

Влияние переноса быстрых заряженных частиц – продуктов термоядерных реакций на горение мишеней

Г.В.Долголева, А.И.Зыкова

Выполнено моделирование нестационарного переноса энергии быстрыми заряженными частицами – продуктами термоядерных реакций, численно исследовано влияние этого процесса на сжатие и горение термоядерных мишеней.

Ключевые слова: лазерная плазма, заряженные частицы, термоядерные реакции, перенос частиц.

1. Введение

Ограниченность возможностей в проведении экспериментов с полномасштабным термоядерным горением мишеней делает необходимым обращение к численному моделированию. Это не только позволяет объяснить результаты экспериментов и способствует их пониманию, но облегчает также проведение самих экспериментов и их прогнозирование.

Проблема рождения и переноса заряженных частиц, возникающих в результате термоядерных реакций в горячей дейтериево-тритиевой плазме, очень существенна. Часто расчет горения мишени проводится в приближении локального выделения энергии быстрыми заряженными частицами, т. е. предполагается, что частица отдает свою энергию в той же точке пространства, в которой она возникла. Однако в условиях, когда превышение порога зажигания мишеней мало, при определении параметров мишени, а также при оценке характеристик лазерной установки, необходимой для осуществления поджига мишени, важно точно отразить в модели, где и как заряженные частицы отдают свою энергию, т. е. рассчитать нестационарный перенос энергии быстрыми заряженными частицами – продуктами термоядерных реакций. В дальнейшем будем их называть быстрыми заряженными частицами.

На первый взгляд кажется, что учет переноса быстрых заряженных частиц в мишени должен приводить к уменьшению энерговыделения в области, где находится DT-топливо (DT-область), т. к. часть энергии переносится в соседние области и не участвует в процессе горения мишени. Тем самым уменьшается температура DT-области и выход термоядерной энергии. Естественно, уменьшается коэффициент усиления мишени (отношение выделившейся термоядерной энергии к вложенной в мишень энергии). Проведенное численное исследование показало,

что это не всегда так. Энергия, выносимая из DT-области, локализуется в соседней с ней области, там увеличиваются объемная плотность энергии и давление (и тем самым сдерживается разлет DT-области), а также время горения DT-газа и выход термоядерной энергии.

Задача исследования переноса энергии заряженными термоядерными частицами в сжатых лазерных мишенях не нова [1–3]. В работе [1] рассматривалось торможение быстрых заряженных частиц в идеальной плазме, работа [2] посвящена моделированию переноса энергии заряженными термоядерными частицами в сжатых лазерных мишенях с учетом спонтанных магнитных полей, а в [3] подробно описывается предлагаемая нестационарная математическая модель для переноса быстрых заряженных частиц и исследуется влияние этого процесса на горение конкретной термоядерной мишени для установки NIF.

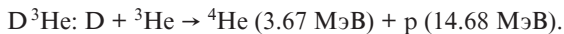
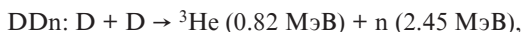
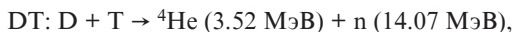
Цель настоящей работы – рассмотрение влияния переноса заряженных частиц на параметры микромишеней, используемых в лазерном и термоядерном синтезе, на примерах известных мишеней.

2. Модель переноса быстрых заряженных частиц

Все вычислительные эксперименты проведены по методике, ориентированной на численное исследование физических процессов, протекающих в лазерной плазме [4]. В программе рассчитываются следующие процессы: движение среды при наличии «отрыва» температур (ионов и электронов), поглощение лазерной энергии с учетом отражения от области критической плотности, перенос тепла электронами и ионами при ограничении диффузионных потоков, спектральный перенос излучения в квазидиффузионном приближении [5] и его взаимодействие с веществом, ионизация вещества и возбуждение ионов в неравновесной нестационарной плазме, кинетика термоядерных реакций и перенос энергии быстрыми заряженными частицами. Уравнения состояния, спектральные пробеги излучения, коэффициенты электронной и ионной теплопроводности, электрон-ионной релаксации и поглощения лазерной энергии рассчитывались с учетом состава плазмы [6].

При численном моделировании термоядерной мишени учитываются четыре типа реакций:

Г.В.Долголева, А.И.Зыкова. Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного университета, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 36, стр. 27; e-mail: dolgg@list.ru, Arven2022@mail.ru



Скорости реакций взяты из работы [7]. Известна еще одна модель для скоростей реакций [8]. Различия в результатах расчетов энерговыделения, проведенных с использованием этих двух моделей для скоростей, составляют ~10% [9]. Какая модель более правильная – сказать трудно, нужно сопоставление с экспериментальными данными. Анализ, проведенный в [10], с учетом измерений, выполненных Крауссом и др. [11], а также теоретических результатов, полученных в [11], позволил авторам работы [10] сделать вывод о том, что исходные данные по скоростям процессов [7], опубликованные в 1962 г., выдержали проверку временем в широком диапазоне энергий.

Перенос быстрых заряженных частиц рассчитывается в многогрупповом диффузионном приближении. Уравнение для переноса быстрых заряженных частиц получено из кинетического уравнения интегрированием последнего по углу и подробно описано в работе [3]. В ней показано, что использование многогрупповой диффузии при переносе энергии быстрыми заряженными частицами дает удовлетворительную точность в расчетах термоядерного горения. Отличие от результатов расчетов с учетом переноса энергии частицами в кинетическом приближении составляет не более 15%, т.е. проведенным расчетам можно доверять.

3. Постановка задачи и результаты расчетов

Влияние переноса частиц на параметры микромишеней, используемых в лазерном и термоядерном синтезе, рассмотрено нами на примерах известных мишеней [12–14]. В расчетах учитывались все процессы, описанные выше.

Для каждого расчета приводится таблица, содержащая следующие величины: E – вложенная в мишень энергия, F – энергия, выделившаяся в результате термоядерных реакций, F_α – энергия быстрых заряженных частиц, полученная при горении мишени, Δ – доля энергии, вынесенной заряженными частицами из DT-областей, K – коэффициент усиления мишени ($K = F/E$). В табл.1, 2 и 4 представлены результаты расчетов мишеней без учета переноса быстрых заряженных частиц (верхняя строка) и с учетом переноса (нижняя строка).

Первая задача – это расчет мишени прямого сжатия [12]. Геометрия мишени и форма лазерного импульса представлены на рис.1 и 2 соответственно, а результаты этого расчета – в табл.1. На рис.1 первая область – DT-газ, вторая – DT-лед, а третья – полимер СН.

Лазерный импульс с длиной волны излучения $\lambda = 0.35 \text{ мкм}$ поглощается в слоях мишени с плотностью электронов ниже критической. Непоглощенное излучение от-

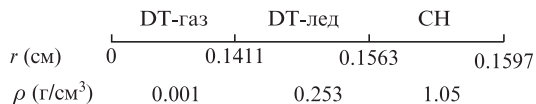


Рис.1. Геометрия мишени: r – пространственная переменная; ρ – начальная плотность слоев.

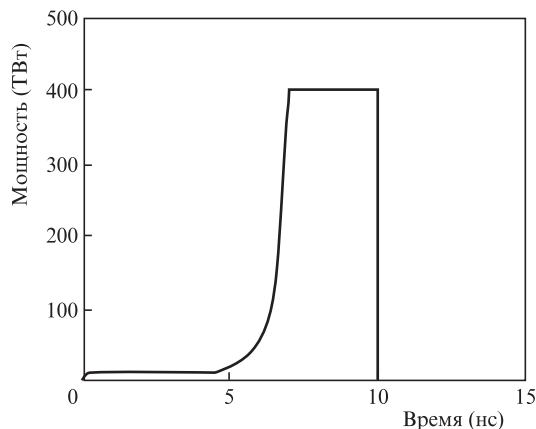


Рис.2. Форма лазерного импульса.

Табл.1.

E (МДж)	F (МДж)	F_α (МДж)	Δ (%)	K
1.48	9.84	–	–	6.65
1.48	6.2	6.1	7.3	4.2

ражается от области критической плотности и поглощается в «короне» на обратном проходе.

При локальном энерговыделении от быстрых заряженных частиц в результате горения микромишени выделяется термоядерная энергия 9.84 МДж, коэффициент усиления мишени K составляет 6.65. В расчете с учетом переноса частиц выделяется энергия 6.2 МДж, а коэффициент усиления мишени уменьшается до 4.2. Быстрыми частицами выделяется энергия 6.1 МДж, причем 7.3% этой энергии (0.444 МДж) переносится частицами в область, где находится СН, и исключается из процесса термоядерного горения. Следовательно, при учете переноса энергии быстрыми заряженными частицами энерговыделение в результате термоядерных реакций снижается, т.к. часть энергии выносится из DT-областей в СН-области и не участвует в термоядерных реакциях.

На рис.3–6 приведены распределения плотности вещества, температур электронов и ионов, а также давления как функции радиуса в момент максимального энерговыделения (для варианта без переноса быстрых заряженных частиц в момент времени 10.43 нс, для варианта с их переносом – в момент времени 10.46 нс), а на рис.7 величина $W = \int_{\text{DT}} \rho dr$ в зависимости от времени. Граница между DT- и СН-областями расположена при $r = 0.04 \text{ см}$ в обоих расчетах для данной мишени.

Заметны различия в распределениях всех величин, но особенно хотелось бы обратить внимание на различие

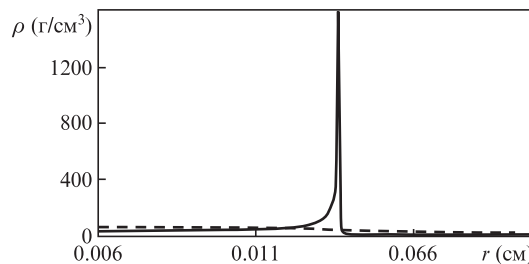


Рис.3. Радиальные распределения плотности вещества ρ . Здесь и на рис.4–7 штриховые кривые – расчет с учетом переноса энергии быстрыми заряженными частицами, а сплошные кривые – расчет без учета переноса энергии.

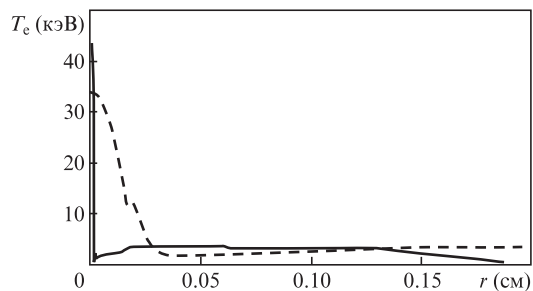


Рис.4. Радиальные распределения температуры электронов T_e .

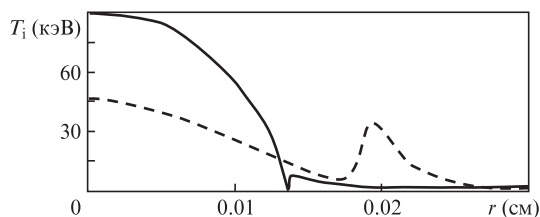


Рис.5. Радиальные распределения температуры ионов T_i .

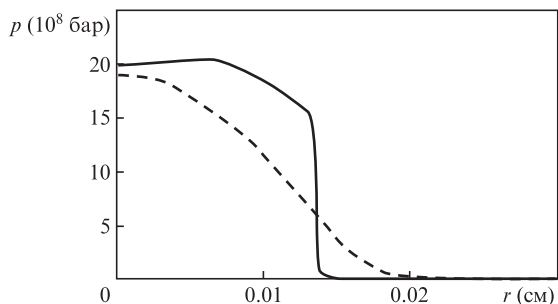


Рис.6. Радиальные распределения давления p .

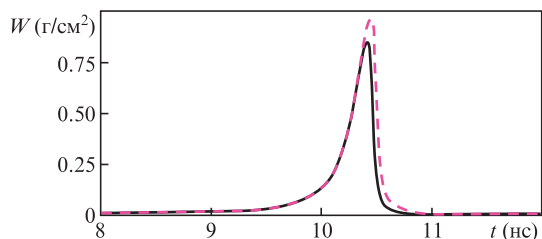


Рис.7. Временные зависимости величины $W = \int_{DT} \rho dr$.

температур ионов в двух расчетах, т. к. именно от них зависят скорости реакций и величина выделяемой термоядерной энергии.

Во втором расчете моделируется нагрев и сжатие оболочечной мишени из полимера СН, заполненной DT-смесью. По сравнению с предыдущей задачей здесь другая геометрия и другая форма импульса. Геометрия мишени (рис.8) и форма импульса взяты из работы [13].

Мишень облучается лазерным излучением с длиной волны $\lambda = 0.35$ мкм и энергией импульса 1 МДж. Лазерный импульс имеет нарастающий передний фронт до момента

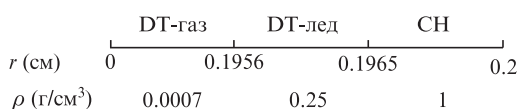


Рис.8. Геометрия мишени.

времени t_1 , затем плато на интервале $t_1 < t < t_2$ и быстро спадающий задний фронт:

$$\dot{E}(t) = \dot{E}_0 \begin{cases} \left(\frac{t}{t_1}\right)^2 & \text{при } t < t_1, \\ 1 & \text{при } t_1 < t < t_2, \\ \frac{t_3 - t}{t_3 - t_2} & \text{при } t_2 < t < t_3, \end{cases} \quad (1)$$

$$\dot{E}_0 = E_{\text{las}} \left(\frac{t_3 + t_2}{2} - \frac{2}{3} t_1 \right)^{-1},$$

где $t_1 = 8$ нс; $t_2 = 10$ нс; $t_3 = 11$ нс; $E_{\text{las}} = 1$ МДж.

Расчет показал, что вся лазерная энергия E_{las} полностью поглощается в «короне» при прямом и обратном проходах. В табл.2 представлены результаты этого расчета.

Табл.2.

E (МДж)	F (МДж)	F_α (МДж)	Δ (%)	K
1	2.265	–	–	2.26
1	2.543	2.494	57.9	2.54

На рис.9–12 приведены распределения плотности вещества, температур электронов и ионов, а также давления как функции радиуса в момент максимального энерговыделения для варианта без переноса быстрых заряженных частиц в момент времени 10.31 нс, для варианта с их переносом – в момент времени 10.29 нс, а на рис.13 – величина W в зависимости от времени. Граница между DT- и СН-областями соответствует $r = 0.07$ см в обоих расчетах для данной мишени.

Из рис.9–12 видно, что для этой мишени максимумы распределений плотности вещества, температур и давления выше в СН-области при расчете с учетом переноса энергии излучения быстрыми заряженными частицами.

Чем объясняется такое различие результатов расчета для первой и второй мишеней? Что больше влияет: геометрия системы или форма лазерного импульса? В табл.3

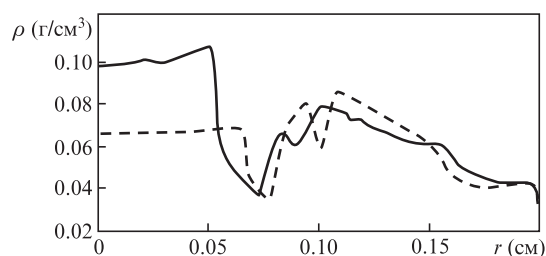


Рис.9. Радиальные распределения плотности вещества ρ . Здесь и на рис.10–13 штриховые кривые – расчет с учетом переноса энергии быстрыми заряженными частицами, а сплошные кривые – расчет без учета переноса энергии.

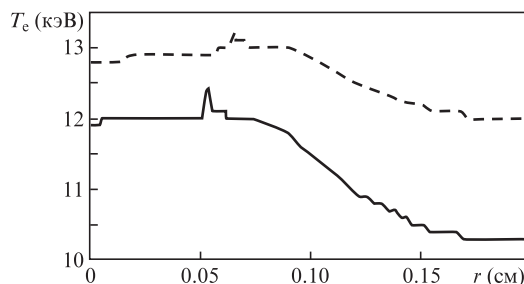


Рис.10. Радиальные распределения температуры электронов T_e .

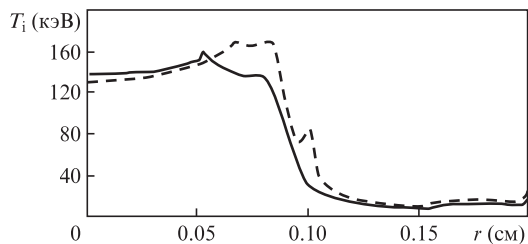


Рис.11. Радиальные распределения температуры ионов T_i .

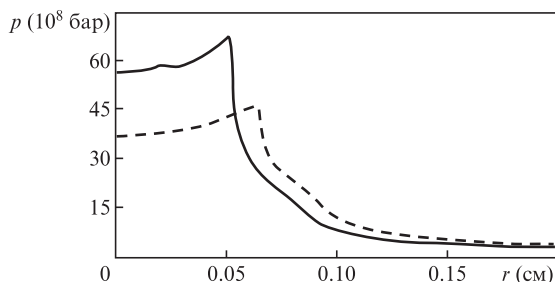


Рис.12. Радиальные распределения давления p .

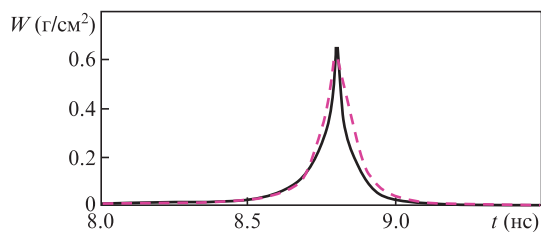


Рис.13. Временные зависимости величины $W = \int_{DT} \rho dr$.

приводятся результаты расчета для второй мишени при сохранении ее геометрии, но для той же формы лазерного импульса, что и для первой мишени (верхняя строка), а также для случая, когда полная энергия импульса уменьшена в 1.48 раза, чтобы вложенная энергия была равна 1 МДж (нижняя строка), как в первом расчете для второй мишени. Из этих расчетов можно сделать следующий вывод: для данных мишеней энерговыделение зависит, скорее, от формы лазерного импульса, а не от геометрии мишени.

Табл.3.

E (МДж)	F (МДж)	F_α (МДж)	Δ (%)	K
1.48	1.915	1.88	60	1.3
1	1.757	1.732	63	1.76

На рис.14 сопоставлены формы лазерных импульсов, использованных в расчетах для первой и второй мишеней.

Следующий расчет, в котором исследовалось влияние переноса энергии быстрыми частицами на параметры мишени, – это расчет цилиндрической мишени для синтеза на тяжелых ионах (рис.15). В этой микромишени [14] первый слой – DT-слой, тонкие слои 2 и 4 состоят из плотных материалов (золото) – «тяжелые» слои, в «легкий» слой 3 («перфорированный» свинец) вводится внешнее лазерное излучение. Функции тяжелых слоев – сдерживать разлет DT-области и мишени. Энерговклад производится в слой 2 так, чтобы на границе DT-области обе-

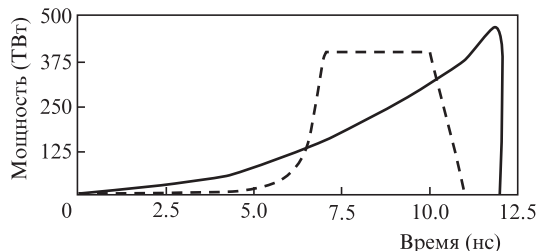


Рис.14. Формы лазерных импульсов, использованных в расчетах для первой (сплошная кривая) и второй (штриховая кривая) мишеней.

	DT	Au	Pb	Au	
r (см)	0	0.2	0.21	0.39	0.444
ρ (г/см ³)	0.05	19.5	6	19.5	

Рис.15. Геометрия мишени для синтеза на тяжелых ионах.

спечить заданные скорости и давления, необходимые для ее безударного сжатия [15].

Для воспроизведения безударного сжатия на правой границе рабочей DT-области скорость и давление в случае идеального газа должны быть представлены в виде (эти зависимости были получены К.П.Станюковичем [15])

$$u = \frac{2}{\gamma - 1} c_0 \left[1 - \left(1 - \frac{c_0}{L_0} t \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}} \right],$$

$$p = \frac{\rho_0}{\gamma} c_0^2 \left(1 - \frac{c_0}{L_0} t \right)^{-\frac{2\gamma}{\gamma + 1}} = p_0 \left(1 - \frac{c_0}{L_0} t \right)^{-\frac{2\gamma}{\gamma + 1}},$$

где L_0 – длина сжимаемого слоя; ρ_0 и c_0 – начальные плотность и скорость звука соответственно; γ – показатель адиабаты.

Временная зависимость энерговклада для этого случая приведена в работе [14], нумерация слоев от центра начинается с нулевого:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = Q(t), \quad Q(t) = \frac{2\gamma c_0^3 G}{(\gamma - 1)^2 m_2} L_0^\alpha \left\{ - \left(1 - \xi^{-\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}} \right)^2 + \left[\frac{V_2(0)}{a L_0^\alpha} + (\gamma - 1) + 2\xi - (\gamma + 1) \xi^{\frac{2\gamma}{\gamma + 1}} \right] \frac{\xi^{-1}}{\gamma + 1} \right\} \xi^{-\frac{2\gamma}{\gamma + 1}} L_0^{\alpha - 1},$$

$$\xi = 1 - \frac{c_0 t}{L_0} (0 \leq \xi \leq 1),$$

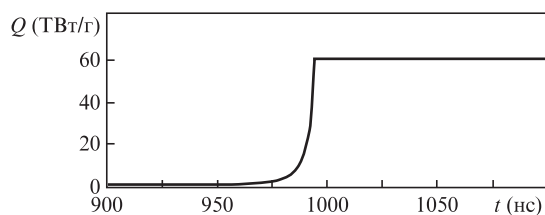
$$G = \frac{m_0}{\gamma} (1 - 2k_2) + \frac{2k_1}{\gamma + 1} + \frac{(\gamma + 1)m_0^2}{\gamma^2} k_3,$$

$$a = \frac{m_1 + m_2 + m_3 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \rho_0 L_0^\alpha}{(\gamma - 1) \left(\frac{m_2}{2} + m_3 \right)},$$

$$k_1 = m_1 + \frac{m_2}{3} + \frac{m_1 + \frac{m_2}{2}}{\left(m_3 + \frac{m_2}{2} \right)^2} \left(\frac{m_1 m_2}{3} + m_1 m_3 + \frac{m_2 m_3}{6} \right),$$

$$k_2 = - \frac{1}{\left(m_3 + \frac{m_2}{2} \right)^2} \left[\frac{m_2}{3} \left(m_3 + \frac{m_2}{4} \right) + m_1 \left(m_3 + \frac{m_2}{3} \right) \right],$$

$$k_3 = - \frac{m_3 + \frac{m_2}{3}}{2 \left(m_3 + \frac{m_2}{2} \right)^2}.$$

Рис.16. Вид функции $Q(t)$.

Здесь m_i и $V_i(0)$ – массы и объемы слоев ($i = 0-3$) соответственно; α – параметр, зависящий от геометрии мишени. Вложение энергии рассчитывается по этой формуле до тех пор, пока $Q(t) < Q^*$ (Q^* – так называемое максимальное обострение, характеристика лазерной установки), а далее – по формуле $\partial E/\partial t = Q^*$, пока не будет вложено необходимое количество энергии (в данном случае 21 МДж).

Функция $Q(t)$ приведена на рис.16 для конкретной мишени с $c_0 = 0.01$ см/нс и $L_0 = 0.1$ см и для максимального обострения $Q^* = 60$ ТВт/г. Длина в приведенных формулах измеряется в см, время – в нс, мощность $Q(t)$ – в ТВт/г. Количественно величины $Q(t)$ различаются в разных расчетах в зависимости от геометрии мишени (или масс m_i), максимального значения Q^* , величин c_0 и L_0 , но вид кривых при этом один и тот же (с обострением). Результаты расчета для данной мишени приведены в табл.4.

Табл.4.

E (МДж)	F (МДж)	F_α (МДж)	Δ (%)	K
21	25.6	–	–	1.22
21	27.2	24.67	17	1.3

Без учета переноса энергии быстрыми частицами выделяется энергия 25.6 МДж, с учетом переноса – 27.2 МДж. При этом 17% (4.19 МДж) энергии выносится из ДТ-

области быстрыми частицами термоядерных реакций и локализуется в соседней с ней области из золота. Тем самым сдерживается разлет ДТ-области и усиливается ее горение.

Таким образом, в настоящей работе проведено моделирование на основе спектральных диффузионных уравнений переноса быстрых частиц, возникающих в результате термоядерных реакций. Показано, что перенос быстрых заряженных частиц может как уменьшать, так и увеличивать энерговыделение в ДТ-области в зависимости от формы лазерного импульса и геометрии мишени.

1. Выговский О.Б., Ильин Д.А., Левковский А.А., Розанов В.Б., Шерман В.Е. *Препринт ФИАН № 72* (М., 1990).
2. Конаш П.В., Лебо А.И., Лебо И.Г. *Математическое моделирование*, **25**, 3 (2013).
3. Бельков С.А., Долголева Г.В., Ермолович В.Ф. *ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов*, вып. 1, 51 (2003).
4. Долголева Г.В. *ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики*, вып. 2 (13), 29 (1983).
5. Гольдин В.Я., Четверушкин Б.П. *Препринт ИПМ № 12* (М., 1970).
6. Бельков С.А., Долголева Г.В. *ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов*, вып. 1, 59 (1992).
7. Козлов Б.Н. *Атомная энергия*, **12** (3), 238 (1962).
8. Баско М.М. *Препринт ИТЭФ № 145* (М., 1985).
9. Долголева Г.В., Забродина Е.А. *Препринт ИПМ № 68* (М., 2014).
10. Имшенник В.С., Литвинова И.Ю. *Препринт ИТЭФ № 69* (М., 1990).
11. Krauss A., Becker H.W., Trautvetter H.P., Rolf's C., Brand K. *Nucl. Phys. A*, **465**, 150 (1987).
12. Бельков С.А., Бондаренко С.В., Вергунова Г.А. и др. *ЖЭТФ*, **148**, (4 (10)), 781 (2015) [*JETP*, **121** (4), 686 (2015)].
13. Долголева Г.В., Лебо А.И., Лебо И.Г. *Математическое моделирование*, **28** (1), 23 (2016).
14. Долголева Г.В., Забродин А.В. *Кумуляция энергии в слоистых системах и реализация безударного сжатия* (М.: Физматлит, 2004).
15. Станюкович К.П. *Неустановившиеся движения сплошной среды* (М.: Наука, 1971).