

01;02;03;07

Энерговклад в газовых лазерах с ядерной накачкой на основе гелия-3

© А.А. Пикулев

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия
e-mail: pikulev@expd.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 23 января 2006 г.)

Проведено расчетное исследование величины и распределения энерговклада в цилиндрических кюветках лазеров с ядерной накачкой, возбуждаемых продуктами ядерной реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$. Приведены результаты расчетов для трех различных распределений нейтронов по энергиям, а также распределения энерговклада по внутреннему объему лазерной кюветки при начальных давлениях гелия-3 1 и 2 atm.

PACS: 42.55.-f

Введение

Одним из способов накачки газовых лазеров с ядерной накачкой [1] является использование кинетической энергии продуктов ядерной реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$. Генерация в смесях гелия-3 с Ar, Kr, Xe, Ne, Zn, Cd и Cl была получена в видимой и ИК-областях спектра при использовании в качестве нейтронных источников импульсных ядерных реакторов [2]. Основным компонентом газовой смеси является гелий-3, а концентрация лазерной компоненты составляет 1–10%.

При исследовании лазеров с ядерной накачкой на основе гелия-3 возникает задача определения величины и распределения энерговклада, производимого продуктами реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$. Данная задача состоит из двух частей: 1) определение распределения количества реакций ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ по внутреннему объему кюветки; 2) определение распределения энерговклада, создаваемого протонами и тритонами, тормозящихся в гелии-3 (или смеси газов и паров металлов с гелием-3).

Расчеты энерговклада на основе реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ были проведены в работах [3,4], в которых предполагалось, что спектр нейтронов является моноэнергетическим, а плотность гелия-3 однородно распределена по внутренней области кюветки. Кроме того, при проведении расчетов использовались сильно упрощенные законы торможения протона и тритона и квадратурные формулы низкой точности.

В настоящей работе сделана попытка устранить вышеуказанные недочеты. В частности, приведенные в данной работе выражения для распределения плотности реакций ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ и энерговклада во внутренней области кюветки справедливы для произвольного осесимметричного распределения плотности гелия-3 и для любого заданного спектра нейтронов. Для законов торможения протона и тритона при проведении расчетов использовались экспериментальные данные.

В качестве приложения представлены результаты расчетов распределения энерговклада для трех различных

распределений нейтронов по энергиям: 1) тепловые моноэнергетические нейтроны с энергией 0.0252 eV; 2) распределение Максвелла с температурой нейтронов 293 K; 3) спектр нейтронов реактора ВИР-2М [2,5] в полусферическом канале. Для случая тепловых моноэнергетических нейтронов проведено сравнение с результатами работы [3]. Приведены распределения энерговклада по внутреннему объему нагревной кюветки, специально разработанной для исследования лазеров на парах металлов с ядерной накачкой на реакторе ВИР-2М [5], при начальных давлениях гелия-3 1 и 2 atm.

Распределение количества реакций ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$

Рассмотрим задачу определения потока нейтронов во внутренних точках длинной цилиндрической кюветки, заполненной гелием-3. Геометрия задачи представлена на рис. 1. При прохождении нейтронов через гелий-3 основными процессами являются захват нейтронов ядрами гелия-3 и деление последнего на протон и тритон, причем кинетическая энергия протона составляет 0.57, а тритона — 0.19 MeV [6]. Если энергия нейтронов не превосходит 1 keV, ее вкладом в кинетическую энергию

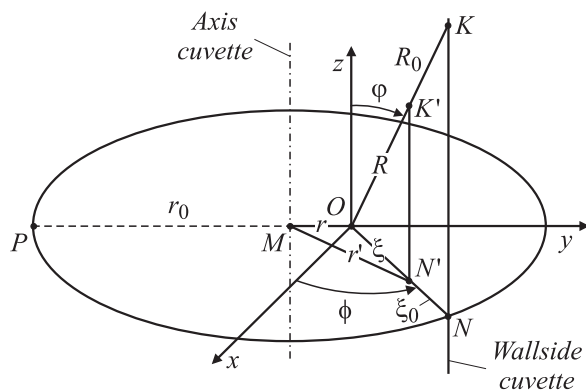


Рис. 1. Геометрия задачи.

протона и тритона можно пренебречь, а диаграмму направленности разлета продуктов реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ считать изотропной. Поток нейтронов также считаем изотропным (это полностью справедливо для максвелловских нейтронов и частично для нейтронов в фермиевской части спектра). Рассеянием и замедлением нейтронов в гелии-3, в связи с малыми сечениями этих процессов по сравнению с сечением ядерной реакции (n, p) , пренебрегаем [6].

В сферическом углу $d\Omega$ точки O , расположенной на расстоянии r от оси кюветы, достигает следующая доля нейтронов:

$$\frac{dN(E)}{N(E)} = \frac{d\Omega}{4\pi} \exp\left\{-\int_0^{R_0} \sigma_\rho(E)\rho(R) dR\right\}, \quad \sigma_\rho = \frac{\sigma N_A}{M}, \quad (1)$$

где $\sigma_\rho(E)$, $\sigma(E)$ — удельное и обычное дифференциальное сечение реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$; ρ — плотность гелия-3; R_0 — расстояние, пройденное нейтронами; N_A — число Авогадро; M — молярная масса гелия-3. Сечение захвата ядром гелия-3 нейтронов с энергией 0.0252 eV составляет 5500 барн [6,7]. Пробег нейтрона с энергией E в гелии-3 с однородной плотностью ρ можно определить по формуле $L_n(E) = 1/\sigma_\rho(E)\rho$. Для нормальных условий пробег нейтрона с энергией 0.0252 eV в гелии-3 составляет 6.8 см.

Из формулы (1) получаем следующее соотношение для спектральной плотности потока нейтронов во внутренней точке кюветы O :

$$\Phi(r, E) = \int_\Omega \frac{f_0(\Omega, E)}{4\pi} \exp\left\{-\sigma_\rho(E)R_0\langle\rho\rangle_{R_0}\right\} d\Omega, \quad (2)$$

$$\langle\rho\rangle_{R_0} = \frac{1}{R_0} \int_0^{R_0} \rho(R) dR,$$

где $f_0(\Omega, E)$ — спектральная плотность потока нейтронов от внешнего источника; $\langle\rho\rangle_{R_0}$ — среднее на отрезке R_0 значение плотности гелия-3. Для средней плотности и расстояния R_0 имеем следующие выражения:

$$\left\{ \begin{aligned} \langle\rho\rangle_{R_0} &= \frac{1}{R_0} \int_0^{R_0} \rho(R) dR = \frac{1}{R_0} \int_0^{\xi_0} \rho(\xi) d\xi = \langle\rho\rangle_{\xi_0}, \\ R_0 &= \frac{\xi_0}{\sin\varphi}, \quad \xi_0 = (r_0^2 - \{r \cos\varphi\}^2)^{1/2} - r \sin\varphi, \end{aligned} \right. \quad (3)$$

где r_0 — радиус кюветы; ξ_0 — расстояние от точки O до стенки кюветы.

В случае изотропного внешнего источника нейтронов имеем

$$\Phi(r, z, E) = \frac{\Phi_0 F(E)\eta(z)}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \int_0^1 d\mu \exp\left\{-\frac{\sigma_\rho(E)\xi_0\langle\rho\rangle_{\xi_0}}{(1-\mu^2)^{1/2}}\right\}, \quad (4)$$

где $\mu = \cos\varphi$; $\eta(z)$ — относительное распределение внешнего потока нейтронов вдоль оси Oz ; Φ_0 — максимальное значение плотности внешнего потока нейтронов.

Плотность ядерных реакций (n, p) в точке O можно найти по следующей формуле:

$$n(r, z) = \frac{\rho(r, z)\eta(z)\Phi_0}{\pi} \int_0^\infty dE \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \int_0^1 d\mu \sigma_p(E)F(E) \times \exp\left\{-\frac{\sigma_\rho(E)\xi_0\langle\rho\rangle_{\xi_0}}{(1-\mu^2)^{1/2}}\right\}, \quad (5)$$

где $F(E)$ — функция распределения нейтронов по энергиям. Для удобства проведения расчетов перейдем в формуле (5) к безразмерным переменным. Для этого введем следующие величины:

$$L_{\text{th}} = \frac{1}{\rho_0\sigma_\rho^{\text{th}}}, \quad \alpha(E) = \frac{\sigma_\rho(E)}{\sigma_\rho^{\text{th}}} = \frac{\sigma(E)}{\sigma_{\text{th}}}, \quad (6)$$

где L_{th} — длина пробега теплового нейтрона в гелии-3 с плотностью ρ_0 ; $\alpha(E)$ — отношение сечений реакции (n, p) при энергиях нейтрона E и 0.0252 eV. Все расстояния будем обезразмеривать на длину L_{th} , плотность газа — на среднюю плотность ρ_0 ; $\xi = L_{\text{th}}\bar{\xi}$, $\rho = \rho_0\bar{\rho}$ (черта сверху обозначает безразмерную величину).

Имеем следующее выражение для распределений плотности реакций ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$:

$$n(r, z) = \frac{\Phi_0}{L_{\text{th}}} f(r, z),$$

$$f = \frac{\bar{\rho}\eta(z)}{\pi} \int_0^\infty dE \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \int_0^1 d\mu \alpha(E)F(E) \exp\left\{-\frac{\alpha(E)\bar{\xi}_0\langle\bar{\rho}\rangle_{\bar{\xi}_0}}{(1-\mu^2)^{1/2}}\right\}, \quad (7)$$

где f — безразмерный фактор распределения плотности ядерных реакций (n, p) . Если все нейтроны относятся к одной группе, например являются тепловыми с энергией 0.0252 eV, то формула (7) принимает вид (Φ_{th} — внешний поток тепловых нейтронов)

$$n_{\text{th}}(r, z) = \frac{\Phi_{\text{th}}}{L_{\text{th}}} f_{\text{th}}(r, z),$$

$$f_{\text{th}} = \frac{\bar{\rho}\eta(z)}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \int_0^1 d\mu \exp\left\{-\frac{\bar{\xi}_0\langle\bar{\rho}\rangle_{\bar{\xi}_0}}{(1-\mu^2)^{1/2}}\right\}. \quad (8)$$

Отметим, что частный случай формулы (8) для однородного распределения плотности гелия-3 впервые был получен в работе [3].

Энерговклад

Рассмотрим энерговклад продуктами ядерной реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$. В некоторой точке во внутренней области кюветы энерговклад можно найти по формуле [8]

$$q = -(\nabla, \mathbf{P}), \quad (9)$$

где \mathbf{P} — плотность потока энергии. Поток энергии, создаваемый в точке O точечным источником объема dV ,

расположенным в точке K' , равен (рис. 1)

$$d\mathbf{P} = -\frac{\mathbf{e}_R n E(l)}{4\pi R^2} dV, \quad (10)$$

где \mathbf{e}_R — единичный вектор в направлении отрезка R ; $E(l)$ — зависимость энергии частицы от безразмерного пробега l . Формула (10) верна в предположении, что траектории тормозящихся частиц являются прямыми линиями. Справедливость этого предположения связана с тем, что протоны и тритоны интересующих нас энергий замедляются посредством неупругих соударений с атомными электронами [6], поэтому испытывают рассеяние лишь на незначительные углы.

Для неоднородного распределения плотности пробег l можно найти по формуле

$$l(R) = \frac{1}{L\rho_0} \int_0^R \rho(R') dR' = \frac{R\langle\rho\rangle_R}{L\rho_0} = \frac{\xi\langle\rho\rangle_\xi}{L\rho_0 \sin\varphi}, \quad (11)$$

где L — пробег протона или тритона в гелии-3 с плотностью ρ_0 . Связь между расстояниями r' , R и ξ выражается следующими соотношениями:

$$\begin{cases} \xi = R \sin\varphi, & r'^2 = r^2 + \xi^2 + 2r\xi \sin\varphi, \\ \xi = (r'^2 - \{r \cos\varphi\}^2)^{1/2} - r \sin\varphi. \end{cases} \quad (12)$$

Проводя интегрирование в формуле (10) по всему внутреннему объему кюветы и, используя соотношения (12), получаем выражение

$$q = -\frac{\rho}{\pi L\rho_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\varphi \int_0^{\pi/2} d\phi \int_0^{\xi_0} n(r') \frac{dE}{dl} d\xi. \quad (13)$$

Для удобства вычислений приведем полученные формулы к безразмерному виду. Расстояния будем обезмеривать на пробег теплового нейтрона L_{th} в гелии-3 с однородной плотностью ρ_0 , плотность — на среднюю плотность в кювете ρ_0 , а энергию тритона или протона — на их начальную энергию E_0 . Введем следующие параметры (индекс p — протон, t — тритон):

$$\beta_p = \frac{L_p}{L_{th}}, \quad \beta_t = \frac{L_t}{L_{th}},$$

$$l_p = \frac{\bar{\xi}\langle\bar{\rho}\rangle_{\bar{\xi}}}{\beta_p}, \quad l_t = \frac{\bar{\xi}\langle\bar{\rho}\rangle_{\bar{\xi}}}{\beta_t}, \quad (14)$$

где β_p, β_t — относительные пробеги; L_p, L_t — пробег в гелии-3 с однородной плотностью ρ_0 ; l_p, l_t — пробеги.

Если ввести безразмерный фактор энерговклада

$$f_q^{p,t} = -\frac{\bar{\rho}}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\varphi \int_0^{\pi/2} d\phi \int_0^{\xi_0} f \frac{dE_{p,t}(l_{p,t})}{dl} d\bar{\xi}, \quad (15)$$

то для суммарного энерговклада, производимого протонами и тритонами, получим следующее выражение:

$$q = \Phi_0 \left\{ \frac{E_0^p}{L_p} f_q^p + \frac{E_0^t}{L_t} f_q^t \right\}. \quad (16)$$

Из формул (7), (15), (16) видно, что для двух цилиндрических кювет с радиусами $r_{1,2}$ и длиной $L_{1,2}$ в случае геометрического подобия распределений плотности гелия-3 и внешнего потока нейтронов, т.е. при выполнении соотношений $\rho_1(r/r_1, z/L_1) = \rho_2(r/r_2, z/L_2)$, $\eta_1(z/L_1) = \eta_2(z/L_2)$, и при выполнении равенства $p_1 r_1 = p_2 r_2$, где $p_{1,2}$ — давление гелия-3 выполняется следующее соотношение подобия:

$$q_2 \left\{ \frac{r}{r_2}, \frac{z}{L_2} \right\} = \frac{p_2 \Phi_2}{p_1 \Phi_1} q_1 \left\{ \frac{r}{r_1}, \frac{z}{L_1} \right\}, \quad (17)$$

где $q_{1,2}$ — распределение энерговклада; $\Phi_{1,2}$ — максимальная плотность потока нейтронов в первой и второй кюветах соответственно. Формула (17) позволяет сократить объем вычислений при расчетах энерговклада в кюветах различных размеров.

Результаты расчетов

Расчеты распределения энерговклада проводились для следующих трех спектральных распределений нейтронов: 1) моноэнергетические нейтроны с энергией 0.0252 eV; 2) тепловые нейтроны с температурой 293 K; 3) нейтронный спектр реактора ВИР-2М в полусферическом канале (ПСК) [2,5].

Для моноэнергетических нейтронов функция распределения имеет вид дельта-функции Дирака $F_{th} = \delta(E - E_{th})$, где $E_{th} = 0.0252$ eV.

Распределение Максвелла по энергиям имеет вид [9]

$$F_M = \frac{2\pi\sqrt{E}}{(\pi kT)^{1.5}} \exp\left\{-\frac{E}{kT}\right\}, \quad (18)$$

где k — постоянная Больцмана; T — температура. Ниже полагаем, что температура нейтронов составляет 293 K, что в энергетической шкале составляет 0.0252 eV.

Экспериментальное относительное распределение нейтронов по группам в полусферическом канале реактора ВИР-2М приведено на рис. 2 [2,5]. Видно, что на долю тепловых нейтронов (энергия до 0.215 eV) приходится около 4.8% от общего числа нейтронов. Значительная доля нейтронов (более 60%) приходится на область энергий от 0.1 до 10 MeV — „хвост“ из быстрых нейтронов, которые не были замедлены в реакторе.

На рис. 3 в области энергий от 10^{-6} до 10^3 eV представлены все три вышеприведенных спектра, а также фермиевский спектр нейтронов. Из рисунка видно, что спектр реактора ВИР-2М в ПСК в рассматриваемой энергетической области с хорошей точностью является

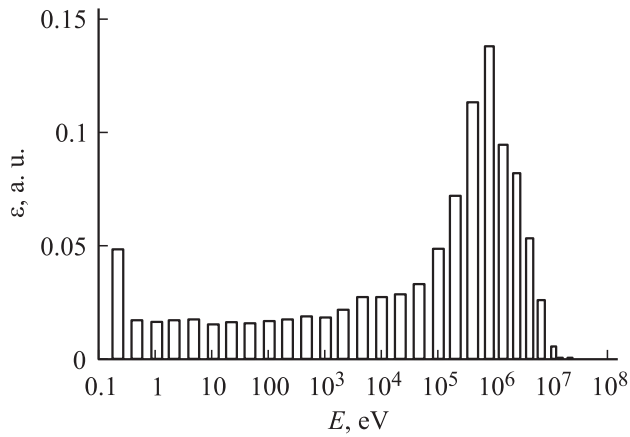


Рис. 2. Распределение нейтронов реакторов ВИР-2М в ПСК по группам [2,5].

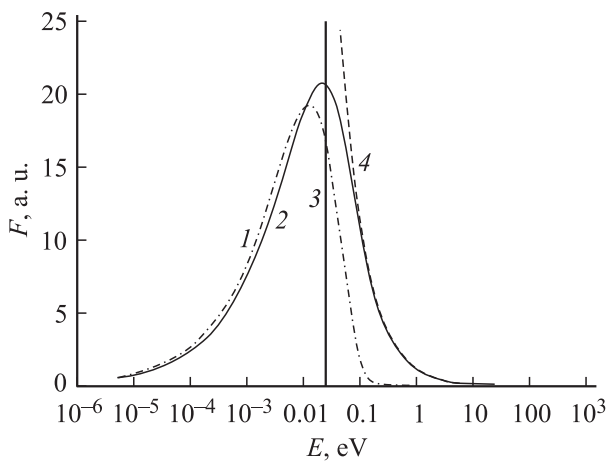


Рис. 3. Спектр Максвелла с температурой нейтронов 293 К (1); спектр нейтронов реактора ВИР-2М в ПСК (2) (увеличено в 50 раз); тепловые моноэнергетические нейтроны с энергией 0.0252 eV (3); распределение Ферми 0.022/E (4) (увеличено в 50 раз).

комбинацией спектра ферми вида $E_f = 0.022/E$ и максвелловского спектра с энергией нейтронов 0.032 eV (температура 370 К). Смещение максимума распределения Максвелла в более высокоэнергетическую область связано с „притоком“ замедляющихся нейтронов из фермиевской области спектра, что является хорошо известным эффектом, наблюдающимся при замедлении нейтронов [9].

Расчеты показывают, что в случае $r_0/L_{th} = 1$ первые 12 групп нейтронов спектра реактора ВИР-2М в ПСК (энергия до 1 keV) совершают 99.4% от всех ядерных реакций ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$. Вклад от „хвоста“ быстрых нейтронов (энергия от 0.1 до 10 MeV) не превосходит 0.1%. Таким образом, ограничение энергии нейтронов значением 1 keV для $r_0/L_{th} \leq 1$ вносит погрешность не более 1%.

Для абсолютной калибровки спектров нейтронов обычно используют результаты активационных измере-

ний с помощью урановых или медных индикаторов [10]. Так, по измерениям активации медных индикаторов в каналах нагревной кюветы, которая была разработана для исследования лазеров с ядерной накачкой на парах металлов на реакторе ВИР-2М [5], максимальный флюенс нейтронов (в центре кюветы) в пересчете на тепловые моноэнергетические нейтроны составляет $1.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Это эквивалентно плотности потока тепловых нейтронов в максимуме реакторного импульса $\Phi_{th} = 4.2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Предполагая, что для всех трех рассматриваемых спектров нейтронов активация медных индикаторов одинакова, имеем следующие соотношения:

$$\begin{cases} \sigma_{\text{Cu}}^{th} \Phi_{th} = \langle \sigma_{\text{Cu}} \rangle_M \Phi_M = \langle \sigma_{\text{Cu}} \rangle_R \Phi_R, \\ \langle \sigma_{\text{Cu}} \rangle_M = \int_0^{\infty} \sigma_{\text{Cu}}(E) F_M(E) dE, \\ \langle \sigma_{\text{Cu}} \rangle_R = \int_0^{\infty} \sigma_{\text{Cu}}(E) F_R(E) dE, \end{cases} \quad (19)$$

где $\langle \sigma_{\text{Cu}} \rangle_M$, $\langle \sigma_{\text{Cu}} \rangle_R$ — среднее по максвелловскому спектру и спектру реактора ВИР-2М в ПСК сечение реакции ${}^{63}\text{Cu}(n, \gamma){}^{64}\text{Cu}$. Результаты расчетов показывают, что $\langle \sigma_{\text{Cu}} \rangle_M = 5.078$, $\langle \sigma_{\text{Cu}} \rangle_R = 0.234$, для тепловых моноэнергетических нейтронов имеем $\sigma_{\text{Cu}}^{th} = 4.5$ барн [6,7]. Из формул (19) получаем: $\Phi_M/\Phi_{th} = 0.881$, $\Phi_R/\Phi_{th} = 16.21$.

При проведении расчетов использовались экспериментальные данные по торможению протонов в гелии-4 [6]. Поскольку при энергии меньше 2 MeV потери энергии протонов определяются только количеством атомных электронов, тормозные способности гелия-4 и гелия-3 практически совпадают [6]. Для определения пробега тритона было учтено, что при прохождении одинаковых толщин вещества протоны, дейтроны и тритоны с одной и той же скоростью теряют одно и то же количество энергии. Связь между пробегом протона и тритона в зависимости от начальной энергии выражается следующим соотношением [6]:

$$L_t(E_t) = \frac{m_t}{m_p} L_p \left\{ \frac{m_p}{m_t} E_t \right\} \approx 3L_p \left\{ \frac{E_t}{3} \right\}, \quad (20)$$

где m_p , m_t — масса протона и тритона.

При вычислении распределения энерговклада рассматривалось 100 групп нейтронов в энергетическом диапазоне от 0 до 1 keV. Распределение энергии нейтронов по группам задавалось с помощью логарифмического закона. Интервалы интегрирования $(0, R)$, $(0, \xi)$ и $(0, \phi)$ разбивались на 100 равных частей. Для вычисления интегралов (7), (8), (15) использовалась формула Симпсона, распределение количества ядерных реакций ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ и плотности гелия-3 в промежуточных точках определялось с помощью параболической интерполяции. Результаты расчетов на сетке с вдвое большим числом узлов по всем координатам показали, что для вышеприведенных параметров относительная погрешность расчета энерговклада не превосходит 0.1%.

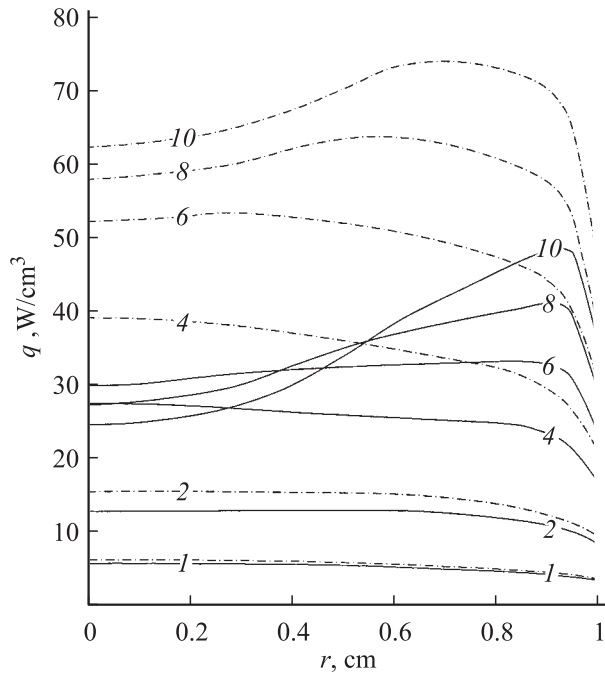


Рис. 4. Распределение энерговклада по радиусу цилиндрической кюветы в зависимости от давления гелия-3: радиус кюветы 1 см, поток нейтронов в пересчете на тепловые $\Phi_{th} = 10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$; спектр Максвелла с температурой 293 К (сплошная линия); спектр реактора ВИР-2М в ПСК (штрихпунктир).

Результаты расчетов распределения энерговклада для радиуса кюветы $r_0 = 1 \text{ cm}$ и давлений гелия-3 от 1 до 10 atm представлены на рис. 4 (спектр Максвелла и спектра реактора ВИР-2М в ПСК) и рис. 5 (тепловые моноэнергетические нейтроны). Плотность потока в пересчете на тепловые нейтроны во всех случаях составляет $\Phi_{th} = 10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Из рисунков видно, что различие между величинами энерговклада, рассчитанными по различным спектрам нейтронов достигает 100% и возрастает с увеличением давления. Отметим, что даже в случае теплового моноэнергетического и максвелловского спектров нейтронов при высоких давлениях гелия-3 различие достаточно велико и достигает 20%. При давлениях ниже 1 atm результаты расчетов для всех трех спектров дают близкие значения, различающиеся не более чем на 6%.

На рис. 5 для сравнения приведены результаты расчетов для тепловых моноэнергетических нейтронов [3]. Из рис. 5 видно, что результаты работы [3] дают значения энерговклада на 10–15% выше, чем наши расчеты.

Расчеты распределения энерговклада в первом канале нагревной кюветы проводились для максвелловских нейтронов. При проведении расчетов было принято: $r_0 = 1 \text{ cm}$ — радиус кюветы; $L = 120 \text{ cm}$ — длина кюветы; $\Phi_{th} = 4.2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ — плотность потока нейтронов в центре кюветы в максимуме импульса реактора ВИР-2М (в пересчете на тепловые моноэнергетические нейтроны).

На рис. 6 приведено относительное распределение плотности гелия-3 и плотности потока нейтронов по длине каналов нагревной кюветы [5]. Из рисунка видно, что плотность в первом канале в центральной области кюветы составляет около 0,8, а на торцах — около 1,5 от средней плотности. Для второго канала эти циф-

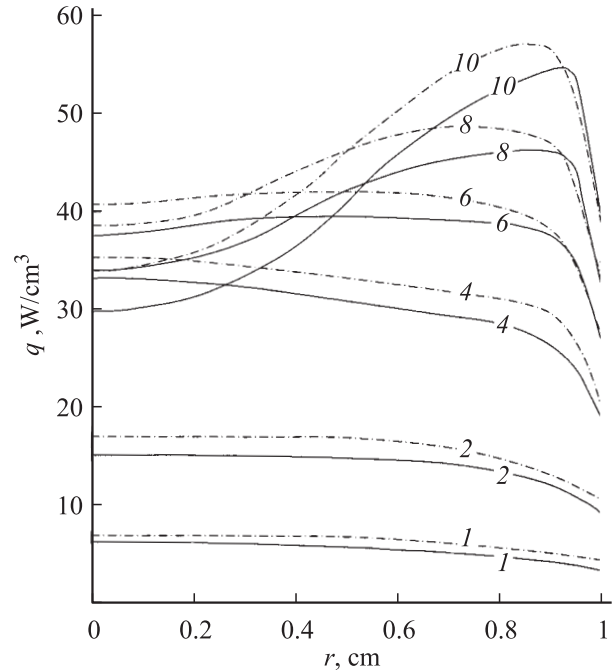


Рис. 5. Распределение энерговклада по радиусу цилиндрической кюветы в зависимости от давления гелия-3: радиус кюветы 1 см, поток тепловых нейтронов $\Phi_{th} = 10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, наши расчеты (сплошная линия); результаты работы [3] (штрихпунктир).

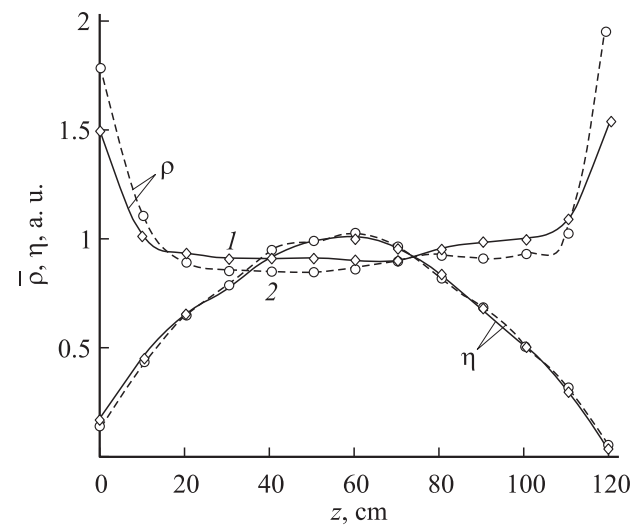


Рис. 6. Распределение относительной плотности $\bar{\rho}$ и плотности потока нейтронов η по длине каналов нагревной кюветы; сплошная линия — первый канал; штриховая — второй.

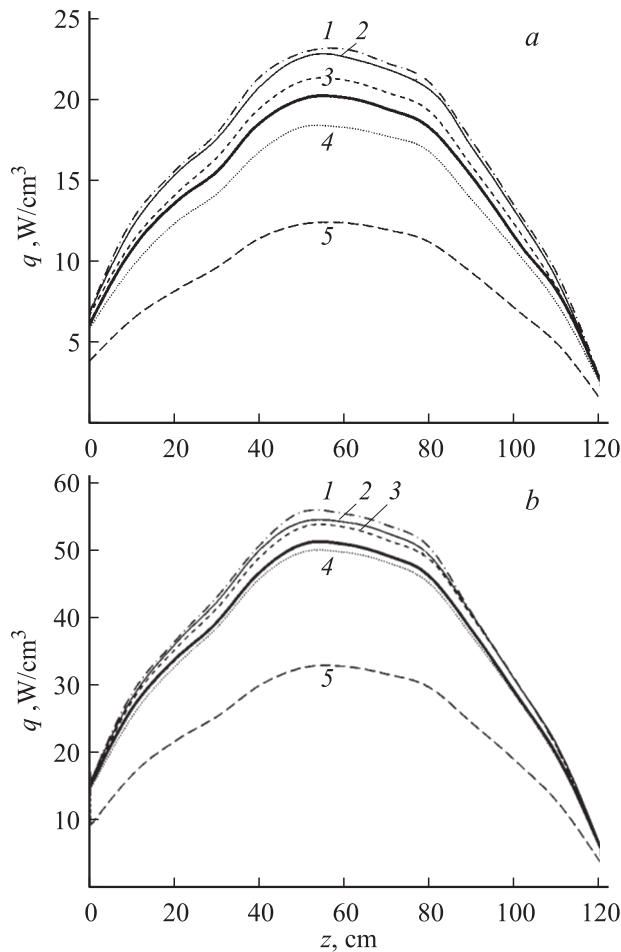


Рис. 7. Распределение энерговклада по длине и радиусу первого канала нагревной кюветы для максвелловского спектра нейтронов: поток нейтронов в пересчете на тепловые $\Phi_{th} = 4.2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$; а) давление гелия-3 1 atm; б) давление гелия-3 2 atm; расстояния от оси кюветы mm: 1 — 0, 2 — 2.5, 3 — 5, 4 — 7.5, 5 — 10.

ры составляют 0.7 и 2 соответственно. Распределение плотности потока нейтронов по длине обоих каналов приблизительно одинаково, максимум достигается в центре каналов, а на торцах плотность потока нейтронов в 6–8 раз ниже, чем в центре.

Распределение энерговклада вдоль оси первого канала приведено на рис. 7, а (давление гелия-3 1 atm) и 7, б (2 atm). Для второго канала результаты аналогичные, поэтому здесь не приводятся. На рисунках представлены распределения энерговклада по длине канала на расстояниях 0, 2.5, 5, 7.5 и 10 mm от центра кюветы. Жирной линией отмечено среднее по сечению кюветы значение энерговклада. Максимум энерговклада достигается в центральном сечении кюветы на ее оси и для начального давления гелия-3 1 atm составляет около 23 W/cm³, а для 2 atm — 55 W/cm³. У боковой стенки канала, по сравнению с центром, энерговклад падает в полтора–два раза, а при удалении от центрального сечения кюветы к торцам — в три раза.

Заключение

В данной работе получены выражения для распределения плотности реакций ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ и энерговклада во внутренней области цилиндрической кюветы, справедливые для произвольного осесимметричного распределения плотности гелия-3 и для любого заданного спектра нейтронов. Расчеты энерговклада проводились для трех спектральных распределений нейтронов: 1) тепловые моноэнергетические нейтроны, 2) распределение Максвелла и 3) спектр нейтронов реактора ВИР-2М в полусферическом канале [2,5].

Результаты расчетов энерговклада показали, что для кюветы радиуса 1 cm при давлении гелия-3 выше 5 atm различие для рассмотренных спектров нейтронов достигает 100%. В случае теплового и максвелловского спектров нейтронов различие также достаточно велико и достигает 20%. При давлении гелия-3 ниже 1 atm результаты расчетов для всех трех спектров дают близкие значения, различающиеся не более чем на 6%.

Сравнение с результатами работы [3] для моноэнергетического спектра нейтронов показало, что расчеты, проведенные в работе [3], дают значения энерговклада на 10–15% выше, чем наши расчеты.

Результаты расчетов распределения энерговклада в каналах нагревной кюветы показывают, что максимум энерговклада достигается в центральном сечении на оси каналов и в максимуме импульса накачки для начального давления гелия-3 1 atm составляет около 23, а для 2 atm — 55 W/cm³.

Автор выражает благодарность С.П. Мельникову за полезные обсуждения и В.М. Цветкову за любезно предоставленные результаты измерений распределения температуры по длине лазерных каналов нагревной кюветы.

Список литературы

- [1] Schneider R.T., Hohl F. // Adv. in Nucl. Sci. and Techn. 1984. Vol. 16. P. 123–287.
- [2] Колесов В.Ф. Аperiodические импульсные реакторы. Саратов: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 1999.
- [3] Wilson J.W., DeYoung R.J. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 3. P. 980–988.
- [4] DeYoung R.J., Winters P.A. // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. N 8. P. 3600–3602.
- [5] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н. и др. // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2000. № 2/3. С. 63–68.
- [6] Стародубцев С.В., Романов А.М. Прохождение заряженных частиц через вещество. Изд-во АН УзССР, 1962. 277 с.
- [7] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- [8] Матвеев В.Ю. // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 1. С. 72–78.
- [9] Левин Е.В. Ядерная физика и ядерные реакторы. М.: Атомиздат. 1969. 280 с.
- [10] Аллен В.Д. Регистрация нейтронов. М.: Атомиздат, 1962. 196 с.