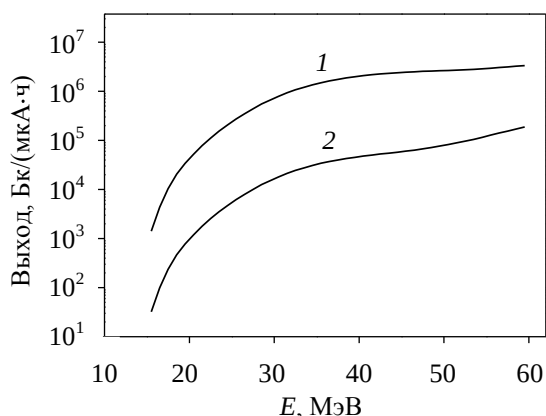




Р и с. 2. Расчетный выход ^{82}Sr в каскадной мишени с изотопами криптона ^{80}Kr и ^{82}Kr (1) и в мишени из природного криптона (2)

состоящей из двух модулей: с ^{80}Kr и ^{82}Kr обогащением 99,9% и границей между модулями в геометрической точке на пути пробега α -частиц, соответствующей $E_\alpha = 50$ МэВ. Сравнение кривых 1, 2 на рис. 2 показывает, что использование высокообогащенных изотопов криптона и каскадная компоновка мишени позволяют увеличить выход ^{82}Sr примерно в 20 раз по сравнению с мишенью из природного криптона.

Выводы. На основании экспериментальных сечений реакций сделан вывод о том, что для максимального выхода ^{82}Sr в области $E_\alpha \leq 60$ МэВ в каскадной криптоновой мишени следует предусматривать лишь два модуля с высокообогащенными изотопами криптона: ^{80}Kr и ^{82}Kr , причем граница между ними должна находиться в геометрической точке на пути пробега α -частиц, соответствующей $E_\alpha \sim 50$ МэВ. Расчетный выход ^{82}Sr $3,4 \cdot 10^6$ Бк/(мкА·ч) в указанной каскадной криптоновой мишени при

начальной энергии 60 МэВ дает основание рассчитывать на коммерческую перспективу ее использования на ускорителях средней энергией.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-08-00449-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thomas K. Strontium-82 production at Los Alamos national laboratory. — Appl. Rad. Isotop., 1987, v. 38, № 3, p. 175—180.
2. Mausner L., Prach T., Srivastava S. Production of ^{82}Sr by proton irradiation of RbCl. — Ibid., p. 181—184.
3. Vereshchagin Yu.I., Zagryadskiy V.A., Prusakov V.N. Cyclotron ^{82}Sr production for medical applications. — Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res., 1993, v. A334, p. 246—248.
4. Жуйков Б.Л., Коханюк В.М., Глушенко В.Н. и др. Получение стронция-82 из мишени металлического рубидия на пучке протонов с энергией 100 МэВ. — Радиохимия, 1994, т. 36, с. 494—498.
5. Tarkanyi F., Qaim S., Stocklin G. Excitation functions of ^3He - and α -particle induced nuclear reactions on natural krypton: production of ^{82}Sr at a compact cyclotron. — Appl. Rad. Isotop., 1988, v. 39, № 2, p. 135—143.
6. Tarkanyi F., Qaim S., Stocklin G. Excitation functions of high-energy ^3He - and alpha-particle induced nuclear reactions on natural krypton with special reference to the production of ^{82}Sr . — Ibid., 1990, v. 41, № 1, p. 91—95.
7. Загрядский В.А., Латушкин С.Т., Новиков В.И. и др. Способ получения радиоизотопа стронций-82. Заявка о выдаче патента Российской Федерации на изобретение. Регистрационный № 2010144002 от 28.10.10.
8. Пучеров Н.Н., Романовский С.В., Чеснокова Т.Д. Таблицы массовой тормозной способности и пробегов заряженных частиц с энергией 1—100 МэВ. Киев: Наукова думка, 1976.
9. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. Справочник. М.: Атомиздат, 1977.

Поступила в Редакцию 1.11.10

УДК 620.9.91

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В БЛАНКЕТЕ РЕАКТОРА ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ФЛЮЕНСА НЕЙТРОНОВ

Медин С.А., Паришков А.Н., Лозицкий И.М. (ОИВТ РАН, г. Москва),
Орлов Ю.Н. (ИПМ РАН им. М.В. Келдыша, г. Москва)

Энерговыделение в камере реактора инерционного термоядерного синтеза в результате циклически повторяющихся микровзрывов мишени определяется высокоэнергетическими потоками заряженных частиц, нейтронов и излучения. Распределение энергии единичного мик-

ровзрыва между этими потоками зависит от конструкции мишени, в первую очередь, ее массы, которая, в свою очередь, определяется способом сжатия и поджига термоядерного топлива. Энергия, переносимая потоком нейтронов, обычно составляет 70—75% полной энергии

микровзрыва. Воздействие энергетических потоков на стенки камеры определяется также пробегом ионов, протонов и фотонов в атмосфере и стенках камеры и длительностью импульса энерговыделения. Пробег фотонов и высокоэнергетических ионов мал и составляет 1—10 мкм в конденсированных средах. Пробег нейтронов, как правило, превышает 10 см. Такое значительное различие пробега позволяет рассматривать независимо защиту первой стенки и прочность конструкции бланкета.

В настоящей работе анализируются термомеханические процессы в бланкете камеры реактора инерциального термоядерного синтеза, обусловленные нейтронным энерговыделением. При быстром импульсном энерговыделении в материалах конструкции возникают переменные поля напряжений. Их интенсивность не должна превышать пределов, обеспечивающих длительный ресурс [1]. Переменные напряжения в бланкете реактора рассчитывали в предположении об изохорическом энерговыделении, экспоненциально убывающем в упругой полуограниченной среде. Для импульса конечной длительности максимальные термонапряжения существенно зависят от отношения длительности импульса энерговыделения и времени акустического пробега в слое материала с локализованным энерговыделением [2]. Для снижения амплитуды пульсаций напряжений следует стремиться к увеличению этого отношения.

В бланкете и прилегающих конструкциях должны многократно отражаться волны нагрузки-разгрузки от свободных стенок, что приводит к пульсирующей частотной нагрузке материалов. Так, при суммарной толщине бланкета ~50 см основная частота пульсаций с амплитудой до 50 МПа составляет 10—20 кГц. Кроме этого, преломление волн напряжения на контактных поверхностях, например, стенка—теплоноситель порождает реверберации более высоких частот. Эти эффекты анализировали для бланкета с жидкопленочной первой стенкой реактора [3—5]. Высокочастотные пульсации напряжений могут снижать работоспособность материалов и соответственно допустимые напряжения, вызываемые нейтронным энерговыделением. Дополнительным ограничивающим фактором может явиться генерация импульсов отрицательного давления в теплоносителе. В случае развития кавитационных процессов ра-

ботоспособность стенок тракта теплоносителя также может снижаться. В настоящей работе термомеханические характеристики импульсного энерговыделения в массивном бланке и узком приповерхностном слое первой стенки моделировали в рамках единого подхода, согласно которому объемные источники энергии рассчитываются как функции координат и времени.

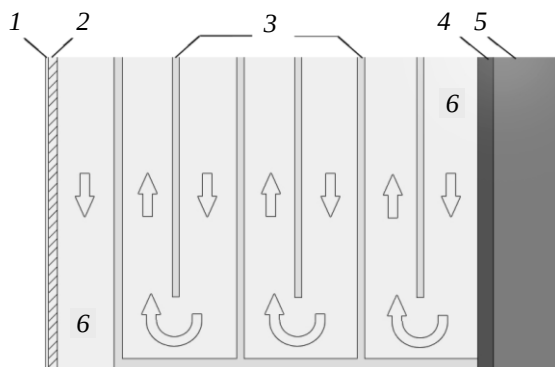
Термомеханику сухой первой стенки исследовали по программе [6]. В работе [6] рассчитали нестационарные температурные поля в первой стенке, охлаждаемой с тыльной стороны теплоносителем, определили температуру для установившегося квазистационарного режима при пуске реактора. При каждом единичном микровзрыве энерговыделение потока ионов в первой стенке обуславливает интенсивные температурные волны и волны напряжений, разрушающие защитный слой [7]. При защите первой стенки жидкой пленкой тепловое излучение продуктов взрыва вызывает ее абляцию и возбуждает волны сжатия и разрежения, распространяющиеся внутрь [8, 9]. Масса испарившейся жидкости составляет 1—10 кг в зависимости от энергии импульса излучения.

Процессы в бланкете при поглощении потока нейтронов можно разделить на три последовательных этапа в соответствии с характерным временем основных процессов — энерговыделение потока нейтронов 10^{-8} — 10^{-7} с, волновые пульсации давления и напряжений 10^{-6} — 10^{-3} с и диффузия тепла ($>10^{-2}$ с). Приведем результаты численного моделирования каждого процесса.

Постановка задачи и исходные данные.

Бланкет реактора FIHIF имеет цилиндрическую геометрию [5]. Первая стенка выполнена из пористого карбида кремния и защищена продавливаемой через нее жидкой пленкой эвтектики $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$. Свинцово-литиевый теплоноситель движется по вертикальным каналам из ванадиевого сплава V—4Cr—4Ti . Корпус бланкета выполнен из хромистой стали типа HT9.

В настоящей статье приводятся оценочные расчеты термоупругопластичности в одномерной осесимметричной постановке, предполагающей, что бланкет состоит из цилиндрических оболочек конечной толщины, пространство между которыми заполнено жидким теплоносителем (рис. 1). Влиянием концевых зон, в которых происходит поворот теплоносителя, в одномерном расчете пренебрегается. Расчетная



Р и с. 1. Структура blankets и схема движения теплоносителя: 1 — пленка из $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ толщиной 2 мм; 2 — первая стенка из карбида кремния толщиной 8 мм; 3 — стенки каналов из ванадиевого сплава толщиной 4 мм; 4 — корпус blankets из хромистой стали толщиной 16 мм; 5 — бетон; 6 — теплоноситель

область ограничена слева защитной пленкой радиусом $r_0 = 4$ м и стенкой корпуса внешним радиусом $r_{17} = 4,52$ м.

Теплофизические характеристики материалов приведены в табл. 1. Характеристики первой стенки из пористого карбида кремния, пропитанного теплоносителем $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{87}$ в массовом отношении 1:1, определяли по формулам

$$\frac{1}{\rho} = \frac{x}{\rho_1} + \frac{1-x}{\rho_2}; \quad \frac{1}{\rho K} = \frac{x}{\rho_1 K_1} + \frac{1-x}{\rho_2 K_2};$$

$$C_v = xC_{v1} + (1-x)C_{v2}; \quad \lambda = \alpha\lambda_1 + (1-\alpha)\lambda_2,$$

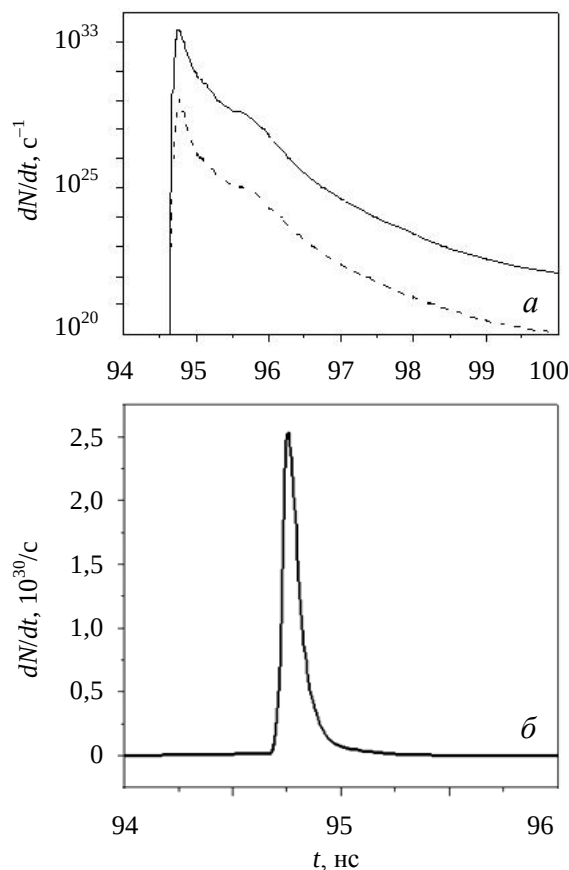
где $\alpha = x\rho/\rho_1$ — объемная доля первого компонента; $x = 0,5$; ρ — плотность; K — модуль объемного сжатия; C_v — теплоемкость; λ — теплопроводность. Модуль сдвига G , предел текучести Y и коэффициент Грюнаизена Γ приняты с учетом данных [10].

Таблица 1. Механические и теплофизические характеристики теплоносителя и конструкционных материалов камеры [10—13]

Параметр	PbLi	SiC + LiPb	VCrTi	HT9	Бетон
ρ , кг/м ³	9500	4800	6100	7800	1600
K , ГПа	35	81,5	280	158	20
G , ГПа	0	55	42,7	77,6	17
Y , МПа	—	35	223	422	—
Γ	2,7	2	1,23	2	2
C_v , Дж/(кг·К)	188	660	546	700	840
λ , Вт/(м·К)	16	10,9	34	33	1,28

Расчет нейтронного энерговыделения.

Перенос нейтронов рассчитывали по программе



Р и с. 2. Временной профиль потока нейтронов энергией 14,1 (—) и 2,45 МэВ (---) от микровзрыва (а) и фрагмент пика нейтронного импульса 14,1 МэВ (б)

DEIRA [14, 15]. Средняя мощность нейтронного потока на первую стенку равна 5,7 МВт/м². Из ширины пика нейтронного потока, приведенного на рис. 2, видно, что эффективное горение мишени длится ~0,5 нс. Максимальная плотность нейтронного потока в расчете равна $3 \cdot 10^{30} \text{ с}^{-1}$.

Нейтронный спектр мишени, первой стенки камеры и blankets рассчитывали по программе MCNP [16] для мишени в сжатом состоянии. Это означает, что перенос нейтронов в среде, испытывающей сжатие или разлет, рассчитывали с помощью оценочного приближения стационарного уравнения. Оно справедливо, если источник нейтронов и состояние среды неизменны. Как видно на рис. 2, ширина основного пика составляет 0,25 нс. За это время нейтроны энергией 14 МэВ пройдут расстояние ~7,5 см, что в 10 раз больше размера мишени. Следовательно, приближение стационарного уравнения переноса позволяет достаточно точно рассчитать спектр основной части нейтронов, выходящих из мишени. Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами трития при энергии

14 МэВ составляет $\sim 0,5$ б [17], плотность центральной зоны мишени в сжатом состоянии ~ 30 г/см³, диаметр 50 мкм. Диаметр совпадает со средней длиной хорды, заключенной в цилиндре. Длина пробега быстрого нейтрона в этой среде равна $\sim 0,3$ см, что намного больше средней хорды, т.е. среда мишени прозрачна для нейтронов. Таким образом, поскольку процесс скоротечен и мишень мала по сравнению с длиной пробега нейтронов, для расчета спектра нейтронов можно использовать небольшое число энергетических групп (16 групп).

Согласно расчетам доля нейтронов энергией 14 МэВ в импульсе составляет 73%, средняя энергия нейтрона 12,25 МэВ. Импульс нейтронов имеет ту же форму, что и на рис. 2.

При расчете энерговыделения в бланкете, удаленном от места микровзрыва на 4 м, что намного больше размеров мишени, которую можно считать в этом случае точечной, исходили из сферически-симметричной модели нейтронного излучения с полной энергией в импульсе 580 МДж. Расчетную область разбили на три основных слоя (центральный, верхний и нижний, по 17 ячеек в каждом), в каждом из которых определяли тепловыделение фотонов и нейтронов. В табл. 2 приведена плотность энергии, усредненная по слоям.

Таблица 2. Структура бланкета и энерговыделение по зонам

Зона	Вещество	Радиус, м	Плотность энергии, МДж/м ³	Прирост температуры, К
1	PbLi	4	6,9	13
2	SiC+PbLi	4,002	35,7	5,1
3	PbLi	4,01	241	11,1
4	V4Cr4Ti	4,07	8,4	2,8
5	PbLi	4,074	163,7	7,3
6	V4Cr4Ti	4,134	5,3	1,7
7	PbLi	4,138	92,9	4
8	V4Cr4Ti	4,198	2,8	0,9
9	PbLi	4,202	48,1	2
10	V4Cr4Ti	4,262	1,5	0,5
11	PbLi	4,266	22,6	0,9
12	V4Cr4Ti	4,326	0,7	0,2
13	PbLi	4,33	11,1	0,4
14	V4Cr4Ti	4,39	0,3	0,1
15	PbLi	4,394	5	0,2
16	V4Cr4Ti	4,454	0,4	0,05
17	HT-9	4,464	1	0,01
18	Бетон	4,52	—	—

Энерговыделение в каждой ячейке в пределах одного слоя вычисляли как разность сред-

ней энергии нейтрона в соседних ячейках, умноженную на число нейтронов в импульсе. Поскольку плотность теплоносителя выше плотности ванадиевых перегородок, а также вследствие того, что сечения поглощения и рассеяния нейтронов на свинце и литии выше, чем на ванадии и хроме, энерговыделение в теплоносителе по сравнению с перегородками значительно выше, что приводит к немономонному профилю температуры в структуре бланкета.

Двумерный расчет переноса нейтронов в бланкете от стационарного источника с помощью кода MCNP показал, что коэффициент воспроизводства трития для бланкета приведенной структуры равен 1,112, коэффициент усиления 1,117. Таким образом, полное энерговыделение за один микровзрыв составляет 818 МДж.

Расчет давления и напряжения. Для расчетов давления и напряжения выбрана лагранжева форма уравнений сплошной среды. Рассматривается одномерное цилиндрически симметричное течение. Можно считать, что оно в некотором приближении представляет распространение радиальных волн в экваториальной плоскости:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} &= -\rho \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right); \\ \rho \frac{du}{dt} &= \frac{\partial \sigma^{rr}}{\partial r} + \frac{\sigma^{rr} - \sigma^{\varphi\varphi}}{r}; \\ \rho \frac{d}{dt} \left(e + \frac{1}{2} u^2 \right) &= \frac{\partial}{\partial r} u \sigma^{rr} + \frac{u}{r} \sigma^{rr} + \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Составляющие тензора напряжений представим в виде $\sigma^{ij} = -p + S^{ij}$, причем $\sigma^{ij} = 0$, $i \neq j$. Компоненты девиатора S^{ij} рассчитывали по закону Гука

$$\begin{aligned} \frac{dS^{rr}}{dt} &= \frac{2}{3} G \left(2 \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right); \quad \frac{dS^{\varphi\varphi}}{dt} = \frac{2}{3} G \left(-\frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} \right); \\ S^{zz} &= -(S^{rr} + S^{\varphi\varphi}). \end{aligned}$$

Давление p определяем по уравнению состояния Ми—Грюнайзена

$$\begin{aligned} p &= K \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right) + \Gamma \rho (e - e_c); \\ e_c &= \frac{K}{2\rho_0} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right)^2 + \frac{J_2}{4\rho_0 G}; \\ e - e_c &= C_v (T - T_0), \end{aligned} \quad (2)$$

где $J_2 = 2[(S^{rr})^2 + (S^{\varphi\varphi})^2 + S^{rr}S^{\varphi\varphi}]$ — второй инвариант девиатора напряжений. Таким образом, задача о распространении волн напряжений и давления замыкается.

При постановке начальных условий учтем, что нейтронное энерговыделение является почти мгновенным (около 5 нс, см. рис. 2). За это время акустический сигнал проходит расстояние ~ 10 мкм, тогда как характерная глубина энерговыделения составляет 16 см. Поэтому нагрев материала blankets можно считать изохорическим. В начальный момент задается внутренняя энергия $e(r, 0)$ по данным табл. 2, после чего начальное давление определяется по уравнению (2) при условии $\rho = \rho_0$, $e_c = 0$.

Граничные условия для свободных адиабатических левой и правой стенок имеют вид

$$p = 0, \quad \partial T / \partial r = 0 \quad \text{при } r = 4 \text{ м и } r = 4,52 \text{ м.}$$

Расчет проводили по явной полностью консервативной разностной схеме второго порядка точности.

Мгновенное энерговыделение приводит к образованию начального профиля давления, показанного на рис. 3 для момента времени $t = 0$. Общий профиль давления в конструкции отличается большой немонотонностью на участках, где расположены стенки каналов. Провалы давления в стенках связаны с различием плотности энерговыделения в стенках и теплоносителе. Положительный профиль давления приводит к формированию волны сжатия, распространяющейся вправо, разгрузка свободной поверхности порождает волну разрежения, распространяющуюся вслед за формирующейся волной сжатия.

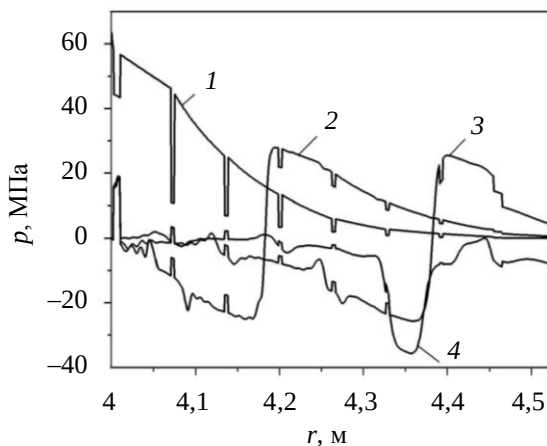


Рис. 3. Давление в blankets и стенке корпуса для времени 0 (1), 100 (2), 200 (3), 300 мкс (4)

Резкая немонотонность профиля давления вызывает генерацию волн более высокой частоты и меньшей амплитуды. Эти волны преломляются на границах раздела, и волновая картина становится очень сложной. На рис. 3 профили показаны только для области, включающей blankets и стенку корпуса ($4 \text{ м} \leq r \leq 4,52 \text{ м}$).

При использовании лагранжовой схемы представляется естественным определять напряженно-деформированное состояние в выделенных точках, связанных с материалом. Для анализа напряженного состояния частиц рассматривали изменение отношения интенсивности напряжений к пределу текучести $(3J_2/2Y^2)^{1/2}$. Визуализация, представленная на рис. 4, связана с критерием текучести Мизеса, в соответствии с которым определяется переход материала в пластичное состояние при $J_2 \geq 2Y^2/3$. Это показывает, насколько напряженное состояние материала отстоит от границы перехода в текучее состояние.

На рис. 4 хорошо прослеживаются колебания с частотой 2 кГц, обусловленные отражениями волны от первой стенки ($r = 4 \text{ м}$) и от границы раздела сталь—бетон ($r = 4,52 \text{ м}$). Форма волны хорошо видна на рис. 3. При отражении от границы раздела сталь—бетон волна, как и следует ожидать, меняет направление и знак амплитуды на противоположные. Именно в этой волне реализуется максимальная (по модулю) амплитуда, сопоставимая с выбранным пределом текучести для пористого карбида кремния (см. табл. 2), хотя и не превышает его. Низкочастотные пульсации соответствуют колебаниям в blankets и стенке корпуса, как в монолитной

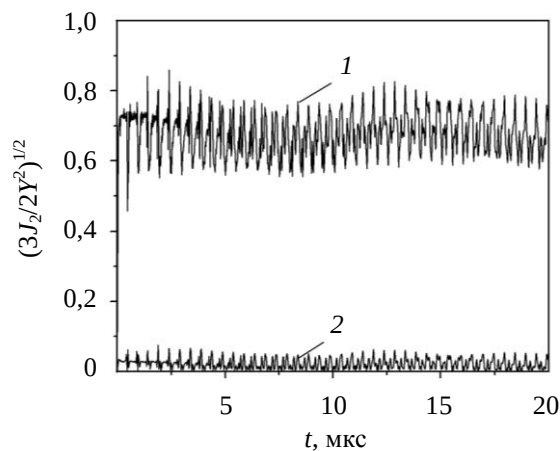
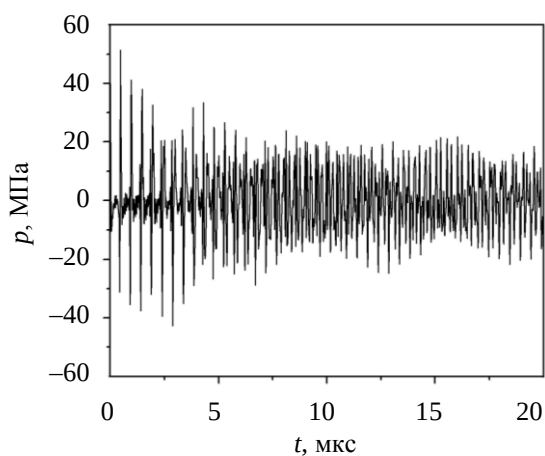


Рис. 4. Отношение интенсивности напряжения к пределу текучести в первой стенке из SiC + PbLi (1) и первой промежуточной перегородке из ванадиевого сплава (2)

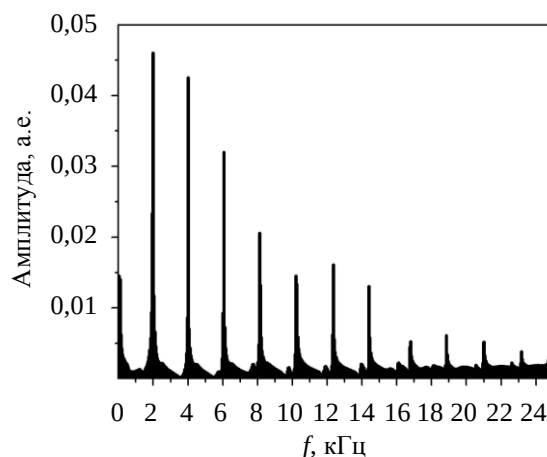
оболочке. Частота колебаний около 100 Гц. Высокочастотные пульсации обусловлены преломлением волн на стенках. Они показывают нагнетание и разгрузку первой стенки под действием давления со стороны теплоносителя. Это особенно хорошо наблюдается в течение первых 10 низкочастотных периодов. При $t > 10$ мс на основную частоту накладываются промежуточные частоты.

Изменение давления в теплоносителе PbLi на оси первого канала, расположенного между первой стенкой и первой внутренней перегородкой ($r = 4,04$ м), показано на рис. 5. Максимальная амплитуда пульсаций давления достигает 40 МПа. Теплоноситель подвергается чередующимся импульсам сжатия и растяжения. Отрицательное давление, кратковременно возникающее в теплоносителе, может вызвать кавитацию (гомогенное вскипание). Этот вопрос подлежит специальному исследованию.

Для качественного понимания колебательных процессов, происходящих в бланкете, был проведен фурье-анализ данных для пористой стенки (SiC + PbLi). Как видно на рис. 6, интенсивность колебаний с частотой 2 кГц максимальна. Интенсивность колебаний, кратных частоте 2 кГц, уменьшается с увеличением частоты, что связано с отражением от стенок из ванадиевого сплава. Кроме того, наблюдается смещение амплитуды колебаний по мере увеличения частоты, так что пики приходятся на 2, 4, 6,05, 8,1, 10,2—10,25, 12,35, 14,4, 16,75—16,8 кГц, что связано с прохождением пульсаций через стенки из ванадиевого сплава. Небольшое уширение в области этих колебаний также обусловлено



Р и с. 5. Давление в теплоносителе в канале между первой стенкой из карбида кремния и первой перегородкой из ванадиевого сплава ($r = 4,04$ м)

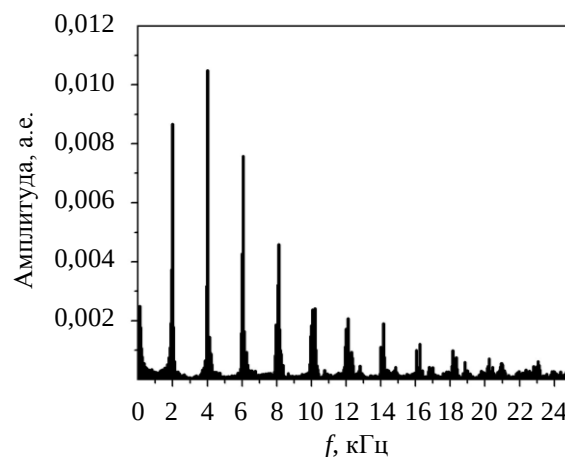


Р и с. 6. Частотный спектр колебаний в середине пористой стенки (SiC + PbLi)

прохождением пульсаций через стенки из ванадиевого сплава и отражением от них.

Основные частоты в первой перегородке из ванадиевого сплава ($r = 4,0725$ м) имеют такие же значения, что и в первой стенке (рис. 7). При этом в высокочастотной части спектра наблюдается расщепление линий.

Во всех рассмотренных точках напряженное состояние конструкционного материала бланкета быстро изменяется с приходом к ней фронта волны и в дальнейшем совершает затухающие колебания до момента повторного нагружения отраженной волной. Частота такого нагружения составляет ~ 2 кГц, колебания меньшей амплитуды, обусловленные преломлением волны на пластинах конструкции, имеют в 10 раз большую частоту и в 10 раз меньшую амплитуду. Но даже самое интенсивное напряженное состояние находится в упругой зоне, далеко от предела текучести материала. Время, при котором рассмотрены динамические процессы в бланкете



Р и с. 7. Частотный спектр колебаний в точке $r = 4,0725$ м — первая перегородка из ванадиевого сплава

реактора, слишком мало для того, чтобы начальная температура могла существенно измениться за счет теплопроводности и повлиять на динамику генерируемых напряжений и давления в одиночном микровзрыве и частотном режиме.

Нестационарное распределение температуры в бланкете термоядерного реактора рассчитывали в квазиодномерном приближении. Температуру для цилиндрически симметричной конструкции бланкета рассчитывали с помощью двумерного уравнения теплопереноса. Для перехода к квазиодномерному описанию усредняли уравнение теплопереноса в направлении движения теплоносителя (вдоль оси z). В результате усреднения в одномерное дифференциальное уравнение войдут средняя по высоте секции бланкета температура и усредненный конвективный член. Усредненное значение производной по z от соответствующего компонента теплового потока (см. уравнение (1)) можно считать малым, полагая, что тепловые потоки на торцах секций (при $z = \pm H/2$) в направлении оси z незначительны. Также можно пренебречь конвекцией тепла в радиальном направлении ввиду малости компонента скорости u .

Для оценки усредненного конвективного члена сделаем предположение, что в процессе конвективного переноса тепла между двумя микровзрывами разность значений энтальпии теплоносителя

$$C_p \left[T \left(r, \frac{1}{2} H, t \right) - T \left(r, -\frac{1}{2} H, t \right) \right]$$

меняется слабо и равна среднему по высоте удельному энерговыделению в теплоносителе Q_n/ρ , т.е.

$$\rho C_p \left[T \left(r, \frac{1}{2} H, t \right) - T \left(r, -\frac{1}{2} H, t \right) \right] = Q_n r ,$$

и соответственно скорость теплоносителя v связана с высотой секции бланкета H и периодом между микровзрывами τ соотношением $v = H/\tau$. Тогда оценка усредненного конвективного члена может быть представлена в виде

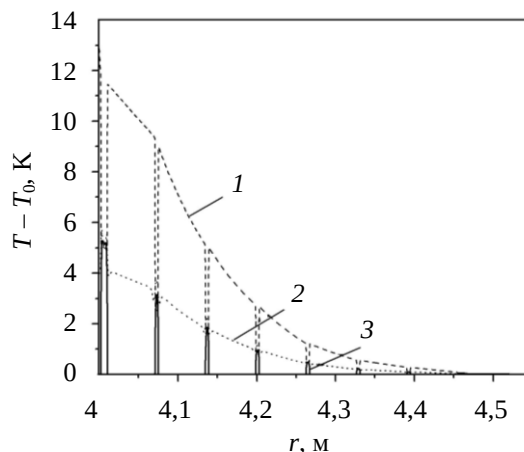
$$\frac{1}{H} \int_{-H/2}^{H/2} \rho C_p v \frac{\partial T}{\partial z} dz = \frac{Q_n}{\tau}.$$

Удельное энерговыделение в теплоносителе рассчитывается по переносу нейтронов в блан-

кете (см. табл. 2), время между последовательными микровзрывами принято равным 0,5 с. Предложенная схема учета конвективной части теплопереноса обеспечивает интегрально между двумя последовательными микровзрывами баланс нагрева бланкета и охлаждения потоком теплоносителя.

Одномерное распределение температуры в бланкете рассчитывали следующим образом: в начальный момент времени (если необходимо, через каждые 0,5 с) в расчетной области задается мгновенное энерговыделение. Затем решается одномерное уравнение Фурье с отрицательным членом $-Q_n/\tau$. На поверхности первой стенки задается адиабатическое граничное условие, на правой границе — постоянная температура. Уравнение Фурье решается численно методом прогонки.

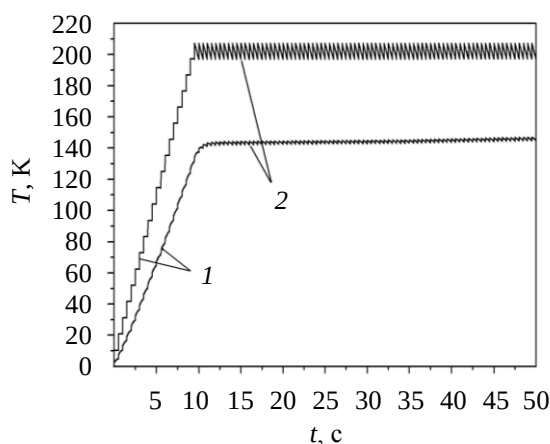
В момент $t = 0$ температуру определяем при условии изохорического энерговыделения в результате поглощения нейтронов. В последующие моменты времени бланкет охлаждается преимущественно за счет конвекции теплоносителя. Снижение температуры первой стенки и металлических перегородок существенно запаздывает по сравнению с температурой теплоносителя. Это связано с тем, что интенсивность диффузии тепла из стенок в теплоноситель недостаточна для установления теплового равновесия между ними за время между последовательными микровзрывами. Из рис. 8 следует, что к моменту времени 0,5 с температура теплоносителя релаксирует к своему первоначальному значению, в то время как в первой стенке и перегородках остается повышенной.



Р и с. 8. Зависимость температуры от времени 0 (1), 320 (2), 500 мс (3) после единичного микровзрыва

Для определения изменения температуры в частотном режиме последовательно в два этапа был проведен модельный расчет выхода бланкета на стационарный тепловой режим из холодного состояния. На первом этапе рассчитывали разогрев бланкета, заполненного неподвижным теплоносителем. При каждом микровзрыве температура мгновенно изменялась в соответствии с заданным энерговыделением. Конвективный член $-Q_n/\tau$ при расчете изменения температуры между микровзрывами принимался равным нулю ($\tau = \infty$). После 20 микровзрывов предусматривали прокачку теплоносителя, что учитывали включением в уравнение Фурье конвективного члена (рис. 9). Обращает на себя внимание регулярность изменения температуры в режиме как нагревания, так и штатного теплообмена. Это указывает на то, что имеются предпосылки для создания эффективных алгоритмов расчета заданных тепловых режимов реактора посредством вариации ключевых рабочих параметров, таких, как частота микровзрывов, расход теплоносителя.

Заключение. Исследованиями показано, что нестационарные процессы в бланкете реактора инерциального термоядерного синтеза, обусловленные импульсным флюенсом нейтронов, характеризуются временем, которое определяется акустическими пробегами в элементах конструкции для волновых колебаний напряжений и давления, а также конвекцией и диффузией тепла для релаксации температуры. Конструкционные материалы подвергаются пульсирующим механическим нагрузкам, потому



Р и с. 9. Изменение температуры в первой перегородке из ванадиевого сплава ($r = 4,0725$ м) и в первом канале теплоносителя PbLi ($r = 4,04$ м): 1, 2 — теплоноситель покоится и движется соответственно

необходимо исследовать поведение теплоносителя при пульсирующем отрицательном давлении.

Показано, что тепловая релаксация элементов конструкции и теплоносителя в бланкете между микровзрывами, а также в процессе переходных режимов может быть обеспечена соответствующей регулировкой параметров реактора. Однако для создания алгоритмов регулирования требуется применение более точных многомерных кодов расчета нестационарных температурных полей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Архангельский Ю.И., Волков В.Г., Недосеев С.Л. и др. Условия работы конструкционных материалов в импульсном термоядерном реакторе на релятивистских электронных пучках. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1979, вып. 2, с. 39—51.
2. Bushnell J., McCloskey D. Thermoelastic stress production in solids. — Appl. Phys., 1968, v. 39, p. 5541—5546.
3. Медин С.А., Орлов Ю.Н., Паршиков А.Н., Суслин В.М. Моделирование отклика первой стенки камеры и бланкета реактора ИТС на микровзрыв: Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша, 2004, № 41. 32 с.
4. Sharkov B.Yu., Alexeev N.N., Basko M.M. e.a. Power plant design and accelerator technology for heavy ion inertial fusion energy. — Nucl. Fus., 2005, v. 45, p. 291—297.
5. Medin S.A., Churazov M.D., Koshkarev D.G. e.a. Evaluation of a power plant concept for fast ignition heavy ion fusion. — Laser and Particle Beams, 2002, v. 20, p. 419—423.
6. Raffray A. and i.a. Treats, design limits and design windows for laser IFE dry wall chambers. — Nucl. Mater., 2005, v. 347, p. 178—191.
7. Blanchard J., Raffray A. Laser fusion chamber design. — Fus. Sci. Technol., 2007, v. 52, p. 440—444.
8. Zaghloul M., Raffray A. IFE liquid wall response to the prompt X-ray energy deposition: investigation of physical processes and assessment of ablated material. — Ibid., 2005, v. 47, p. 27—45.
9. Medin S.A., Basko M.M., Orlov Yu.N., Suslin V.M. X-ray and ion debris impact on the first wetted wall of IFE reactor. — In: 33rd EPS Conf. on Plasma Phys. Rome, 19—23 June 2006, v. 301, p. 1—4.
10. Zinkle S. Status of recent activities by the APEX material group. — In: APEX Study Meeting. SNL, July 27—28, 1998, p. 1—18.
11. Hogan W. (ed). Energy from Enertial Fusion. Vienna: IAEA, 1995. 457 p.
12. Dai-Kai Sze, Moir R., Zinkle S. Data Base for Liquid Breeders and Coolants. APEX Interim Report. November, 1999.
13. Михайлов В.Н., Евтихин В.А., Люблинский И.Е. и др. Литий в термоядерной и космической энергетике в XXI веке. М.: Наука, 1999. 528 с.
14. Basko M.M. DEIRA. A 1-D3-T Hydrodynamic Code for Simulating ICF Targets Driven by Fast Ion Beams. Vers. 4.

- Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, 2001. 44 p.
15. **Баско М.М., Медин С.А., Орлов Ю.Н., Суслин В.М.** Сквозной расчет термоядерного горения и разлета плазмы в реакторе ИТС на тяжелых ионах: Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2010, № 18. 36 с.
16. **MCNP** — a General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport. LA-7396-m, April 1981.
17. **Физические величины.** Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991.

Поступила в Редакцию 10.09.10

УДК 539.125.5

ИЗМЕРЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ЗАХВАТА И ДЕЛЕНИЯ ^{236}U

Мурадян Г.В., Восканян М.А., Ястребова Л.П. (ИОЯФ НИЦ «Курчатовский ин-т», г. Москва)

Сечение радиационного захвата нейтронов ^{236}U представляет значительный интерес для расчета ядерных реакторов, поскольку, накапливаясь в топливе, он поглощает значительную часть нейтронов с очень малым последующим делением. Кроме того, знание этого сечения необходимо при создании технологии переработки радиоактивных отходов.

Большинство экспериментальных данных о сечении радиационного захвата получено для области энергии нейтронов более нескольких килоэлектронвольт. Менее $E_n \sim 2$ кэВ сечение захвата непосредственно измерено в двух экспериментах [1, 2], результаты которых явно расходятся. В работе [2] сечение определено лишь в области выше 300 эВ. В области перекрытия энергетических диапазонов данные [1] по сравнению с [2] примерно на 20% выше. Между тем требуемая погрешность этой величины в указанной энергетической области составляет 5%.

Рассматриваемая в настоящей статье методика позволяет наряду с сечением захвата получить информацию о сечении деления, которая может служить основой для создания нового независимого метода измерения малого сечения деления.

Методика измерений. Сечение захвата, как и в работе [1], получено с помощью универсальной методики, основанной на измерении распределения количества испускаемых возбужденным ядром частиц при одновременном определении энергии каждой частицы [3]. Суть методики состоит в идентификации событий различных типов взаимодействия нейтронов с ядрами путем измерения распределения количества γ -квантов, испускаемых в результате взаимодействия. Распределение представляет собой зависимость числа событий от числа ис-

пускаемых γ -квантов. События радиационного захвата, деления и рассеяния сосредоточены в разных областях этого распределения, что и позволяет их разделять. Указанное распределение измеряется с помощью многосекционного сцинтилляционного 4π -детектора с почти 100%-ной эффективностью посредством регистрации многократных совпадений импульсов от его секций. Исследуемый образец размещается в центре сквозного канала детектора, через который проходит пучок нейтронов. Для защиты сцинтиллятора от рассеянных образцом нейтронов канал окружается слоем ^{10}B , который служит одновременно (n, γ)-конвертером, позволяющим также регистрировать рассеянные нейтроны и нейтроны деления. Это дает возможность, в частности, выделить долю событий рассеяния.

Настоящие измерения, как и [1], проведены на импульсном источнике нейтронов ФАКЕЛ НИЦ «Курчатовский институт», но с помощью другого вновь созданного нейтронного спектрометра [4], позволившего увеличить точность данных в области энергии нейтронов менее 2 кэВ. Новый спектрометр размещался в другой экспериментальной зоне установки ФАКЕЛ. Нейтронная мишень установлена на прямом пучке электронов, где ток частиц в 3 раза больше. Детектор располагался в защитном бункере из железобетона с толщиной стен 2 м. Пролетную базу удалось сократить в 2 раза (с 10,4 до 5,2 м). В результате плотность потока нейтронов на исследуемом образце увеличилась более чем в 10 раз. Это позволило уменьшить диаметр нейтронного канала и соответственно использовать компактный детектор с меньшим примерно в 3 раза объемом сцинтиллятора с сохранением толщины кристаллов и геометрической эффективности. Была уменьшена также толщина