячего

пятна», *Q* - потери энергии из «горячего пятна» за счет теплопроводности и переноса излучения, n - показатель степени при аппроксимации скорости термоядерных реакций степенной зависимостью.

Как видно из таблицы 3, доля поглощенной лазерной энергии (K<sub>a</sub>) и температура электронов (T<sub>ec</sub>) в области критической плотности, полученные в расчетах с ограничением электронной теплопроводности предельным потоком с коэффициентом f=0,15 (вар. 1) и с учетом нелокального электронного теплопереноса (вар. 2) по модели [5] достаточно близки. Однако параметры сжатия ( $\rho_{max}$ , ( $\rho R$ )<sub>max</sub>) и запасы по зажиганию  $W_Q$  в расчетах с учетом нелокального теплопереноса падают в ~2 раза, что приводит к снижению выхода термоядерной энергии на порядок. В первую очередь это обусловлено прогревом мишени надтепловыми электронами, которые разогреваются до энергий ~10 T<sub>ec</sub> в области поглощения лазерного излучения и затем проникают в плотные слои мишени в процессе ее сжатия.



Для иллюстрации этого факта на рисунках 16 и 17 приведены распределения плотности и температур электронов от Эйлерова радиуса на момент времени 8 нс. Из этих рисунков видно, что в расчете с нелокальным теплопереносом (вариант 2) неспаренная часть мишени имеет плотность в ~ 2 раза ниже, а минимальную температуру электронов в ~2,5 раза выше (50 эВ против 20 эВ), чем в варианте 1, в котором нет прогрева надтепловыми электронами. Из таблицы 3 и рисунка 16 видно также, что при уменьшении пробега надтепловых электронов в 2 раза (вар.3 таблицы 3) прогрев мишени заметно уменьшается и параметры сжатия, а также запасы по зажиганию и выход термоядерной энергии приближаются к данным расчета варианта 1. Аналогичная картина, хотя более сглаженная, наблюдается в серии расчетов, проведенных для 3-ей гармоники излучения Nd лазера и представленных в таблице 3 (вар. 4-6) и на рисунке 17.

Таким образом, проведенные расчеты продемонстрировали важность учета нелокального теплопереноса в расчетах мишеней прямого облучения для мегаджоульных установок с излучением как во 2-ой, так и 3-ей гармониках Nd- лазера. Для повышения точности моделирования этого эффекта необходимо развитие численных методик и

программ для решения спектральных кинетических уравнения Ландау-Фоккера-Планка для электронов.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В программе ЭРА реализована модель нелокального электронного теплопереноса, ранее предложенная сотрудниками ФИ РАН. Эта модель и ее программная реализация верифицированы как на основе сравнения с расчетами других авторов, так и с результатами экспериментов с газонаполненными оболочками, выполненными на лазерной установке ОМЕGА. Показано, что одновременный учет процессов нелокального электронного теплопереноса и ВРМБ позволяет отказаться от введения ограничения электронной теплопроводности предельным потоком с эмпирическим коэффициентом f при интерпретации экспериментов, проведенных с оболочечными мишенями на мощных лазерных установках. По программе ЭРА с учетом нелокального теплопереноса проведены расчеты мишеней прямого облучения для мегаджоульных лазерных установок с излучением во 2-ой и 3-ей гармониках Nd-лазера, которые показали актуальность учета этого процесса. Отмечается необходимость повышения точности моделирования этого эффекта, что требует развитие численных методик и программ для решения спектральных кинетических уравнения Ландау-Фоккера-Планка.

# ЛИТЕРАТУРА

- R. S. Craxton, K. S. Anderson, T. R. Boehly, V. N. Goncharov, D. R. Harding, J. P. Knauer, R. L. McCrory, P. W.McKenty, D. D. Meyerhofer, J. F. Myatt, A. J. Schmitt, J. D. Sethian, R. W. Short, S. Skupsky, W. Theobald, W.L. Kruer, K. Tanaka, R. Betti, T. J. B. Collins, J. A. Delettrez, S. X. Hu, J. A. Marozas, A. V. Maximov, D. T. Michel, P.B.Radha, S. P. Regan, T. C. Sangster, W. Seka, A. A. Solodov, J. M. Soures, C. Stoeckl, and J. D. ZuegelCraxton. Direct-drive inertial confinement fusion: A review, Physics of Plasmas 22, 110501 (2015).
- 2. Sunahara, J. A. Delettrez, C. Stoeck, R.W. Short, and S. Skupsky, Time-Dependent Electron Thermal Flux Inhibition in Direct-Drive Laser Implosions, PRL 91, 095003 (2003).
- 3. А. В. Брантов, В. Ю. Быченков, Физика плазмы, 39 (9), 786 (2013).
- 4. А. В. Брантов, В. Ю. Быченков, Физика плазмы, 2014, 40 (7) 591(2014).
- O.V. Batishchev, V.Yu. Bychenkov, F.Detering, W. Rozmus, R. Sydora, C. E. Capjack, V. N. Novikov, Heat transport and electron distribution function in laser produced plasmas with hot spots. Physics of Plasmas 9, 2302 (2002).
- 6. Барышева Н.М., Зуев А.И., Карлыханов Н.Г., Лыков В.А., Черняков В.Е. Журнал вычислительной математики и математической физики, 22, 401, (1982).
- S. Laffite, J. L. Bourgade, T. Caillaud, J. A. Delettrez, J. A. Frenje, F. Girard, V. Yu. Glebov, T. Joshi, O. Landoas, G. Legay, S. Lemaire, R. C. Mancini, F. J. Marshall, L. Masse, P. E. Masson-Laborde, D. T. Michel, F. Philippe, C. Reverdin, W. Seka, and V. Tassin, Time history prediction of direct-drive implosions on the Omega facility, Physics of Plasmas 23, 012706 (2016)
- 8. V. Yu. Bychenkov, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, Phys. Rev. Lett. 75, 4405 (1995)
- 9. В.Ю.Быченков, В.Н. Новиков В.Н., В.Т. Тихончук. ЖЭТФ, 114,1691 (1998)
- 10. M. Sherlock, J.P.Brodrick and C. P. Ridgers, Phys. Plasmas 24, 082706 (2017).
- 11. G. P. Schurtz, P. D. Nicolai, and M. Busquet, Phys.Plasmas 7, 4238 (2000)
- 12. Marocchino, M. Tzoufras, S. Atzeni, A. Schiavi, Ph. D. Nicolaï, J. Mallet, V. Tikhonchuk, and J.-L. Feugeas., Phys. Plasmas 20, 022702 (2013).
- D. Besnard, G. Bonnaud, and G. Schurtz, La Fusion Thermonucleaire Par Laser, edited by R. Dautray and J. P. Watteau (Eyrolles, Paris 1993), Pt. 3, Vol. 2, p. 1117.
- 14. W. Manheimer, D. Colombant, and V. Goncharov, Phys. Plasmas 15, 083103 (2008)
- 15. W. L. Kruer, S. C. Wilks, B. B. Afeyan, et al, Phys. Plasmas 3, 382 (1996).
- 16. I.V. Igumenshchev, W. Seka, D. H. Edgell, et al, Phys. Plasmas 19, 056314 (2012).
- 17. C. S. Liu, M. N. Rosenbluth, and R. B. White, "Raman and Brillouin scattering of electromagnetic waves in homogeneous plasmas," Phys. Fluids 17, 1211 (1974).
- 18. Seka W, Baldis H A, Fuchs J, Regan S P, Meyerhofer D D, Stoeckl C, Yaakobi B, Craxton R S and Short R W 2002 Multibeam stimulated Brillouin scattering from hot, solid-target plasmas Phys. Rev. Lett. 89 175002.
- 19. D H Froula, D T Michel, I V Igumenshchev, S X Hu, B Yaakobi, J F Myatt, D H Edgell, R Follett, V Yu Glebov, V N Goncharov, T J Kessler, A V Maximov, P B Radha, T C Sangster, W Seka, R W Short, A A Solodov, C Sorce and C Stoeckl, Laser –plasma interactions in direct-drive ignition plasmas, Plasma Phys. Control. Fusion 54 124016 (2012).

- 20. Е.Н.Аврорин, А.И.Зуев, Ю.Н.Лазарев, В.А.Лыков, Н.П.Ситников, О.С.Широковская. Расчеты мишеней для ЛТС по программе «ЗАРЯ». Часть 1. Модель поглощения лазерного излучения сферической мишенью. ВАНТ. Методики и программы численного решения задач математической физики, вып. 2,1985, стр. 10-20.
- 21. Е.Н.Аврорин, А.И.Зуев, Н.Г.Карлыханов, В.Б.Крюченков, В.А.Лыков, В.Е.Черняков. Расчеты мишеней для ЛТС по программе «ЗАРЯ». Часть 2. Сравнение с экспериментами и оптимизация различных систем лазер-мишень. ВАНТ. Методики и программы численного решения задач математической физики, вып. 2, 1985, стр. 21-28.
- 22. В.А.Лыков, Е.С.Бакуркина, Н.Г.Карлыханов, Г.Н.Рыкованов, В.Е.Черняков и Е.В. Щеголев. Моделирование термоядерных мишеней с учетом генерации быстрых электронов в процессах двухплазмонного распада и вынужденного Рамановского рассеяния лазерного излучения в плазме, Доклад на Международной конференции 3HЧ-2017 (г.Снежинск, 20-24 марта 2017г.). www.vniitf.ru.
- 23. S. X. Hu, D. T. Michel, D. H. Edgell, D. H. Froula, R. K. Follett, V. N. Goncharov, J. F. Myatt, S. Skupsky, and B. Yaakobi, Hydrodynamic simulations of long-scale-length two-plasmon–decay experiments at the Omega Laser Facility, Physics of Plasmas 20, 032704 (2013).
- 24. Colaitis, G. Duchateau, X. Ribeyre, Y. Maheut, G. Boutoux, L. Antonelli, Ph. Nicolai, D. Batani, and V. Tikhonchuk, Coupled hydrodynamic model for laser-plasma interaction and hot electron generation, Physical Review E 92, 041101(R) (2015).
- M. Hohenberger, P. B. Radha, J. F. Myatt, S. LePape, J. A. Marozas, F. J.Marshall, D. T. Michel, S. P. Regan, W. Seka, A. Shvydky, T. C. Sangster, J. W. Bates, R. Betti, T. R. Boehly, M. J. Bonino, D. T. Casey, T. J. B.Collins, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, D. H. Edgell, R. Epstein, G. Fiksel, P. Fitzsimmons, J. A. Frenje, D. H. Froula, V. N. Goncharov, D. R.Harding, D. H. Kalantar, M. Karasik, T. J. Kessler, J. D. Kilkenny, J. P.Knauer, C. Kurz, M. Lafon, K. N. LaFortune, B. J. MacGowan, A. J.Mackinnon, A. G. MacPhee, R. L. McCrory, P. W. McKenty, J. F.Meeker, D. D. Meyerhofer, S. R. Nagel, A. Nikroo, S. Obenschain, R. D.Petrasso, J. E. Ralph, H. G. Rinderknecht, M. J. Rosenberg, A. J. Schmitt, R. J. Wallace, J. Weaver, C. Widmayer, S. Skupsky, A. A. Solodov, C.Stoeckl, B. Yaakobi, and J. D. Zuegel, Polar – Direct - Drive Experiments at the National Ignition Facility, Phys. Plasmas 22, 056308 (2015).
- P. B. Radha, M. Hohenberger, D. H. Edgell, J. A. Marozas, F. J. Marshall, D. T. Michel, M. J. Rosenberg, W. Seka, A. Shvydky, T. R. Boehly, T. J. B. Collins, E. M. Campbell, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, S. N. Dixit, J. A. Frenje, D. H. Froula, V. N. Goncharov, S. X. Hu, J. P. Knauer, R. L. McCrory, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, J. Moody, J. F. Myatt, R. D. Petrasso, S. P. Regan, T. C. Sangster, H. Sio, S. Skupsky, and A. Zylstra, Direct drive: Simulations and results from the National Ignition Facility, Physics of Plasmas 23, 056305 (2016).
- 27. 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.
- 28. С.А. Бельков, С.В. Бондаренко, Г.А. Вергунова, С.Г. Гаранин, С.Ю. Гуськов, Н.Н. Демченко, И.Я. Доскач, П.А. Кучугов, Н.В. Змитриенко, В.Б. Розанов,

Р.В.Степанов, Р.А. Яхин. Термоядерные мишени прямого облучения лазерным импульсом мегаджоульного уровня. ЖЭТФ, 148, вып. 4. Стр. 784-798 (2015).

- 29. V. N. Goncharov, T. C. Sangster, T. R. Boehly, S.X. Hu, I.V. Igumenshchev, F. J. Marshall, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, P. B. Radha, W. Seka, S. Skupsky, and C. Stoeckl, Demonstration of the Highest Deuterium-Tritium Areal Density Using Multiple-Picket Cryogenic Designs on OMEGA, Phys. Rev. Lett. 104, 165001 (2010).
- Вахрамеев Ю.С., Мохов В.Н. и Попов Н.А. Критерий зажигания и запасы по зажиганию для термоядерных мишеней, Атомная энергия. 1980. Т.49, Вып.2. С.121-122.
- 31. Е.Н. Аврорин, Л.П. Феоктистов, Л.И.Шибаршов. Критерий вспышки для импульсных термоядерных мишеней. Физика плазмы, 6, вып. 5, 965-972, 1980.