

УДК 533.6.011.72

**ПРОЦЕСС СВЕРХВЫСОКОГО СЖАТИЯ ВЕЩЕСТВА
И ИНИЦИИРОВАНИЕ ТЕРМОЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ
МОЩНЫМ ИМПУЛЬСОМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ¹**

**П. П. ВОЛОСЕВИЧ, Л. М. ДЕГТЯРЕВ, Е. И. ЛЕВАНОВ,
С. П. КУРДИУМОВ, Ю. П. ПОПОВ, А. А. САМАРСКИЙ,
А. П. ФАВОРСКИЙ**

Введение

Развитие лазерной техники привело к идее использования оптических квантовых генераторов для осуществления управляемого термоядерного синтеза (УТС). В [1] впервые была опубликована идея о принципиальной возможности нагрева вещества до термоядерных температур при помощи концентрации энергии лазерного луча на мишень достаточно малой массы.

Поскольку соответствующей лазерной техники в настоящее время пока не существует, единственным эффективным способом для исследования процессов, происходящих в веществе при взаимодействии с лазерным излучением большой мощности, является численный эксперимент. В Институте прикладной математики АН СССР совместно с сотрудниками лаборатории Н. Г. Басова (ФИ АН СССР) в 60-х годах проводились расчеты процесса взаимодействия излучения с веществом в рамках двухтемпературной гидродинамической модели с учетом электронной теплопроводности и тормозного поглощения лазерного излучения. Рассматривалась сферически-симметричная геометрия. Предполагалось, что мощность лазерного излучения во времени либо постоянна, либо имеет форму «треугольника». Показано, что для мишеней некоторых типов в этих условиях для осуществления положительного термоядерного выхода, энергия лазерного импульса должна составлять не менее 10^6 Дж. Было установлено также, что при увеличении начальной плотности вещества мишени (например, на порядок по сравнению с плотностью конденсированной фазы) при прочих равных условиях термоядерный выход растет, а энергия лазерного импульса, необходимая для «зажигания» термоядерной реакции, уменьшается [2].

В работах [3-6] указывается, что использование лазерных импульсов, в которых мощность нарастает со временем по специальному закону, позволяет существенно снизить необходимую энергию лазера. Условия для инициирования термоядерной реакции в этом случае достигаются не только за счет больших температур (несколько *кэв*), но и высоких (несколько тысяч раз) сжатий вещества мишени.

В настоящей работе проанализирован процесс сверхвысокого обжатия и нагрева вещества мишени мощным импульсом лазерного излучения в режиме, предложенном в [3-6]. Подтверждена роль профилирования лазерного импульса. Исследованы физические особенности этого процесса, указан ряд не отмечавшихся ранее закономерностей.

¹ Работа выполнена в 1972 г., частично ее результаты содержатся в [15].

1. Постановка задачи

Рассмотрим находящуюся в вакууме сферическую мишень массы M_0 из смеси конденсированного дейтерия и трития, на поверхность которой падает равномерно распределенный поток лазерного излучения (рис. 1, а).

Процессы, происходящие в веществе мишени в результате поглощения лазерного излучения, описываются уравнениями двухтемпературной гид-

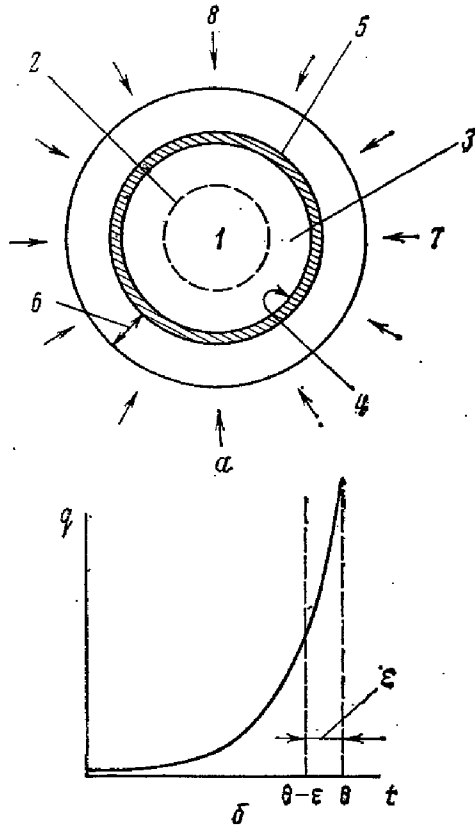


Рис. 1. а) Облучение сферической мишени. 1 — ядро мишени, 2 — фронт ударной волны, 3 — зона сильного сжатия, 4 — тепловой фронт, 5 — зона поглощения излучения, 6 — «корона», 7 — лазерное излучение, 8 — вакуум; б) зависимость мощности лазерного излучения от времени. За промежуток времени $\theta - \epsilon \leq t \leq \theta$ в мишень вкладывается 0,5 общей энергии импульса

родинамики в приближении сферической симметрии. Учитываются электронная теплопроводность, а также поглощение лазерного излучения (тормозное поглощение и поглощение на плазменной частоте). Предполагается, что справедливы уравнения состояния идеального газа, теплоемкость вещества постоянна, собственное тепловое излучение плазмы несущественно на всех стадиях процесса. Энергией фазового перехода и отражением лазерного излучения пренебрегается. Не принимается во внимание также влияние энергии, выделившейся в результате термоядерной реакции.

Все физические свойства плазмы рассчитываются в предположении полной ионизации так, как это сделано, например, в [7].

Соответствующая система одномерных нестационарных уравнений в лагранжевых массовых координатах имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial (r^2 v)}{\partial s}, \quad \frac{\partial r}{\partial t} = v, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -r^2 \frac{\partial (p + \rho \omega)}{\partial s} - 3rv \frac{\partial \mu}{\partial s}, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = -(p + \rho \omega) \frac{\partial (r^2 v)}{\partial s} - 3\mu \frac{\partial (rv^2)}{\partial s} - \frac{\partial W}{\partial s} - \frac{\partial W_r}{\partial s}, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}_i}{\partial t} = -(p_i + \rho \omega) \frac{\partial (r^2 v)}{\partial s} - 3\mu \frac{\partial (rv^2)}{\partial s} - \frac{Q}{\rho}, \quad (1.4)$$

$$W = -r^4 \kappa \rho \frac{\partial T_e}{\partial s}, \quad \kappa = \kappa_0 T_e^{5/2}, \quad (1.5)$$

$$Q = c_0 \rho^2 \frac{T_i - T_e}{T_e^{3/2}}, \quad (1.6)$$

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_i + \mathcal{E}_e, \quad p = p_i + p_e, \quad (1.7)$$

$$p_i = R_i \rho T_i, \quad p_e = R_e \rho T_e, \quad (1.8)$$

$$\omega = -\mu \frac{\partial (r^2 v)}{\partial s}, \quad \mu = \mu_0 T_i^{3/2}, \quad (1.9)$$

$$W_J = -\frac{q(t)}{4\pi} (e^{-(z-z)} - e^{-(z+z)}), \quad (1.10)$$

$$z = \int_0^r k dr, \quad Z = \int_0^{R(t)} k dr,$$

$$k = \begin{cases} k_0 \rho^2 / T_e^{3/2}, & \rho \leq \rho_*, \\ \alpha_0 k_0 \rho^2 / T_e^{3/2}, & \rho > \rho_*. \end{cases} \quad (1.11)$$

Здесь t — время, r — эйлерова координата, $R(t)$ — положение границы плазма — вакуум, s ($ds = \rho r^2 dr$) — лагранжева массовая координата, производная по времени — лагранжева, v — скорость плазмы, ρ — плотность, ω — ионная вязкость, μ — коэффициент вязкости, \mathcal{E}_i , \mathcal{E}_e — удельная внутренняя энергия ионов и электронов соответственно, p_i , p_e — давление ионов и электронов, \mathcal{E} , p — полная внутренняя энергия и полное давление, Q — скорость обмена энергией между ионами и электронами, W — поток тепла, обусловленный электронной теплопроводностью, κ — коэффициент теплопроводности, W_J — поток лазерного излучения, k — коэффициент поглощения лазерного излучения, ρ_* — критическое значение плотности, при переходе через которое коэффициент поглощения скачком изменяется в α_0 раз, чем эффективно имитируется поглощение на плазменной частоте, $q(t)$ — закон изменения во времени падающего извне потока лазерного излучения, $z(r)$ — текущее значение оптической толщины, $Z = z(R)$ — полная оптическая толщина.

Система уравнений (1.1)–(1.11) решается в области $0 < s < M$ ($0 < r < R(t)$), $t > 0$, где $M = M_0/4\pi$ — масса плазмы в единице телесного угла.

В центре системы при $s=0$ ($r=0$) задаются условия симметрии:

$$v(0, t) = 0, \quad W(0, t) = 0. \quad (1.12)$$

Справа при $s=M$ ($r=R(t)$) на границе плазмы с вакуумом краевые условия имеют вид:

$$p(M, t) = 0, \quad W(M, t) = 0. \quad (1.13)$$

Поток лазерного излучения, падающий на поверхность мишени, задается следующим образом:

$$q(t) = \begin{cases} \frac{E\varepsilon(\theta+\varepsilon)}{\theta} \frac{1}{(\theta+\varepsilon-t)^2}, & 0 < t \leq \theta, \\ 0, & t > \theta. \end{cases} \quad (1.14)$$

Здесь E — полная энергия лазерного импульса, θ — его длительность, ε — так называемое время обострения импульса, за промежуток времени $\theta - \varepsilon \leq t \leq \theta$ в мишень вкладывается примерно половина общей энергии импульса (рис. 1, б):

$$\int_{\theta-\varepsilon}^{\theta} q(t) dt = \frac{E}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon}{\theta} \right)$$

(обычно $\varepsilon/\theta \ll 1$). В начальный момент вещество мишени имеет плотность конденсированной фазы $\rho(s, 0) = \rho_0 = 0,2 \text{ г/см}^3$, температуру $T_{i,e}(s, 0) = 0$ и покоится: $v(s, 0) = 0$.

Эффективный коэффициент полезного действия системы η оценивается по отношению энергии термоядерного выхода e к полной поглощенной энергии импульса E :

$$\eta = \frac{e}{E} \cdot 100\% \quad (1.15)$$

При этом учитывается лишь энерговыделение от α -частиц:

$$e = 4\pi a \int_0^{\infty} \int_0^M \langle \sigma v \rangle \rho ds dt, \quad (1.16)$$

где $\langle \sigma v \rangle$ — средняя величина произведения сечения реакции ДТ на скорость частиц определялась по интерполяционной формуле [2], справедливой в диапазоне изменения температуры $1 \text{ кэВ} \leq T_i \leq 30 \text{ кэВ}$:

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{b_1 T_i^{5,2}}{b_2 + T_i^{3,6}}, \quad (1.17)$$

a , b_1 , b_2 — некоторые размерные постоянные.

Описанная выше модель явления сверхвысокого сжатия и нагрева вещества мощным импульсом лазерного излучения является упрощенной. Однако она позволяет выяснить основные качественные закономерности изучаемого процесса, указать роль различных параметров и тем самым может служить отправным пунктом для построения дальнейших физически более содержательных моделей.

Сформулированная выше задача решалась с помощью разностных методов, разработанных в Институте прикладной математики и подробно описанных в [8-11].

2. Основные черты процесса. Влияние обострения импульса и массы мишени на эффективность нагрева и сжатия вещества

В результате поглощения лазерного излучения внешний слой сферической мишени нагревается, давление здесь резко возрастает и образующаяся дейтериево-тритиевая плазма с большой скоростью начинает истекать в вакуум. Возникающий при этом импульс отдачи приводит к уплотнению внутренней части мишени — ядра. Внешняя испаренная оболочка — корона — по мере разрежения становится прозрачной для излучения. Область эффективного поглощения излучения и расположенная перед ней зона сильного уплотнения продвигаются внутрь ядра (рис. 1, а).

Проследим детали описанного выше процесса на конкретном примере расчета задачи при следующих значениях параметров: масса мишени $M_0 = 8,4 \cdot 10^{-6} \text{ г}$, ее начальный радиус $R_0 = R(0) = 2,15 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, энергия импульса $E = 10^4 \text{ Дж}$, его длительность $\theta = 6,476 \text{ нсек}$, время обострения $\varepsilon = 0,019 \text{ нсек}$, критическое значение плотности в законе (1.11) $\rho_* =$

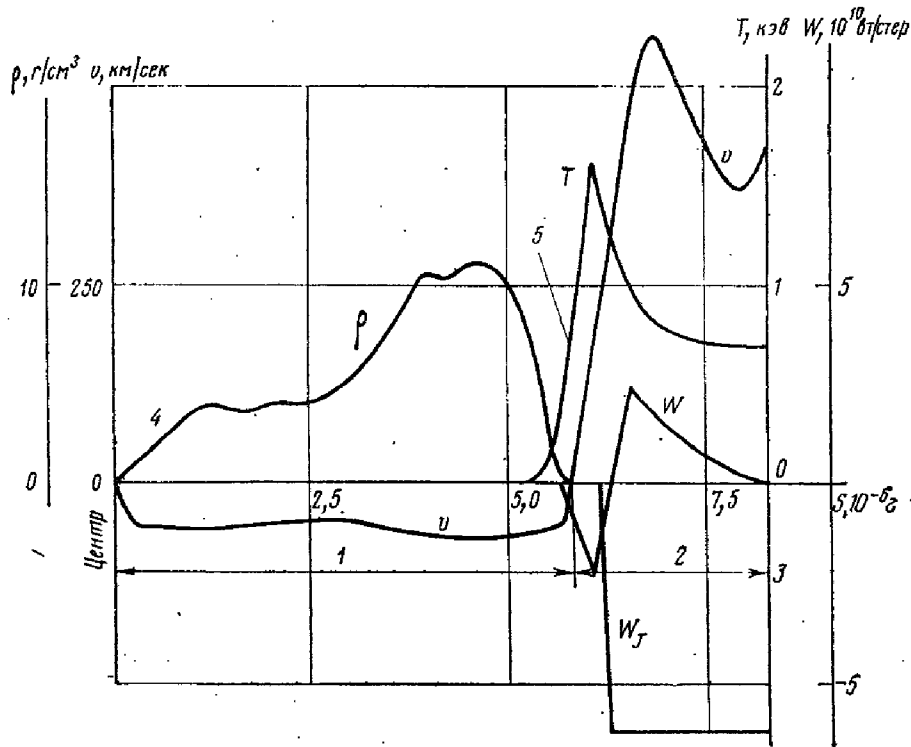


Рис. 2. Профили по массовой координате различных характеристик мишени в момент времени $t=6,0$ нсек. Параметры расчета $M_0=8,4 \cdot 10^{-6}$ г, $R(0)=2,15 \cdot 10^{-2}$ см, $E=10^4$ Дж, $\theta=6,476$ нсек, $\varepsilon=0,019$ нсек, $\rho_*=0,004$ г/см³; 1 – ядро мишени, 2 – корона, 3 – вакуум, 4 – фронт ударной волны, 5 – тепловой фронт

$=0,004$ г/см³. На рис. 2 представлены профили по массовой координате плотности плазмы ρ , скорости v , электронной температуры T_e , а также потоков тепла W и лазерного излучения W_L через единицу телесного угла в момент времени $t=6,0$ нсек. Видно, что поток лазерного излучения, свободно проникая через корону, поглощается в районе, где плотность плазмы близка к критической ($\rho=\rho_*$). Естественно, что здесь достигается максимальное значение температуры электронов T_e . Тепло за счет механизма теплопроводности отводится из этой зоны в обе стороны по радиусу.

В результате рождается распространяющаяся к центру тепловая волна второго рода ТВII [12]. Это образование, представляющее собой дозвуковой режим распространения тепла в среде, состоит из ударной волны и движущегося позади теплового фронта, перед которым осуществляется интенсивное сжатие вещества и достигаются максимальные давления. При достаточно малых ε этот режим может смениться на стадии обострения сверхзвуковым режимом распространения тепла (ТВI). В этом случае тепловая волна обгоняет ударную. В режиме ТВI распространение тепла не сопровождается заметными изменениями плотности среды.

Со временем сжатие и нагрев усиливаются, так как поток лазерного излучения нарастает в соответствии с законом (1.14). Кроме того, по мере сжатия центрального ядра системы начинает сказываться эффект сферичности.

В совокупности все эти факторы позволяют достичь в районе центра больших значений температуры (порядка 5–10 кэВ) и плотности (в несколько тысяч раз превышающей плотность конденсированной фазы) и обеспечить тем самым условия для иницирования термоядерной реакции.

Оказывается, однако, что описанный процесс весьма чувствителен к форме лазерного импульса. При фиксированных параметрах M , E и θ существует оптимальный режим обострения (оптимальное значение величины ε), при котором коэффициент η имеет максимальное значение.

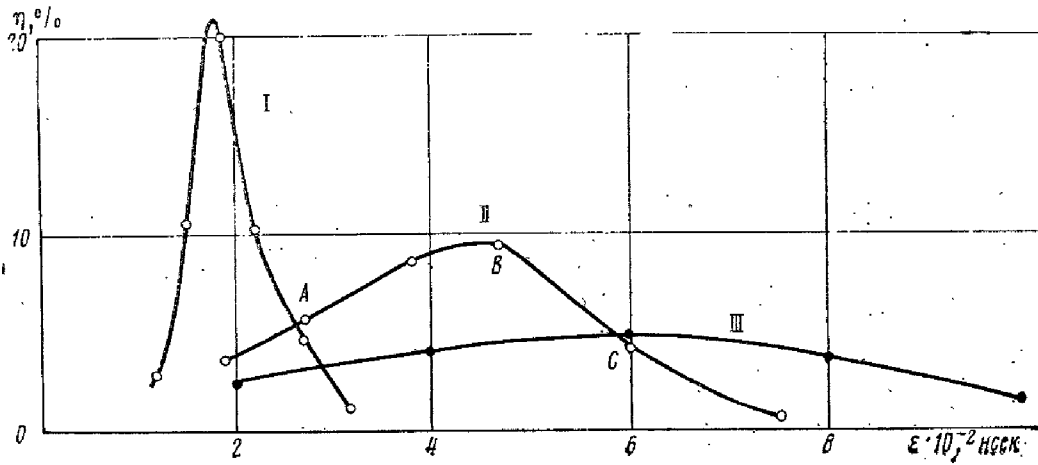


Рис. 3. Зависимости к.п.д. от режима обострения при разных массах мишени: I — $M_0 = 8,4 \cdot 10^{-6}$ г, II — $M_1 = 2M_0 = 16,8 \cdot 10^{-6}$ г, III — $M_2 = 3M_0 = 25,2 \cdot 10^{-6}$ г

Таким оптимальным вариантом при $M_0 = 8,4 \cdot 10^{-6}$ г, $E = 10^4$ Дж, $\theta = 6,476$ нсек является описанный выше расчет с $\varepsilon = 0,019$ нсек. Увеличение или уменьшение ε приводит к падению η (рис. 3, кривая I). «Пик» функции η весьма острый, его эффективная ширина порядка самой величины обострения ε . Таким образом, для реализации наилучшего в смысле коэффициента полезного действия варианта следует строго выдерживать форму лазерного импульса. При погрешности в задании ε на 50% значение η падает на порядок. Острота пика, так же как и абсолютный максимум η , зависит и от величины θ .

Аналогичным образом ведут себя кривые $\eta(\varepsilon)$ и при других значениях массы мишени. На рис. 3 даны результаты расчетов серии вариантов с $M_1 = 2M_0 = 16,8 \cdot 10^{-6}$ г (кривая II) и $M_2 = 3M_0 = 25,2 \cdot 10^{-6}$ г (кривая III). Параметры E и θ прежние. Хотя кривые I, II, III на рис. 3 имеют общие качественные черты, следует отметить определенные различия между ними. Так, максимальное значение η с ростом массы мишени падает. Оптимальная величина обострения ε сдвигается в область больших значений, а сама кривая $\eta(\varepsilon)$ становится более плавной, так что вместо острого пика появляется сравнительно широкое плато в районе максимума η .

Чтобы дать детальное физическое истолкование результатам, наблюдаемым в описанных выше численных экспериментах, проведем подробный анализ трех вариантов из серии II с массой $2M_0$. Исходные данные в этих трех расчетах отличаются лишь значением обострения, которое равно соответственно в вариантах A ($\varepsilon = 0,027$ нсек), B ($\varepsilon = 0,047$ нсек) и C ($\varepsilon = 0,06$ нсек). Вариант B ($\varepsilon = 0,047$ нсек) является оптимальным в данной серии II, значение η здесь составляет около 10%. В вариантах A и C к.п.д. примерно одинаков, $\sim 5\%$, однако эти варианты расположены на разных ветвях кривой $\eta(\varepsilon)$, соответственно слева и справа от максимума.

То обстоятельство, что абсолютные значения η , полученные в этих вариантах, невелики, не играет принципиальной роли. Наша цель — получить качественное представление о механизме процесса сжатия и нагрева вещества мишени в различных условиях. Используя принцип подобия, описанный в разделе 5, можно перенести результаты на случай более мощных лазерных импульсов, где достигаются большие значения эффективного к.п.д.

На рис. 4 на плоскости (r, t) изображены траектории движения фронта ударной волны и границы сжатого ядра.

На рис. 5, 6 для трех вариантов A, B и C представлены распределения по радиусу ионной и электронной температур T_i и T_e , а также плотности ρ

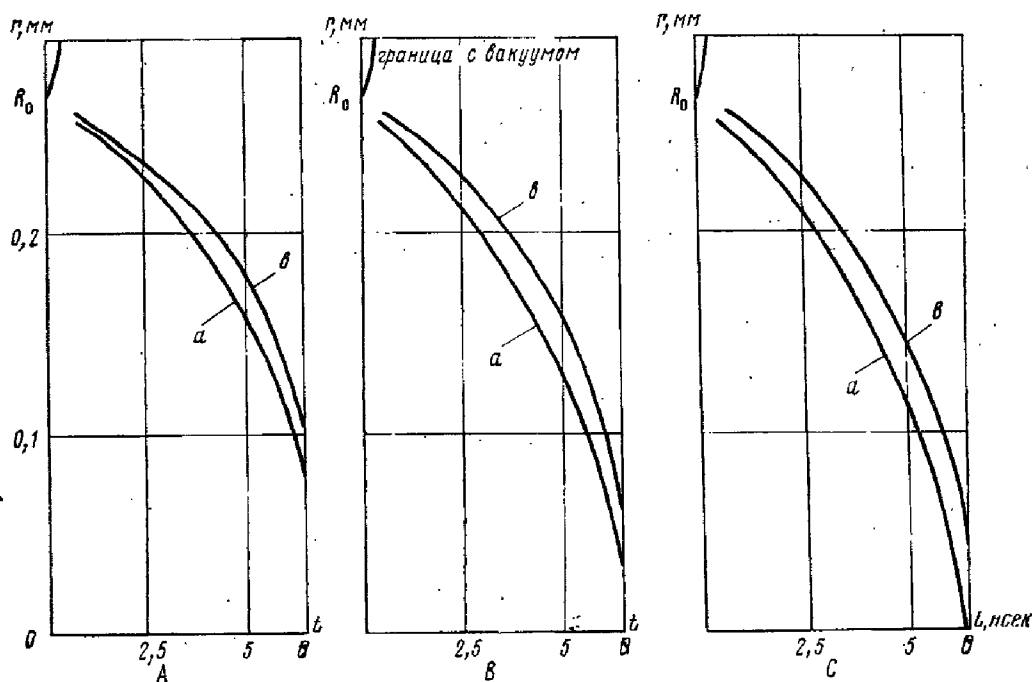


Рис. 4. Траектории движения фронта ударной волны (а) и граница ядра (б) для вариантов А, В и С

на моменты времени $t_1=6,44$ нсек и $t_2=6,52$ нсек. Момент t_1 соответствует началу обострения, к моменту t_2 действие лазерного импульса уже прекратилось, но ядро мишени по инерции продолжает сжиматься.

Как видно, состояние ядра мишени в указанных вариантах неодинаково, и причина этого кроется в следующем.

Рассматриваемый процесс сжатия мишени лазерным излучением распадается на три ярко выраженные стадии. Первая, продолжительная, охватывает промежуток времени $0 \leq t \leq \theta - \varepsilon$, вплоть до начала обострения импульса. Эта стадия предварительная, ее задача подготовить достаточно плотное ядро. Вторая стадия — собственно обострение ($\theta - \varepsilon < t < \theta$), сопровождающееся интенсивным выделением энергии, наконец, третья стадия — короткий промежуток после выключения лазерного импульса, в течение которого ядро продолжает кумулироваться на центр по инерции. Во время второй и третьей стадий в расчетах наблюдается термоядерный выход энергии.

На первой стадии процесса внутрь системы распространяется узкая зона плазмы, сжатой перед фронтом тепловой волны. Положение этой сферической зоны, т. е. ее расстояние от центра, определяется скоростью движения ТВП, которая в свою очередь зависит от энергии, подведенной к волне.

Величина этой энергии задается формой лазерного импульса, причем с ростом обострения (уменьшением ε) подвод энергии увеличивается на второй стадии процесса за счет его уменьшения на первой стадии. Поэтому при больших значениях ε слой плотной плазмы к концу первой стадии продвинется ближе к центру. Рис. 5 демонстрирует положение пика в зависимости от ε к концу первой стадии. Заметим при этом, что масса, сосредоточенная в ядре мишени, во всех трех рассматриваемых вариантах примерно одинакова.

На второй стадии процесса ядро мишени, состоящее из плотного наружного слоя и сравнительно разреженной внутренней части, испытывает мощный тепловой удар. Он ускоряет оболочку ядра к центру, в результате чего интенсивность ударной волны перед ней усиливается. В варианте А ударная волна распространяется по сравнительно слабо сжатому

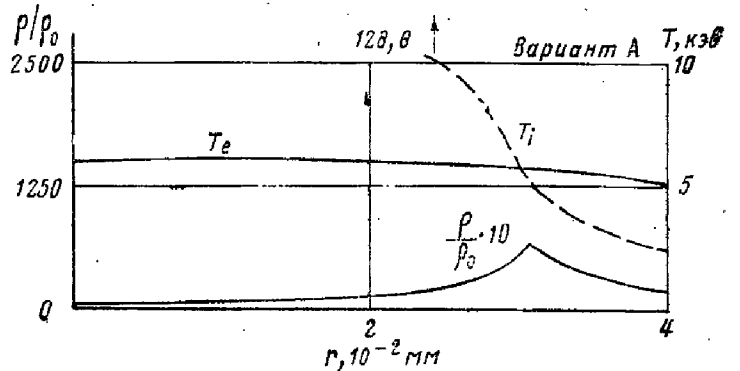
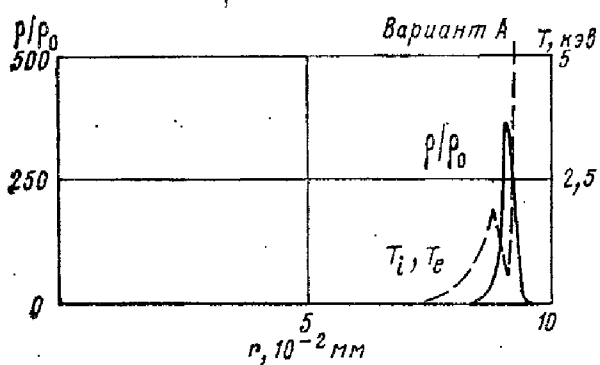
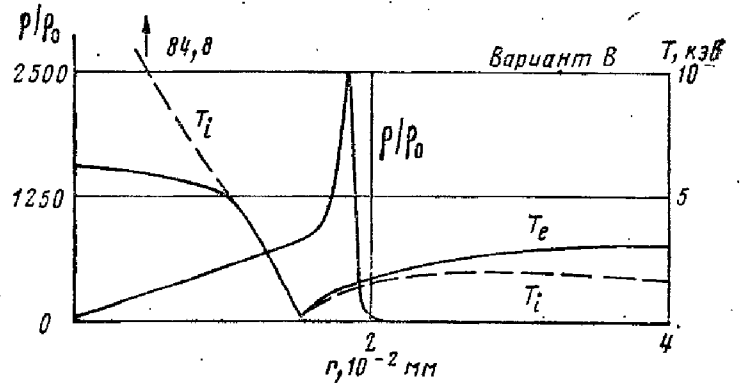
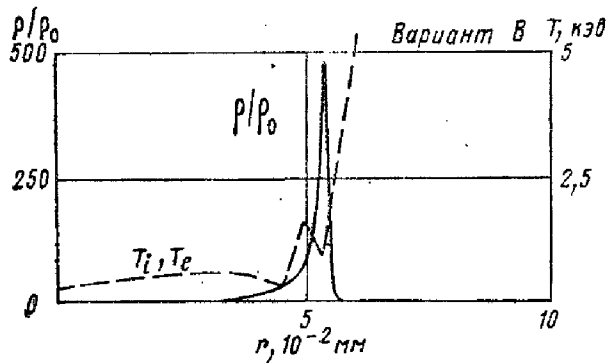
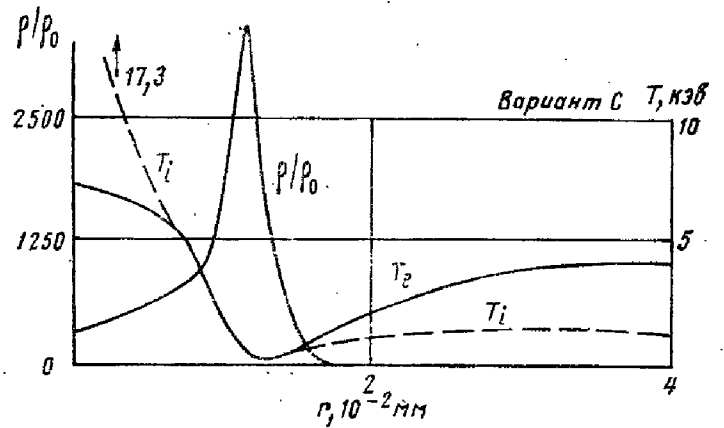
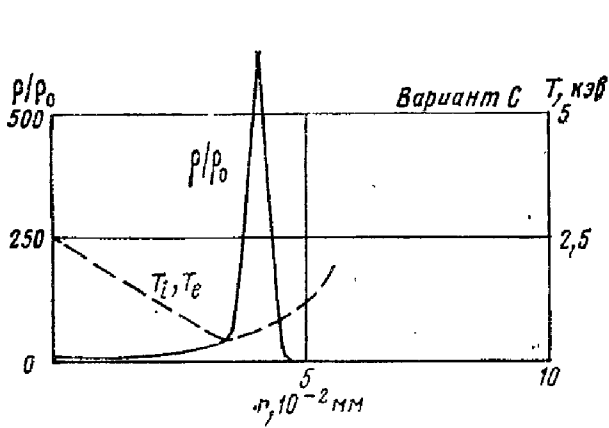


Рис. 5

Рис. 6

Рис. 5. Распределение ионной и электронной температур и плотности по радиусу в момент времени $t=6,44$ нсек для вариантов А, В и С

Рис. 6. Распределение ионной и электронной температур и плотности по радиусу в момент времени $t=6,52$ нсек для вариантов А, В и С

газу, в результате в районе центра наблюдается сильный отрыв температур. В этом случае имеет место последовательный ряд явлений: смена режима ТВII на ТВI, захлестывание оболочки мощной сверхзвуковой тепловой волной, рождение сильной изотермической ударной волны, из-за резкого перепада давлений на границе разреженный центр — сжатая оболочка, наконец, возникновение заметного отрыва температур ($T_i > T_e$) в почти изотермической (по T_e) ударной волне. Отрыву способствует малость обмена энергией между ионами и электронами, так как плотность мала, а температура T_e велика. В этом случае инициирование термоядерной реакции происходит при $T_i \sim 8-10$ кэВ. В вариантах В и С центр обжат сильнее, поэтому отрыв температур в них меньше. На рис. 7 для серии расчетов II с $2M_0$ указаны максимальные значения средней по ядру ион-

ной температуры $\bar{T}_i = \frac{1}{M_{\pi}} \int_0^{M_{\pi}} T_i ds$, максимальное значение средней сте-

пени сжатия $\xi = \bar{\rho}/\rho_0 = \frac{1}{\rho_0} \frac{1}{M_{\text{я}}} \int_0^{M_{\text{я}}} \rho ds$ ($M_{\text{я}}$ — масса ядра), зафиксированные

в расчетах с различными ε . Здесь же нанесено значение $\eta(\varepsilon)$. Все эти три зависимости имеют немонотонный характер, но их максимумы не

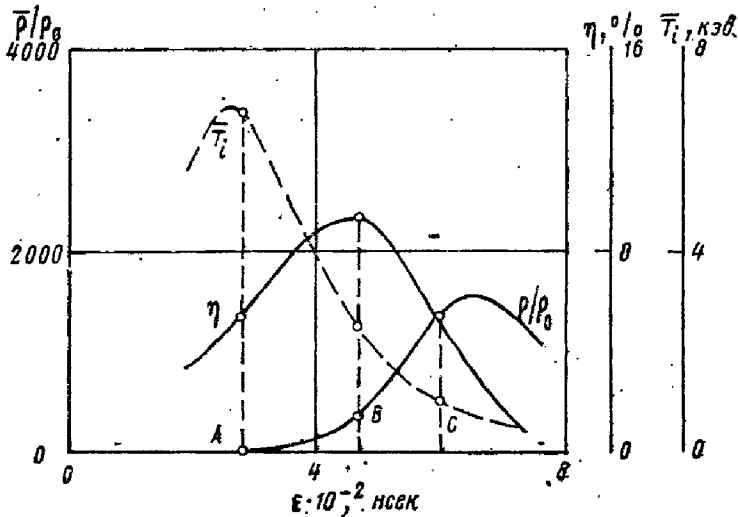


Рис. 7

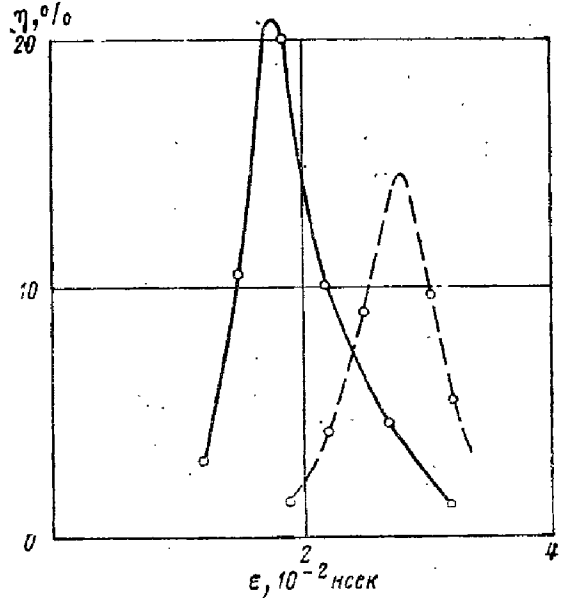


Рис. 9

Рис. 7. Максимальные значения средней по ядру ионной температуры, средней степени сжатия и к.п.д. в зависимости от режима обострения в серии расчетов II (с $M = 16,8 \cdot 10^{-6}$ г)

Рис. 8. Профили характеристик мишени в момент времени $t = 6,0$ нсек при $M_0 = 8,4 \cdot 10^{-6}$ г и $\varepsilon = 0,019$ нсек для двух значений критической плотности: сплошная линия — $\rho_* = 0,004$ г/см³, пунктир — $\rho_* = 10^{-8}$ г/см³

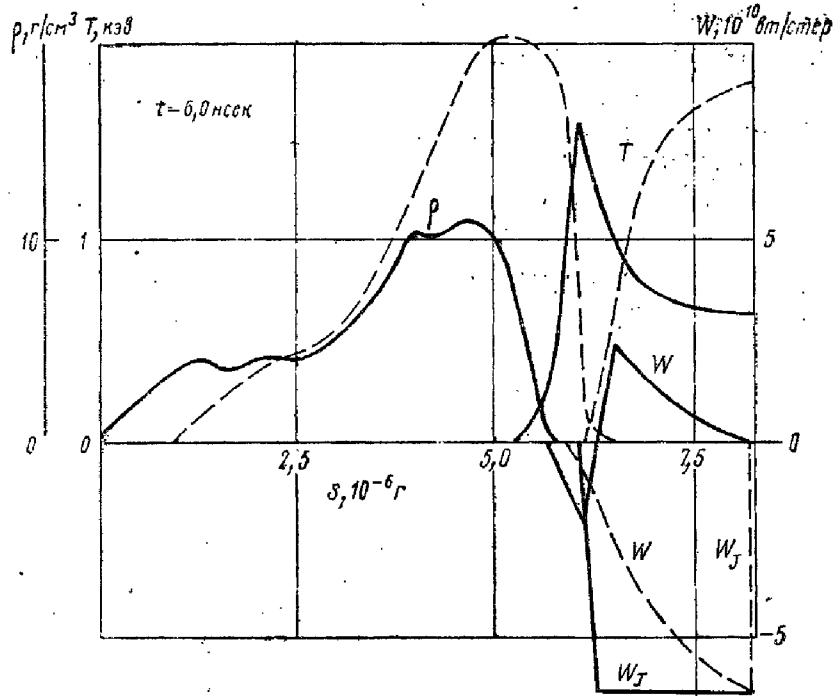


Рис. 8

Рис. 9. Зависимости к.п.д. от режима обострения при различных значениях критической плотности: сплошная линия — $\rho_* = 0,004$ г/см³, пунктир — $\rho_* = 10^{-8}$ г/см³

совпадают. Пик \bar{T}_i достигается в вариантах с меньшими ε , где, как мы видели, степень сжатия невелика, но наблюдается сильный отрыв температур. Максимум кривой $\xi(\varepsilon)$ находится при больших ε , но достигнутые в этих вариантах значения \bar{T}_i невелики. В этом случае смена режима распространения тепла в задаче не происходит и после отключения лазерного потока фронт тепловой волны практически не распространяется по массе и продолжается близкое к адиабатическому сжатию ядра за счет

инерции холодной и сжатой оболочки. Обычно в центр попадает сравнительно слабая УВ, отрыв в ней мал из-за больших плотностей и малых T_e . Иницирование термоядерной реакции происходит при $T_i \sim 2-5$ кэВ. Естественно поэтому, что к.п.д. η , зависящий нелинейным образом как от температуры, так и от плотности (см. (1.15)–(1.17)), достигает максимального значения в точке, лежащей между максимумами \bar{T}_i и ξ .

Можно утверждать, таким образом, что в вариантах, где ϵ меньше оптимального значения, термоядерный выход в основном определяется высокой ионной температурой, возникающей за счет отрыва. При значениях ϵ , превышающих оптимальное значение, существенную роль в иницировании термоядерной реакции играет высокое сжатие вещества.

Мы провели анализ серии расчетов, где масса мишени равна $2M_0$. Подобные результаты имеют место и при другой массе мишени. Можно отметить, что пики величин \bar{T}_i и ξ для малых значений масс становятся острее, а при больших массах — разглаживаются, т. е. качественно повторяют поведение соответствующих кривых $\eta(\epsilon)$.

Таким образом эффективность обжатия и нагрева мишени, а также возможность зажигания термоядерной реакции в существенной мере зависят от степени синхронизации потока лазерного излучения с динамикой внутренних процессов, разыгрывающихся в плазме.

3. Влияние коэффициента поглощения

В настоящей работе поглощение лазерного излучения рассматривается в приближении тормозного поглощения. Эффективно учтено поглощение на плазменной частоте — при превышении критической плотности ρ_* (см. (1.11)) коэффициент поглощения скачком возрастает в α_0 раз. В расчетах величина α_0 принималась равной 10^5 .

Значение коэффициента k_0 вычислялось в соответствии с формулой Спитцера [18] для полностью ионизированного газа. Так как это значение не очень точное, в расчетах проводилась вариация величины k_0 на два порядка. Такая вариация не повлияла заметно на основные результаты, ибо практически все излучение поглощалось в районе, где плотность близка к критической.

Критическая плотность ρ_* в законе (1.11) является другим параметром задачи, значение которого известно приближенно, поскольку в настоящее время нет окончательно сложившихся представлений о механизме поглощения излучения на плазменной частоте.

Описанные в разделе 2 расчеты выполнены для значения $\rho_* = 0,004$ г/см³. Для сравнения была проведена серия расчетов с $\rho_* = 10^{-8}$ г/см³. Выбор такого значения объясняется следующими соображениями. При $\rho_* = 0,004$ г/см³ излучение свободно проникает через разреженную корону и поглощается в глубине мишени у поверхности ядра. Значение же $\rho_* = 10^{-8}$ г/см³ столь мало, что заведомо обеспечивает реализацию предельного случая — поглощение локализуется на краю мишени, на границе короны с вакуумом.

Рис. 8 иллюстрирует влияние параметра ρ_* на примере двух вариантов: первого варианта с параметрами $M_0 = 8,4 \cdot 10^{-6}$ г, $\epsilon = 0,019$ нсек, $\rho_* = 0,004$ г/см³ (см. раздел 2) и второго варианта, который отличается лишь значением $\rho_* = 10^{-8}$ г/см³.

Во втором варианте излучение поглощается у границы плазмы с вакуумом и далее энергия посредством потока тепла W распространяется внутрь системы. Поэтому здесь температура T_e имеет максимум на краю системы, а разреженное вещество короны нагрето сильнее. Затраты энергии на нагрев короны приводят к тому, что фронт волны движется мед-

леннее. В конечном счете в этом варианте перед обострением импульса плотная оболочка ядра, т. е. сферический слой плазмы, сжатый в ТВП между тепловым и ударным фронтами, оказывается расположенным от центра на большем расстоянии, чем в первом варианте с $\rho_* = 0,004 \text{ г/см}^3$.

Сопоставляя это с результатами раздела 2, можно сделать следующий вывод: уменьшение критической плотности приводит на первой стадии процесса к тому же эффекту, что и уменьшение величины обострения ϵ : плотная оболочка ядра мишени к концу первой стадии не успевает достаточно близко подойти к центру системы.

К.п.д. η в варианте с $\rho_* = 10^{-8} \text{ г/см}^3$ мал и составляет около 1%. Это — следствие рассинхронизации динамики процесса сжатия и потока лазерного излучения. Из сказанного выше ясно, что добиться такой синхронизации при новом ρ_* можно за счет увеличения ϵ . Это подтверждает рис. 9, демонстрирующий зависимость $\eta(\epsilon)$ для вариантов, отличающихся лишь значением ρ_* . Максимум кривой $\eta(\epsilon)$ при $\rho_* = 10^{-8} \text{ г/см}^3$ сдвинут в область больших ϵ ; в остальном эта кривая подобна зависимости $\eta(\epsilon)$, полученной при $\rho_* = 0,004 \text{ г/см}^3$.

Приведенный анализ позволяет заключить, что весьма резкое изменение параметра ρ_* сравнительно слабо повлияло на ход изучаемого процесса. Произошел лишь сдвиг оптимального режима в область больших значений величины ϵ .

Такой вывод представляется весьма важным, так как появляется определенная гарантия, что результаты исследования мало чувствительны к значению параметра ρ_* , которое известно весьма приближенно.

Расчеты с малыми значениями критической плотности могут также моделировать реальную ситуацию, когда поверхность сферической мишени загрязнена каким-либо веществом, сильно поглощающим излучение.

Одно из основных различий между вариантами с разными ρ_* состоит в следующем. При больших ρ_* ядро мишени, на границе которого локализовано поглощение излучения, сжимается. При малых ρ_* поглощение происходит на границе короны с вакуумом, которая движется от центра системы. Указанное обстоятельство может представлять интерес для решения технической проблемы — фокусировки лазерного луча на мишень.

4. Оценка длины пробега α -частиц

При вычислении энергии термоядерного выхода в (1.16) предполагалось, что α -частицы, образующиеся в результате термоядерной реакции, полностью поглощаются в ядре мишени. Это верно, если длина пробега частиц значительно меньше радиуса сжатой области.

Длину пробега α -частиц l можно оценить с помощью формул

$$l = 2,6 \cdot 10^{21} \frac{T_i^{3/2} (\text{кэВ})}{n_e}, \quad n_e = 0,24 \cdot 10^{23} \rho, \text{ г/см}^3,$$

где T_i и ρ — средние значения ионной температуры и плотности в сжатой области.

Долю α -частиц, поглощенных в ядре мишени, можно вычислить по интерполяционным формулам [14]

$$\xi = \begin{cases} 1 - \frac{1}{4\delta} + \frac{1}{160\delta^3} & \text{при } \delta = \frac{r_0}{l} \geq \frac{1}{2}, \\ \frac{3}{2} \delta \left(1 - \frac{8}{15} \delta \right) & \text{при } \delta = \frac{r_0}{l} < \frac{1}{2}. \end{cases}$$

Здесь r_0 — радиус ядра на момент его максимального сжатия.

Таблица 1

Поглощение α -частиц в ядре мишени

$E, \text{эВ}$	$r_0, 10^{-3} \text{см}$	$l, 10^{-3} \text{см}$	$\delta=r_0/l$	Доля поглощенных α -частиц
10^7	7,2	0,72	10	0,980
$1,5 \cdot 10^6$	4,6	0,46	9	0,972
10^4	1	0,16	6,25	0,960
10^3	0,52	0,091	5,5	0,955

В табл. 1 проведено сравнение длин пробега α -частиц и радиуса ядра для вариантов с различной энергией импульса E . Видно, что во всех случаях практически все α -частицы поглощаются в плазме.

5. Приближенное преобразование подобия

Для сформулированной в разделе 1 задачи о взаимодействии лазерного излучения с веществом существует приближенное преобразование подобия, которое позволяет основные характеристики процесса, известные при некоторых значениях исходных данных, несложным образом пересчитывать для других значений этих величин.

Проведем обезразмеривание задачи, приняв за основные размерные параметры значения полной энергии импульса E , массы мишени в единице телесного угла M , начальной плотности ρ_0 и газовой постоянной R_i в уравнении состояния (1.8).

Система уравнений в безразмерном виде будет целиком совпадать с системой (1.1)–(1.11), если в последней положить $R_i=1$, $M=1$ и под всеми параметрами понимать их безразмерные значения. Связь между размерными параметрами и безразмерными (ниже они помечены волнистой чертой сверху) такова:

$$\begin{aligned}
 \tilde{\rho} &= \rho \rho_0^{-1}, & \tilde{r} &= r \rho_0^{1/3} M^{-1/3}, & \tilde{v} &= v \beta^{-1/2} M^{-1/12}, \\
 \tilde{T}_{i,e} &= T_{i,e} \beta^{-1} M^{-1/6} R_i, & \tilde{q} &= q \beta^{-2/3} \rho_0^{-1/3} M^{-1/12}, \\
 \tilde{\kappa}_0 &= \kappa_0 \beta^2 \rho_0^{-2/3} R_i^{-5/2}, & \tilde{\mu}_0 &= \mu_0 \beta^2 \rho_0^{-2/3} R_i^{-5/2}, & (5.1) \\
 \tilde{c}_0 &= c_0 \beta^{-2} \rho_0^{2/3} R_i^{1/2}, & \tilde{k}_0 &= k_0 \beta^{-1/2} \rho_0^{5/2} R_i^{3/2} M^{1/12}, \\
 \tilde{t} &= t \beta^{1/2} \rho_0^{1/3} M^{-1/4},
 \end{aligned}$$

где $\beta = E/M^{1/6}$.

Единственное ненулевое граничное условие (1.14) обезразмерится следующим образом:

$$\tilde{q}(\tilde{t}) = \begin{cases} \frac{\tilde{\varepsilon}(\tilde{\theta} + \tilde{\varepsilon})}{\tilde{\theta}} \frac{1}{(\tilde{\theta} + \tilde{\varepsilon} - \tilde{t})^2} & \text{при } \tilde{t} \leq \tilde{\theta}, \\ 0 & \text{при } \tilde{t} > \tilde{\theta}. \end{cases} \quad (5.2)$$

Величины ε и θ , имеющие размерность времени, приводятся к безразмерной форме в соответствии с последней формулой (5.1)

$$\tilde{\theta} = \theta \beta^{1/2} \rho_0^{1/3} M^{-1/4}, \quad \tilde{\varepsilon} = \varepsilon \beta^{1/2} \rho_0^{1/3} M^{-1/4}. \quad (5.3)$$

Анализ формул (5.1) показывает, что если при фиксированных свойствах вещества мишени (т. е. фиксированных значениях величин $R_i, \varepsilon, \rho_0, \kappa_0$

μ_0, c_0, k_0) изменять значения полной энергии импульса E и массы мишени M так, чтобы параметр β оставался постоянным, то безразмерные постоянные $\mu_0, \bar{\mu}_0, \bar{c}_0$ не изменятся. Значение величины \bar{k}_0 , зависящей от массы M как корень двенадцатой степени, изменится слабо: при варьировании M на три порядка значение \bar{k}_0 изменяется менее чем в два раза. Кроме того, как отмечалось в разделе 3, даже значительная вариация коэффициента поглощения k_0 (на два порядка) оказывает незначительное влияние на основные характеристики процесса. Все сказанное дает возможность приближенно считать, что величина \bar{k}_0 также остается постоянной, если параметр β фиксирован.

Если дополнительно при изменении массы мишени соответствующим образом (как корень четвертой степени из массы, см. (5.3)) изменять временные характеристики импульса θ и ϵ , то краевой режим (5.2) останется без изменения.

Итак, задачи, в которых параметры θ и ϵ связаны указанным выше законом, а значение β одно и то же, в безразмерном виде формулируются одинаково, а потому их решения являются подобными. Имея расчет процесса лазерного сжатия мишени, выполненный при некоторых значениях энергии импульса E и массы мишени M , на основании свойства подобия можно получить соответствующие результаты, например, для любой другой энергии импульса E' . При этом новая масса мишени M' рассчитывается из условия $\beta = \text{const}$, т. е.

$$M' = M \left(\frac{E'}{E} \right)^{3/4}$$

Формулы для пересчета остальных размерных величин следуют из (5.1): $t' = m^{3/4}t$, $\theta' = m^{3/4}\theta$, $\epsilon' = m^{3/4}\epsilon$, $T_{e,i}' = m^{1/4}T_{e,i}$, $v' = m^{1/4}v$, $\rho' = \rho$ и т. д., где $m = M'/M$. Заметно изменяется лишь масштаб измерения температуры да «растягивается» масштаб времени. Скорость же изменяется мало, плотность вообще сохраняется.

Коэффициент полезного действия η' также можно вычислить, используя преобразование подобия. Обезразмеривая формулы (1.15)–(1.17) и делая соответствующие оценки, получим, что при больших температурах, $T_i \geq 7$ кэВ, справедлива приближенная формула для пересчета: $\eta' \approx m^{1/20}\eta$, а при $T_i \leq 3$ кэВ имеем $\eta' \approx m^{19/20}\eta$.

В табл. 2 приведены некоторые характеристики лазерной плазмы при различных значениях энергии импульса E , рассчитанные с помощью преобразования подобия на основе варианта, описанного в начале раздела 2 ($M_0 = 8,4 \cdot 10^{-6}$ г, $\epsilon = 0,019$ нсек), а также полученные в результате полного расчета задачи. Как показывает сравнение, преобразование подобия «работает» с хорошей точностью.

Рассматриваемая задача о нагреве и сжатии термоядерной мишени импульсом лазерного излучения является многопараметрической. Поэтому отыскание оптимальных условий для инициирования термоядерной реакции в каждом конкретном случае, например при заданной энергии импульса E , представляется достаточно сложным вопросом.

Сформулированное выше приближенное преобразование подобия позволяет указать оптимальный диапазон изменения параметров для любой заданной энергии импульса на основе системы расчетов, проведенных для некоторой энергии импульса E , например на основе результатов, представленных в табл. 2 для $E = 10^4$ Дж. Формулы подобия дают также возможность, не проводя подробных расчетов, количественно описать ход процесса, например указать значения максимальной температуры, плотности, оценить выход нейтронов, вычислить эффективный к.п.д. и пр.

Таблица 2

Характеристики мишени при различных значениях полной энергии импульса

Для вариантов 2, 3 в первой строке приведены параметры, рассчитанные по формулам подобия на основе варианта 1, а во второй строке — результаты численного расчета. Значения параметров указаны на момент времени, когда достигается максимальное сжатие

Вариант	$E, \text{дж}$	$M_0 \cdot 10^{-6}, \text{г}$	$R_0 \cdot 10^{-2}, \text{см}$	$\theta, \text{мксек}$	$\varepsilon \cdot 10^{-2}, \text{мксек}$	$\eta, \%$	ρ_{max}	Средние величины в области сжатия			Масса сжатой области $M_{\text{ж}} \cdot 10^{-6}, \text{г}$	Радиус сжатой области $r_0 \cdot 10^3, \text{см}$	$R, \text{см}$
								$\rho_{\text{ст}} \cdot 10^{12}, \text{атм}$	$T_e, \text{кэВ}$	$T_i, \text{кэВ}$			
1	10^4	8,4	2,15	6,48	1,9	22,4	4800	1	3,3	6	1,13	1	0,258
2	10^7	3000	15,4	28,3	8,3	180	4800	4	9	16	415	7,2	1,84
						224	4500	4	9	17	415	7	1,73
3	10^3	1,3	1,11	3,93	1,16	11	4800	0,73	2,9	4,2	0,154	0,51	0,135
						9,6	5500	1	3,3	4,7	0,154	0,52	0,132

Следует отметить, что преобразование подобия справедливо лишь в рамках рассматриваемой модели явления, где не учитывается влияние обратного вклада термоядерной реакции. Поэтому оценки с помощью формул подобия имеют смысл лишь при сравнительно малых выгораниях термоядерного «горючего», т. е. для экспериментов, где в мишень вложено сравнительно мало энергии.

Заключение

Численные эксперименты, описанные выше, позволяют детально исследовать процесс нагрева и сжатия сферической мишени мощным импульсом лазерного излучения. Показано, в частности, что часть (20—30%) массы мишени из смеси конденсированного дейтерия и трития может быть сжата в несколько тысяч раз и нагрета до температуры порядка 10 кэВ лазерным импульсом с общей энергией 10^4 дж. Это по существующим оценкам достаточно для инициирования термоядерной реакции.

Расчеты выполнены без учета обратного вклада энергии, выделившейся в результате термоядерной реакции. Они не содержат полной оптимизации η по параметрам и служат для анализа процессов в плазме, проверки формул подобия и могут быть использованы для экспериментов при малых η .

Институт прикладной математики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 мая 1976 г.

Литература

1. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин. ЖЭТФ, 46, 171, 1964.
2. Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, О. Н. Крохин, Е. И. Леванов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский. Нагрев дейтериево-тритиевой плазмы до термоядерных температур с помощью излучения ОКГ, препринт № 66, ФИАН, 1972.
3. J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, G. Zimmerman. Laser compression of matter to super-high densities, Proceedings IEEE Quantum Electronics Conference, Montreal, 1972.
4. G. Zimmerman, L. Wood, A. Thiessen, J. Nuckolls. LASNIX, A general purpose laser-fusion simulation code, Proceedings IEEE Quantum Electronics Conference, Montreal, 1972.
5. A. Thiessen, J. Nuckolls, G. Zimmerman, L. Wood. Computer calculations of laser implosion of DT to super-high densities, Proceedings IEEE Quantum Electronics Conference, Montreal, 1972.
6. L. Wood, J. Nuckolls, A. Thiessen, G. Zimmerman. The super-high density approach to laser-fusion CTR. Proceedings IEEE Quantum Electronics Conference, Montreal, 1972.

7. В. С. Имшенник, В. Ф. Дьяченко. К магнитогидродинамической теории пинч-эффекта в высокотемпературной плотной плазме, препринт ИАЭ-960, М., 1965.
 8. А. А. Самарский, П. П. Волосевич, М. И. Волчанская, С. П. Курдюмов. ЖВМ и МФ, 8, 1025, 1968.
 9. Ю. П. Попов, А. А. Самарский. ЖВМ и МФ, 9, 953, 1969.
 10. В. Я. Гольдин, Д. А. Гольдина, Г. В. Данилова, Н. Н. Калиткин, Л. В. Кузьмина, С. П. Курдюмов, А. Ф. Никифоров, Ю. П. Попов, В. С. Рогов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский, В. В. Уваров, Л. С. Царева, Б. Н. Четверушкин. Исследование задач магнитной радиационной гидродинамики численными методами на ЭВМ. Препринт № 36, ИПМ АН СССР, 1971.
 11. А. А. Самарский, Ю. П. Попов. Разностные схемы газовой динамики. М., «Наука», 1975.
 12. П. П. Волосевич, С. П. Курдюмов, Е. И. Леванов. Различные режимы теплового нагрева при взаимодействии мощных потоков излучения с веществом. ПМТФ, № 5, 41, 1972.
 13. Л. Спитцер. Физика полностью ионизированного газа. М., ИЛ, 1957.
 14. О. Н. Крохин, В. Б. Розанов. Квантовая электроника, № 4 (10), 118, 1972.
 15. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский, П. П. Волосевич, С. П. Курдюмов, Е. И. Леванов, Ю. П. Попов. Применение методов подобия и размерностей к задачам управляемого термоядерного синтеза. Доклад на Всесоюзной конференции: Динамика излучающего газа, М., 1973 (сб. тезисов докладов, стр. 34).
-