

УДК 621.375.8+533.9:621.039.6

Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волоевич, Е. Г. Гамалий, А. И. Исаков,
О. Н. Крохин, С. П. Курдюмов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский, Н. М. Соболевский

УСЛОВИЯ В КАМЕРЕ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА, СОЗДАВАЕМЫЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ МИКРОВЗРЫВА МИШЕНИ

В работе получены величины (давление, температура, испаряемая со стенок масса, энергия, выделенная нейтронами в литиевом бланкете и т. п.), характеризующие физические условия в камере реактора. Эти условия могут служить отправной точкой для выбора инженерной схемы лазерного термоядерного реактора.

Одной из важнейших задач в проблеме лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) является задача создания технически реального проекта экономически выгодного лазерного термоядерного реактора (ЛТР). Отправной точкой для выбора инженерной схемы ЛТР должны служить условия, возникающие в камере реактора в результате взрыва термоядерной мишени, инициированной лучами лазера. В настоящей работе получены величины (давление, температура, испаряемая со стенок масса, энергия, выделенная нейтронами в литиевом бланкете, количество образующегося трития и т. п.), характеризующие физические условия в камере, однако непосредственные инженерные решения не рассматриваются. Аналогичные вопросы рассматривались в работе [1], где приводится ряд важных для ЛТР результатов. Однако для выяснения роли различных физических эффектов представляет интерес не только окончательный результат, но и простая оценка эффекта, позволяющая увидеть роль различных параметров. Поэтому в данной работе приведены не только результаты численных расчетов, но и простые соотношения, приводящие к важным результатам.

Мы хотим ответить на следующие основные вопросы: 1) действие продуктов взрыва мишени на стенки камеры; 2) выравнивание условий в камере и создание условий для взрыва следующей мишени; 3) поглощение нейтронов в литиевом бланкете, распределение в нем энергии и воспроизводство трития.

Мы исходим из следующих предположений:

1) Предполагается, что взрывная камера реактора представляет собой сферическую полость радиусом 1 м, окруженную слоем лития толщиной 1 м. Таким образом, мы так же, как и в [1], придерживаемся концепции «влажной стенки», т. е. предполагаем, что силовая оболочка реактора изнутри омывается слоем жидкого лития. Однако в последующем рассмотрении стальные оболочки, сдерживающие давление, не рассматриваются.

2) Мишень с полной массой $m_{\text{м}} \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ г выделяет 160 МДж энергии. Данные по нагреванию, выделению энергии и разлету мишени получены в результате численных расчетов и аналитических оценок, выполненных совместно ИПМ и ФИАН СССР.

Примерно третья часть от полной энергии заключена в кинетической энергии разлета вещества мишени (около 5 МэВ в расчете на одну дейтерий-тритиевую реакцию), большая часть энергии уносится нейтронами, несколько процентов энергии уносит рентгеновское излучение. Полное число

нейтронов составляет $5,7 \cdot 10^{19}$, поток их на стенке камеры равен $4,5 \times 10^{14}$ нейтрон/см², а длительность нейтронного импульса $\approx 10^{-9}$ с.

Импульс давления на стенки камеры условно может быть разбит на две части: вначале действует импульс, создаваемый рентгеновским излучением, а затем ударяют пары мишени. Глубина испарения оценивается по пробегу рентгеновского излучения.

Используя водородоподобное сечение взаимодействия излучения с Li [2] $\sigma_i = 1,2 \cdot 10^{-17} [100 \text{ эВ}/E_k]^{3,5} \text{ см}^2$ (E_k — энергия кванта), легко показать, что весь эффект испарения и создания импульса давления в этом случае будет связан с рентгеновским излучением $E_p \sim 1-10$ кэВ. Расчеты показывают, что испарение вещества в этом случае невелико и составляет десятки грамм, а импульс (на 1 см²) равен $\sim 2 \cdot 10^3$ г/(см·с).

Оценим испарение лития со стенки под действием удара паров мишени.

Распределение скорости и плотности вещества по радиусу мишени через 25 нс после взрыва приведено на рис. 1. Так как толщина испаренного слоя должна быть мала по сравнению с радиусом полости, то для оценки можно использовать следующую идеализацию. Пусть о плоскую стенку ударяется струя длиной L со скоростью v . Средняя плотность в ней $\bar{\rho}$, а полная кинетическая энергия E . Тогда можно приближенно считать, что в течение времени $t_0 = L/v$ на стенку постоянно действует давление $p = \bar{\rho} v^2$, а в веществе стенки пойдет ударная волна со скоростью

$$D = \{[(\gamma-1)/2] \{(\bar{\rho} - \rho_0)/\rho_{ст}\}\}^{1/2}$$

и за время t_0 пройдет расстояние $l = D t_0$. В момент $t = t_0$ давление на границе стенки будет снято и сжатое ударной волной вещество разгрузится и разлетится в полость камеры. Тогда испаренная со стенки масса $M_{исп} = 4\pi R^2 l \rho_{ст}$ ($\rho_{ст}$ — плотность вещества стенки).

Экстраполируя результаты расчета разлета мишени в предположении, что вещество движется с постоянной скоростью, можно определить средние параметры струи в момент удара ее переднего края о стенку камеры, т. е. в момент времени $t \sim 3 \cdot 10^{-7}$ с; $\bar{v} = 3 \cdot 10^8$ см/с; $\bar{\rho} = 3 \cdot 10^{-8}$ г/см³; $p \approx \bar{\rho} \bar{v}^2 \approx 3000$ атм.

Вычисленное давление есть среднее за время действия струи $(3-5) \cdot 10^{-6}$ с. Максимальное давление гораздо выше и достигает нескольких десятков килобар. При таких давлениях в толщу лития распространяется звуковая волна, слабо нагревающая вещество. Так как прочность на разрыв у жидкого лития мала, то после снятия давления слой, охваченный волной, разлетится в полость. Испаренная таким образом масса лития составляет ~ 2 кг. Импульс, создаваемый ударом паров мишени ($\leq 10^4$ г/(см·с)) почти на два порядка больше импульса, возникающего из-за рентгеновского излучения. Время выравнивания плотности и температуры в полости оказывается порядка нескольких времен прохождения звуковой волны по камере и составляет 1—2 мс. Температура в полости после выравнивания $\bar{T} \sim 5 \cdot 10^3$ К, а средняя плотность $\sim 10^{-4}$ г/см³. При таких параметрах введение в камеру и взрыв следующей мишени невозможен. Необходимо быстрое очищение камеры и понижение температуры в ней по крайней мере до меньшей, чем температура кипения лития, равная 1600 К.

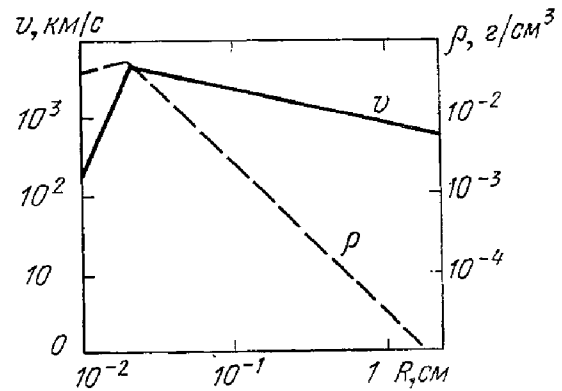


Рис. 1. Распределение скорости и плотности по радиусу мишени через 25 нс после взрыва.

Оценим теперь скорость истечения продуктов взрыва через отверстие и необходимую площадь этого отверстия. Легко получить закон изменения плотности и температуры в камере со временем, предполагая, что продукты взрыва вытекают через отверстие адиабатически, со скоростью звука c [2]:

$$\rho = \bar{\rho}_0 \left\{ 1 + [(\gamma - 1)/2] (t/t_0) \right\}^{-2/(\gamma - 1)}; \quad T = \bar{T}_0 \left| 1 + (\gamma - 1)/2 (t/t_0) \right|^{-2};$$

$$t_0 = 4/3 \pi R^3 / (cS).$$

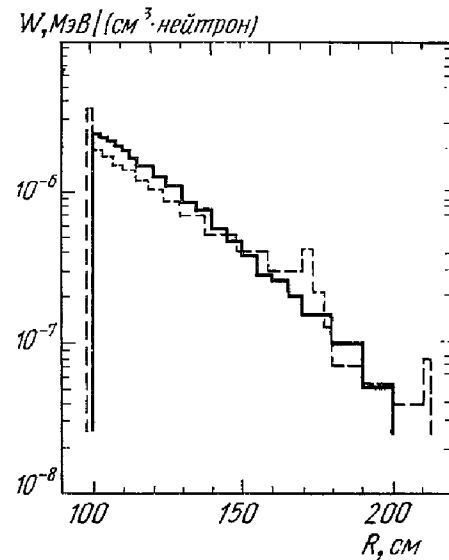
Здесь $\bar{\rho}_0$ и \bar{T}_0 — средняя плотность и температура в камере после выравнивания; S — площадь отверстия. Температура 10^3 К может быть достигнута через 0,1 с при истечении продуктов взрыва через отверстие с площадью $S = 960$ см². Плотность оставшегося в камере вещества к этому моменту будет ниже критической ($< 10^{18}$ см⁻³), т. е. камера будет прозрачной для лазерного излучения как Nd-, так и CO₂-лазера. Если можно сделать мишень, выдерживающую температуру 10^3 К, то взрывы с энергией 160 МДж можно будет производить с частотой 10 раз в секунду.

Расчет тепловыделения и воспроизводства трития в бланкете под действием нейтронного импульса был сделан по методу Монте-Карло. Предполагалось, что бланкет представляет собой концентрический сферический слой толщиной 1 м с радиусом внутренней камеры, равным также 1 м, состоящий из естественной смеси изотопов Li⁶ и Li⁷. Предусмотрена возможность ввести в качестве размножающего элемента бериллий как в виде отдельного слоя, так и в виде добавки к литию. В центре внутренней камеры помещался точечный, изотропный и моноэнергетический источник нейтронов с энергией 14,1 МэВ. Вычисления проводились путем прямого моделирования «истории» каждого нейтрона, что в данном случае оправдано, поскольку каждая траектория дает заметный вклад как в тепловыделение, так и в регенерацию трития во всем объеме бланкета. Предполагалось также, что толщина внутренней стенки и других элементов конструкции бланкета мала и не оказывает существенного влияния на поток нейтронов.

Расчет взаимодействия нейтронов с ядрами выполнялся на основе многогрупповой системы констант для расчета ядерных реакторов [3], а также нейтронных данных [4]. Учитывались следующие реакции: Li⁶ (n, α) t, $Q = +4,78$ МэВ; Li⁶ ($n, n'\alpha$) d, $Q = -1,47$ МэВ; Li⁷ ($n, n'\alpha$) t, $Q = -2,47$ МэВ; Li⁷ ($n, n'\gamma$) Li⁷ — через уровень $E^* = 0,478$ МэВ; Be⁹ ($n, 2n\alpha$) α , $Q = -1,57$ МэВ и упругое рассеяние. Сечения других возможных реакций, например Li⁶ (n, p) He⁶, Li⁷ ($n, 2n$) Li⁶ и др., при энергии нейтронов около 14 МэВ ниже приблизительно на порядок и более и быстро падают до нуля при уменьшении энергии, что позволяет пренебречь этими реакциями.

Тепловыделение во всех реакциях и при упругом рассеянии происходит локально за счет кинетической энергии заряженных продуктов реакции или ядра отдачи. Что касается реакции Li⁷ ($n, n'\gamma$) Li⁷, то в настоящем расчете распространение γ -квантов в бланкете не рассматривается и расчет дает таким образом лишь пространственное распределение точек вылета γ -квантов. Это создает некоторую неопределенность в энерговыведении. Однако, как будет видно из результатов вычислений, эта неопределенность относительно невелика. Воспроизводство трития осуществляется в реакциях Li⁶ (n, α) t и Li⁷ ($n, n'\alpha$) t, и расчет позволяет получить распределение ядер трития по объему бланкета. Часть энергии уносится нейтронами, вылетевшими за границу бланкета. Результаты расчетов представлены на рис. 2 и в таблице. На рис. 2 приведено распределение поглощенной энергии нейтронов по толщине литиевого бланкета. Используя приведенное выше полное количество нейтронов и известное значение теплотемкости лития, можно получить, что максимальный нагрев бланкета вблизи стенки

Рис. 2. Тепловыделение W в литиевом бланкете в зависимости от радиуса. Сплошная гистограмма — наш расчет, пунктир — данные работы [1]. Нерегулярности на пунктирной гистограмме при $R=100, 170-180$ и 210 см соответствуют железным стенкам, учтенным в работе [1].



камеры составляет 13 К на один импульс. Таким образом, для достижения рабочей температуры (несколько сотен градусов) нужно осуществить около сотни импульсов.

Как видно из таблицы, образование трития в бланкете, состоящем из естественного лития, достигает 1,48 частиц/нейтрон, что может быть достаточным с учетом потерь при извлечении для его воспроизводства. Нами был выполнен также расчет с помещением в бланкет слоя Be^9 толщиной 2,5 см,

Тепловыделение \bar{q} , потери энергии и среднее число реакций \bar{n} на один первичный нейтрон в литиевом бланкете (в скобках указана статистическая точность в процентах)

Реакция	\bar{q} , МэВ	\bar{n}	\bar{q}/\bar{n}	Реакция	\bar{q} , МэВ	\bar{n}	\bar{q}/\bar{n}
$Li^6 (n, n) Li^6$	0,37 (4,0)	1,19	0,32	$Li^7 (n, n'\gamma) Li^7; \gamma$	0,34* (5,1)	0,70	0,478
$Li^6 (n, n'\alpha) d$	0,65 (3,5)	0,10	6,48	$Li^7 (n, n'\alpha) t$	4,93 (4,8)	0,81	6,10
$Li^6 (n, \alpha) t$	3,44 (5,1)	0,67	5,11	Утечка нейтронов за границу бланкета	0,42 (7,5)	0,33	1,28
$Li^7 (n, n) Li^7$	4,19 (1,2)	14,16	0,30	Суммарное тепловыделение	14,40 (1,0)		
$Li^7 (n, n'\gamma) Li^7$	0,82 (5,1)	0,70	1,17	Кoeffициент воспроизводства трития	1,48 (3,6)		

*) Энергия, приходящаяся на γ -кванты, не входит в суммарное тепловыделение (см. текст).

в котором посредством $(n, 2n)$ -реакции размножаются нейтроны. Было получено значение 1,56 частиц/нейтрон, и есть все основания надеяться, что соответствующим подбором толщины размножающего слоя и концентрации бериллия коэффициент воспроизводства может быть еще более увеличен.

Таким образом, выполненные расчеты и оценки дают основные характеристики физических условий в лазерном термоядерном реакторе. Эти условия оказываются достаточно напряженными (по величине давления на стенки, температуре в камере, нейтронному импульсу), однако не превышающими возможности современной техники. Полученные результаты могут быть использованы в дальнейших инженерно-физических разработках.

Авторы благодарны Г. Е. Шаталову за обсуждение нейтронных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Report LA-4858-MS, Los-Alamos Sci. Lab. v. 1, 1972.
2. Я. Б. З е л ь д о в и ч, Ю. П. Р а й з е р. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
3. Л. П. А б а г я н, П. О. Б а з а з я н ц, И. И. Б о н д а р е н к о, М. Н. Н и к о л а е в. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
4. K. P a r k e r. Nuclear Data Library. TWRE Rep., No O-70/63, 1963.

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР,
Институт прикладной математики АН СССР

Поступило в редакцию
13 ноября 1974 г.