

Влияние магнитного поля на диффузию нейтронов

Ю. Н. КАЗАЧЕНКОВ, В. В. ОРЛОВ

УДК 621.039.512.4

Спин-орбитальное взаимодействие быстрых нейтронов с ядрами среды приводит к поляризации нейтронов и, как следствие, к уменьшению коэффициента диффузии, увеличению альбедо и т. д. [1—4]. В работе [5] на основе качественных соображений показано, что в среде с магнитным полем из-за прецессии спинов нейтроны деполяризуются, в результате чего меняются диффузионные свойства среды. На основе этого эффекта в работе [5] предложен метод регулирования ядерных реакторов магнитным полем. Цель настоящей работы — математическое рассмотрение некоторых предсказанных в работе [5] эффектов.

Выведем уравнения, описывающие диффузию нейтронов в магнитном поле. Для простоты ограничимся односкоростным приближением. Пусть $F(\mathbf{r}, \Omega, \mathbf{p}_s, t) d\mathbf{r} d\Omega d\mathbf{p}_s$ — поток нейтронов в момент времени t в элементе фазового пространства $d\mathbf{r} d\Omega d\mathbf{p}_s$ ($\mathbf{p}_s$ — поляризация нейтронов). Выделим в обычном пространстве около точки $\mathbf{r}$, а в пространстве поляризаций около точки $\mathbf{p}_s$ произвольные объемы и запишем баланс нейтронов в этом шестимерном пространстве. Воспользовавшись формулой для сечения упругого рассеяния поляризованных нейтронов (неупругое рассеяние учитывать не будем) и связью между поляризацией падающего на ядро и рассеянного нейтрона [6], получим

$$\begin{aligned} & \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial F(\mathbf{r}, \Omega, \mathbf{p}_s, t)}{\partial t} + (\Omega \nabla) F(\mathbf{r}, \Omega, \mathbf{p}_s, t) + \\ & + \frac{1}{v} \left(\frac{d\mathbf{p}_s}{dt} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}_s} \right) F(\mathbf{r}, \Omega, \mathbf{p}_s, t) + \Sigma F(\mathbf{r}, \Omega, \mathbf{p}_s, t) = \\ & = \Sigma_s \int d\mathbf{p}_i \int d\Omega' F(\mathbf{r}, \Omega', \mathbf{p}_i, t) \left\{ f(\Omega' \rightarrow \Omega) + \right. \\ & + \frac{2 \operatorname{Re} A^* B(\theta_0)}{\sigma_s} (\mathbf{n} \mathbf{p}_i) \left. \right\} \delta[\mathbf{p}_s - \mathbf{p}_s(\mathbf{p}_i, \Omega', \Omega)] + \\ & + Q(\mathbf{r}, \Omega, \mathbf{p}_s, t). \end{aligned} \quad (1)$$

Обозначения те же, что в работе [1].

Проинтегрируем уравнение (1) по поляризации, а затем умножим на $\mathbf{p}_s$ и вновь проинтегрируем. При интегрировании выразим производную $d\mathbf{p}_s/dt$ через магнитную индукцию В [7]:

$$\frac{d\mathbf{p}_s}{dt} = \gamma_n [\mathbf{p}_s \mathbf{B}], \quad (2)$$

где γ_n — гиромагнитное отношение нейтрона.

В результате уравнение (1) сведется к следующей системе кинетических уравнений:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial F(\mathbf{r}, \Omega, t)}{\partial t} + (\Omega \nabla) F(\mathbf{r}, \Omega, t) + F(\mathbf{r}, \Omega, t) = \\ & = h \int d\Omega' \left\{ f(\mu_0) F(\mathbf{r}, \Omega', t) + \right. \\ & + \frac{2 \operatorname{Re} A^* B(\theta_0)}{\sigma_s} [\mathbf{n} \mathbf{P}(\mathbf{r}, \Omega', t)] \left. \right\} + Q(\mathbf{r}, \Omega, t); \end{aligned} \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}(\mathbf{r}, \Omega, t)}{\partial t} + (\Omega \nabla) \mathbf{P}(\mathbf{r}, \Omega, t) - \\ & - \frac{\gamma_n}{v} [\mathbf{P}(\mathbf{r}, \Omega, t) \mathbf{B}] + \mathbf{P}(\mathbf{r}, \Omega, t) = \\ & = h \int d\Omega' \left\{ \mathbf{P}(\mathbf{r}, \Omega', t) f(\mu_0) + \right. \\ & + \frac{2 \operatorname{Re} A^* B(\theta_0)}{\sigma_s} F(\mathbf{r}, \Omega', t) \mathbf{n} + \\ & + \frac{2 \operatorname{Im} A^* B(\theta_0)}{\sigma_s} [\mathbf{P}(\mathbf{r}, \Omega', t) \mathbf{n}] + \\ & + \frac{2 B^* B(\theta_0)}{\sigma_s} [(\mathbf{P}(\mathbf{r}, \Omega', t) \mathbf{n}) \mathbf{n} - \mathbf{P}(\mathbf{r}, \Omega', t)] \left. \right\}. \end{aligned} \quad (3b)$$

Функцию $\mathbf{P}(\mathbf{r}, \Omega, t)$ будем называть потоком поляризации. В системе (3) все длины выражены в единицах Σ^{-1} ($h = \Sigma_s/\Sigma$); предполагается, что отсутствуют источники поляризованных нейтронов. Как и следовало ожидать, система уравнений (3) отличается от соответствующих уравнений, описывающих перенос нейтронов при отсутствии поля, лишь членом $-\frac{\gamma_n}{v} [\mathbf{P} \mathbf{B}]$ в уравнении (3б). Это означает, что на нейтроны поле не оказывает непосредственного действия, поляризация же пучка изменяется за счет прецессии спинов в магнитном поле и из-за спин-орбитального взаимодействия при рассеянии.

Рассмотрим одномерную, стационарную, аксиально симметричную задачу (поле перпендикулярно к поверхности среды). Такой же аксиальной симметрией должен обладать поток нейтронов $F(\mathbf{r}, \Omega)$ и поток поляризации $\mathbf{P}(\mathbf{r}, \Omega)$. Из векторов $\mathbf{e}_z$ (орт оси z), Ω и псевдовектора $\mathbf{e}_z$ (орт магнитной индукции по оси z) можно образовать только два скаляра z и $\mu = (\mathbf{e}_z \Omega)$ и три независимых единичных псевдовектора:

$$\mathbf{e}_z, \mathbf{e}_\varphi = \frac{[\mathbf{e}_z \Omega]}{|[\mathbf{e}_z \Omega]|}; \quad \mathbf{e}_\rho = \frac{[\mathbf{e}_z [\Omega \mathbf{e}_z]]}{|[\mathbf{e}_z [\Omega \mathbf{e}_z]]|}, \quad (4)$$

инвариантных относительно поворотов вокруг оси z .

Поскольку псевдовекторы (4) взаимно ортогональны, они могут быть выбраны в качестве системы координат. Учитывая сказанное, можно записать общее выражение для потока нейтронов и поляризации:

$$\left. \begin{aligned} F(\mathbf{r}, \Omega) &= F(z, \mu); \\ \mathbf{P}(\mathbf{r}, \Omega) &= \mathbf{e}_\varphi P(z, \mu) + \\ &+ \mathbf{e}_z P_1(z, \mu) + \mathbf{e}_\rho P_2(z, \mu). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Подстановка функций (5) в уравнения (3) приводит к следующей системе:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial F(z, \mu)}{\partial z} + F(z, \mu) &= h \int d\Omega' \left\{ f(\mu_0) F(z, \mu') + \right. \\ &+ \frac{2 \operatorname{Re} A^* B(\theta_0)}{\sigma_s} [(\mathbf{e}'_\varphi \mathbf{n}) P(z, \mu') + (\mathbf{e}_z \mathbf{n}) P_1(z, \mu') + \\ &+ (\mathbf{e}'_\rho \mathbf{n}) P_2(z, \mu')] \left. \right\} + Q(z, \mu); \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial P(z, \mu)}{\partial z} + P(z, \mu) + \frac{\gamma_n}{v} P_2(z, \mu) B &= \\ = h \int d\Omega' \left\{ f(\mu_0) (\mathbf{e}_\varphi \mathbf{e}'_\varphi) P(z, \mu') + \right. \\ &+ \frac{2 \operatorname{Re} A^* B(\theta_0)}{\sigma_s} (\mathbf{n} \mathbf{e}_\varphi) F(z, \mu') + \\ &+ \frac{2 \operatorname{Im} A^* B(\theta_0)}{\sigma_s} ([\mathbf{e}'_\varphi \mathbf{n}] \mathbf{e}_\sigma) P(z, \mu') + \\ &+ \frac{2B^* B(\theta_0)}{\sigma_s} [(\mathbf{e}'_\varphi \mathbf{n}) (\mathbf{e}_\varphi \mathbf{n}) - (\mathbf{e}_\varphi \mathbf{e}'_\varphi)] P(z, \mu') + \\ &+ \frac{2 \operatorname{Im} A^* B(\theta_0)}{\sigma_s} ([\mathbf{e}_z \mathbf{n}] \mathbf{e}_\sigma) P_1(z, \mu') + \\ &+ \frac{2 \operatorname{Im} A^* B(\theta_0)}{\sigma_s} ([\mathbf{e}'_\rho \mathbf{n}] \mathbf{e}_\varphi) P_2(z, \mu') + \\ &+ \frac{2B^* B(\theta_0)}{\sigma_s} [(\mathbf{e}_z \mathbf{n}) (\mathbf{e}_\varphi \mathbf{n}) P_1(z, \mu') + \\ &+ (\mathbf{e}'_\rho \mathbf{n}) (\mathbf{e}_\varphi \mathbf{n}) P_2(z, \mu')] \left. \right\}; \end{aligned} \quad (6b)$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial P_1(z, \mu)}{\partial z} + P_1(z, \mu) &= h \int d\Omega' \left\{ f(\mu_0) P_1(z, \mu') + \right. \\ &+ \frac{2 \operatorname{Im} A^* B(\theta_0)}{\sigma_s} ([\mathbf{e}'_\rho \mathbf{n}] \mathbf{e}_z) P_2(z, \mu') + \\ &+ \frac{2B^* B(\theta_0)}{\sigma_s} [(\mathbf{e}_z \mathbf{n})^2 - 1] P_1(z, \mu') + \\ &+ \frac{2B^* B(\theta_0)}{\sigma_s} (\mathbf{e}_z \mathbf{n}) (\mathbf{e}'_\rho \mathbf{n}) P_2(z, \mu') \left. \right\}; \\ \mu \frac{\partial P_2(z, \mu)}{\partial z} + P_2(z, \mu) - \frac{\gamma_n}{v} P(z, \mu) B &= \\ = h \int d\Omega' \left\{ f(\mu_0) (\mathbf{e}_\rho \mathbf{e}'_\rho) P_2(z, \mu') + \right. \\ &+ \frac{2 \operatorname{Im} A^* B(\theta_0)}{\sigma_s} ([\mathbf{e}_z \mathbf{n}] \mathbf{e}_\rho) P_1(z, \mu') + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \frac{2 \operatorname{Im} A^* B(\theta_0)}{\sigma_s} ([\mathbf{e}'_\rho \mathbf{n}] \mathbf{e}_\rho) P_2(z, \mu') + \\ &+ \frac{2B^* B(\theta_0)}{\sigma_s} [(\mathbf{e}'_\rho \mathbf{n}) (\mathbf{e}_\rho \mathbf{n}) - (\mathbf{e}_\rho \mathbf{e}'_\rho)] P_2(z, \mu') + \\ &+ \frac{2B^* B(\theta_0)}{\sigma_s} (\mathbf{e}_z \mathbf{n}) (\mathbf{e}_\rho \mathbf{n}) P_1(z, \mu') \left. \right\}. \end{aligned} \quad (6r)$$

Здесь приняты обозначения:

$$\mathbf{e}'_\varphi = \frac{[\mathbf{e}_z \Omega']}{|[\mathbf{e}_z \Omega']|}; \quad \mathbf{e}'_\rho = \frac{[\mathbf{e}_z (\Omega' \mathbf{e}_z)]}{|[\mathbf{e}_z (\Omega' \mathbf{e}_z)]|}.$$

Чтобы свести задачу к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений, нужно подробнее расписать входящие под знаки интегралов скалярно-векторные произведения:

$$\begin{aligned} ([\mathbf{e}'_\rho \mathbf{n}] \mathbf{e}_\varphi) &= \frac{\mu_0 - \mu \mu'}{\sin \theta' \sin \theta_0} (\Omega' \mathbf{e}_\varphi); \\ (\mathbf{e}_z \mathbf{n}) &= -\sin \theta \sin^{-1}(\theta_0) (\Omega' \mathbf{e}_\varphi); \\ (\mathbf{e}'_\rho \mathbf{n}) &= \mu' \sin \theta \sin^{-1} \theta_0 \sin^{-1} \theta' (\Omega' \mathbf{e}_\varphi); \\ ([\mathbf{e}_z \mathbf{n}] \mathbf{e}_\varphi) &= (\mathbf{e}_\rho \mathbf{n}) = \mu \sin^{-1} \theta' (\Omega' \mathbf{e}_\varphi); \\ (\mathbf{e}_z \mathbf{n}) (\mathbf{n} \mathbf{e}_\varphi) &= (\mu' - \mu \mu_0) \sin^{-2} \theta_0 (\Omega' \mathbf{e}_\varphi); \\ (\mathbf{e}'_\rho \mathbf{n}) (\mathbf{n} \mathbf{e}_\varphi) &= \\ = \mu' (\mu' - \mu \mu_0) \sin^{-2} \theta_0 \sin^{-1} \theta' (\Omega' \mathbf{e}_\varphi); \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} ([\mathbf{e}'_\varphi \mathbf{n}] \mathbf{e}_\varphi) &= \\ = -\frac{1}{2} \sin \theta \sin \theta' \sin^{-1} \theta_0 (1 - \cos 2\varphi); \\ (\mathbf{e}_\varphi \mathbf{e}'_\varphi) &= \frac{\mu_0 - \mu \mu'}{\sin \theta \sin \theta'} = \cos \varphi; \\ (\mathbf{e}_\varphi \mathbf{n}) &= \frac{\mu' \sin \theta - \mu \sin \theta' \cos \varphi}{\sin \theta_0}; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} (\mathbf{e}'_\rho \mathbf{n}) (\mathbf{e}_\rho \mathbf{n}) &= \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu \mu' \sin \theta \sin \theta'}{\sin^2 \theta_0} (1 - \cos 2\varphi); \\ (\mathbf{e}_z \mathbf{n}) (\mathbf{e}_\rho \mathbf{n}) &= \\ = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\mu \sin^2 \theta' \sin \theta}{\sin^2 \theta_0} (1 - \cos 2\varphi); \\ (\mathbf{e}_\rho \mathbf{e}'_\rho) &= \cos \varphi; \\ (\mathbf{e}_\varphi \mathbf{n}) (\mathbf{e}'_\varphi \mathbf{n}) - (\mathbf{e}_\varphi \mathbf{e}'_\varphi) &= \\ = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\mu_0 \sin \theta \sin \theta'}{\sin^2 \theta_0} (1 - \cos 2\varphi); \\ (\mathbf{e}_z \mathbf{n})^2 &= \frac{1}{2} \cdot \frac{\sin^2 \theta' \sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_0} (1 - \cos 2\varphi); \\ ([\mathbf{e}'_\rho \mathbf{n}] \mathbf{e}_\rho) &= -\frac{1}{2} \cdot \frac{\sin \theta \sin \theta'}{\sin \theta_0} (1 - \cos 2\varphi); \\ ([\mathbf{e}'_\rho \mathbf{n}] \mathbf{e}_z) &= -\frac{\mu \sin \theta' - \mu' \sin \theta \cos \varphi}{\sin \theta_0}; \\ ([\mathbf{e}_z \mathbf{n}] \mathbf{e}_\rho) &= -\frac{\mu' \sin \theta - \mu \sin \theta' \cos \varphi}{\sin \theta_0}. \end{aligned} \quad (9)$$

В формулах (7), (8) φ — угол между проекциями векторов Ω и Ω' на плоскость, перпендикулярную к e_z ; $\mu' = (e_z \Omega')$; $\mu_0 = (\Omega \Omega')$; θ_0 — угол между векторами Ω и Ω' .

Разложим квадратичные комбинации функций $A(\theta)$, $B(\theta)$ в ряды по полиномам Лежандра, как в работе [1].

Решение системы (6) будем искать в виде следующих рядов:

$$F(z, \mu) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} F_l(z) P_l(\mu); \quad (9a)$$

$$P(z, \mu) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} P_l(z) P_l^1(\mu); \quad (9б)$$

$$P_1(z, \mu) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \tau_l(z) P_l(\mu); \quad (9в)$$

$$P_2(z, \mu) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \psi_l(z) P_l^1(\mu), \quad (9г)$$

где

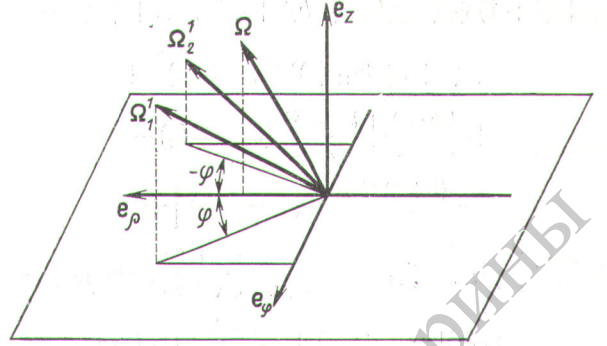
$$P_l^m(\mu) = (-1)^m (1-\mu^2)^{\frac{m}{2}} \frac{d^m P_l(\mu)}{d\mu^m}.$$

Функции $P(z, \mu)$ и $P_2(z, \mu)$ найдем в виде рядов по присоединенным полиномам Лежандра потому, что при $\Omega \parallel e_z$ e_ρ и e_φ не имеют определенного направления; чтобы функции не были многозначными, они должны при этом обращаться в нуль.

Подставим ряды (9) в систему (6) и воспользуемся формулами (7) и (8). При взятии интегралов, содержащих выражения (7), из-за величины $(\Omega' e_\varphi)$ получится нуль.

Это следует из того факта, что $(\Omega' e_\varphi)$ — нечетная функция φ , поскольку для любого направления Ω'_1 существует Ω'_2 такое, что $(\Omega \Omega'_1) = (\Omega \Omega'_2)$, $(e_z \Omega'_1) = (e_z \Omega'_2)$, $(\Omega' e_\varphi) = -(\Omega' e_\varphi)$ (см. рисунок). После вычисления не обращающихся в нуль интегралов получим следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} & \frac{L}{2L+1} \cdot \frac{dF_{L-1}(z)}{dz} + \frac{L+1}{2L+1} \cdot \frac{dF_{L+1}(z)}{dz} + \\ & + (1 + hf_L) F_L(z) = \\ & = \frac{hL(L+1)}{2L+1} (\alpha_{L-1} - \alpha_{L+1}) P_L(z) + Q_L(z); \quad (10a) \\ & \frac{L-1}{2L+1} \cdot \frac{dP_{L-1}(z)}{dz} + \frac{L+2}{2L+1} \cdot \frac{dP_{L+1}(z)}{dz} + \end{aligned}$$



К выводу уравнений (10).

$$\begin{aligned} & + (1 - hf_l) P_l(z) + \frac{\gamma_n}{v} \psi_l(z) B = \\ & = -\frac{hF_l(z)}{2l+1} (\alpha_{l-1} - \alpha_{l+1}) - \frac{hP_l(z)}{2l+1} (\beta_{l-1} - \beta_{l+1}) - \\ & - \frac{hP_l(z)}{2l+1} \left[\frac{l-1}{2l-1} b_{l-2} + \frac{2l+1}{(2l+3)(2l-1)} b_l - \right. \\ & \quad \left. - \frac{l+2}{2l+3} b_{l+2} \right]; \quad (10б) \\ & - \frac{l}{2l+1} \cdot \frac{d\tau_{l-1}(z)}{dz} + \frac{l+1}{2l+1} \cdot \frac{d\tau_{l+1}(z)}{dz} + \\ & + (1 - hf_l) \tau_l(z) = \\ & = -\frac{h}{2l+1} \left\{ \frac{l(l-1)}{(2l-1)^2} [\tau_{l-2}(z) - \tau_l(z)] (b_{l-2} - b_l) - \right. \\ & - \frac{(l+1)(l+2)}{(2l+3)^2} [\tau_l(z) - \tau_{l+2}(z)] (b_l - b_{l+2}) + \\ & + \frac{h\tau_l(z)}{2l+1} \left[\frac{l(l-1)}{2l-1} (b_{l-2} - b_l) - \right. \\ & \quad \left. - \frac{(l+1)(l+2)}{2l+3} (b_l - b_{l+2}) \right] + \\ & + \frac{hl(l+1)}{2l+1} \psi_l(z) (\beta_{l-1} - \beta_{l+1}) + \\ & + \frac{h}{2l+1} \left[\frac{l\psi_l(z) + (l+3)\psi_{l+2}(z)}{(2l+3)^2} (l+1)(l+2) + \right. \\ & \quad \left. + (b_l - b_{l+2}) - \right. \\ & \quad \left. - \frac{(l-2)\psi_{l-2}(z) + (l+1)\psi_l(z)}{(2l-1)^2} l(l-1)(b_{l-2} - b_l) \right]; \quad (10в) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{l-1}{2l+1} \cdot \frac{d\psi_{l-1}(z)}{dz} + \frac{l+2}{2l+1} \cdot \frac{d\psi_{l+1}(z)}{dz} - \\ & - \frac{\gamma_n}{v} P_l(z) B = -\frac{h(\beta_{l-1} - \beta_{l+1})}{2l+1} \psi_l(z) + \\ & + \frac{h}{2l+1} \left\{ \frac{l-1}{(2l-1)^2} [(l-2)\psi_{l-2}(z) + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + (l+1) \psi_l(z) (b_{l-2} - b_l) + \frac{l+2}{(2l+3)^2} [l \psi_l(z) + \\
 & + (l+3) \psi_{l+2}(z)] (b_l - b_{l+2}) \} + \\
 & + \frac{h \psi_l(z)}{2l+1} \left[\frac{l(l-1)}{2l-1} (b_{l-2} - b_l) - \right. \\
 & \left. - \frac{(l+1)(l+2)}{2l+3} (b_l - b_{l+2}) \right] + \\
 & + \frac{h \tau_l(z)}{2l+1} (\beta_{l-1} - \beta_{l+1}) - \frac{h}{2l+1} \left\{ \frac{l+2}{(2l+3)^2} [\tau_{l+2}(z) - \right. \\
 & \left. - \tau_l(z)] (b_l - b_{l+2}) + \frac{l-1}{(2l-1)^2} [\tau_l(z) - \right. \\
 & \left. - \tau_{l-2}(z)] (b_{l-2} - b_l) \right\}. \quad (10г)
 \end{aligned}$$

Теперь кратко остановимся на вопросе о граничных условиях. Предположим, что в рядах (9а)–(9г) оставили соответственно $m+1$, n , $i+1$, k членов. Можно показать, что при m и i нечетном, n и k четном нужно считать функции $F_l(z)$, $P_l(z)$, $\tau_l(z)$, $\psi_l(z)$ непрерывными на границе. При всех других приближениях задача оказывается переопределенной. В этих случаях нужно пользоваться граничными условиями, аналогичными тем, которые предложены в работе [8].

Допустим, что в рядах (9а), (9в) можно ограничиться двумя членами, а в рядах (9б), (9г) — одним. В этом случае система уравнений (10) сведется к следующей:

$$\frac{dF_1}{dz} + (1-h) F_0 = Q_0; \quad (11а)$$

$$\frac{1}{3} \cdot \frac{dF_0}{dz} + (1-hf_1) F_1 = \frac{2h}{3} (\alpha_0 - \alpha_2) P_1; \quad (11б)$$

$$\begin{aligned}
 & \left[1 - hf_1 + \frac{h}{3} (\beta_0 - \beta_2) + \frac{h}{5} (b_1 - b_3) \right] P_1 + \\
 & + \frac{\gamma_n}{v} B \psi_1 = -\frac{h}{3} (\alpha_0 - \alpha_2) F_1; \quad (11в)
 \end{aligned}$$

$$\frac{d\tau_1}{dz} + \left[1 - h + \frac{4h}{9} (b_0 - b_2) \right] \tau_0 = 0; \quad (11г)$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{3} \cdot \frac{d\tau_0}{dz} + \left[1 - hf_1 + \frac{8h}{25} (b_1 - b_3) \right] \tau_1 = \\
 & \Rightarrow \left[\frac{2h}{3} (\beta_0 - \beta_2) + \frac{2h}{25} (b_1 - b_3) \right] \psi_1; \quad (11д)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \left[1 - hf_1 + \frac{h}{3} (\beta_0 - \beta_2) + \frac{9h}{25} (b_1 - b_3) \right] \psi_1 - \\
 & - \frac{\gamma_n}{v} B P_1 = \left[\frac{h}{3} (\beta_0 - \beta_2) + \frac{h}{25} (b_1 - b_3) \right] \tau_1. \quad (11е)
 \end{aligned}$$

Систему уравнений (11) можно свести к уравнению четвертого порядка для функции $F_0(z)$ с довольно громоздкими коэффициентами. При

этом величина поля входит в уравнение только в квадрате, т. е. изменение направления поля не влияет на распределение нейтронов. Не зависит от направления поля и $P_1(z)$; $\psi_1(z)$, напротив, при $B \rightarrow -B$ меняет знак. Это связано с тем, что установившаяся за счет спин-орбитального взаимодействия поляризация по e_φ уменьшается из-за прецессии спина в магнитном поле и степень ее уменьшения, естественно, не зависит от того, в какую сторону эта прецессия происходит. Что же касается поляризации по e_ρ , которая при этом возникает, то она должна менять знак при изменении направления поля.

Этот результат может быть получен и в общем случае для одномерных задач. Действительно, система уравнений (8) допускает следующее преобразование (нужно учесть, что некоторые члены этой системы тождественно равны нулю): $B \rightarrow -B$; $F(z, \mu) \rightarrow -F(z, \mu)$; $P(z, \mu) \rightarrow -P(z, \mu)$; $P_1(z, \mu) \rightarrow -P_1(z, \mu)$; $P_2(z, \mu) \rightarrow -P_2(z, \mu)$. Это как раз и соответствует отмеченному обстоятельству, что поток нейтронов и компонента поляризации по вектору e_φ — четные функции поля, а компоненты поляризации по e_z и e_ρ — нечетные.

При отсутствии магнитного поля система (13) распадается на две независимые системы для пар функций $F(z, \mu)$, $P(z, \mu)$ и $P_1(z, \mu)$, $P_2(z, \mu)$. Если отсутствуют источники поляризованных нейтронов, вторая пара функций тождественно равна нулю. При включении поля прецессия спина делает отличной от нуля функцию $P_2(z, \mu)$ и лишь последующее спин-орбитальное взаимодействие — компоненту поляризации по e_z . Если считать параметры спин-орбитального взаимодействия малыми, то с точностью до линейных по ним членов $P_1(z, \mu) = 0$. В этом случае система (11) сведется к следующей:

$$\frac{dF_1}{dz} + (1-h) F_0 = Q_0; \quad (12а)$$

$$\frac{1}{3} \cdot \frac{dF_0}{dz} + (1-hf_1) F_1 = \frac{2h(\alpha_0 - \alpha_2)}{3} P_1; \quad (12б)$$

$$\begin{aligned}
 & \left[1 - hf_1 + \frac{h}{3} (\beta_0 - \beta_2) + \frac{h}{5} (b_1 - b_3) \right] P_1 + \\
 & + \frac{\gamma_n B}{v} \psi_1 = -\frac{h}{3} (\alpha_0 - \alpha_2) F_1; \quad (12в)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \left[1 - hf_1 + \frac{h}{3} (\beta_0 - \beta_2) + \frac{9h}{25} (b_1 - b_3) \right] \psi_1 - \\
 & - \frac{\gamma_n}{v} B P_1 = 0. \quad (12г)
 \end{aligned}$$

Исключая ψ_1 и переходя к размерным величинам, получаем

$$-D\Delta F_0(z) + \Sigma_a F_0(z) = Q_0; \quad (13a)$$

$$P_1 = -\frac{\Sigma_s(\alpha_0 - \alpha_2)}{3\left(\Sigma_{tr}^{(1)} + \frac{\gamma_n^2}{v^2 \Sigma_{tr}^{(2)}} B^2\right)} F_1, \quad (13б)$$

где

$$D = \frac{1}{3\Sigma_{tr}} \left[1 + \frac{2\Sigma_s^2(\alpha_0 - \alpha_2)^2}{9\Sigma_{tr} \left(\Sigma_{tr}^{(1)} + \frac{\gamma_n^2}{\Sigma_{tr}^{(2)} v^2} B^2 \right)} \right]^{-1}; \quad (13в)$$

$$\Sigma_{tr}^{(1)} = \Sigma_{tr} + \frac{\Sigma_s}{3} (\beta_0 - \beta_2) + \frac{\Sigma_s}{5} (b_1 - b_3); \quad (13г)$$

$$\Sigma_{tr}^{(2)} = \Sigma_{tr} + \frac{\Sigma_s}{3} (\beta_0 - \beta_2) + \frac{9\Sigma_s}{25} (b_1 - b_3). \quad (13д)$$

Как видно из приведенных формул, чем больше магнитное поле, тем меньше спин-орбитальное взаимодействие влияет на перенос нейтронов. Если магнитная индукция равна $v\sqrt{\Sigma_{tr}^{(1)}\Sigma_{tr}^{(2)}}/\gamma_n$, то поляризация нейтронов вдвое меньше той, которая была бы в отсутствие поля. Условно можно считать, что при таких полях нейтроны в среде не поляризованы.

В воде поляризационные эффекты уменьшаются вдвое при поле ~ 15 кГс для нейтронов с энергией ~ 1 Мэв.

В таблице приведены некоторые оценки влияния спин-орбитального взаимодействия на диффузионные свойства сред ($D_0 = 1/3\Sigma_{tr}$, $\Delta D = D - D_0$).

В работе [4] на основе данных оптической модели ядра были посчитаны длины диффузии

нейтронов в U^{235} при энергиях 0,38; 0,98 и 2,0 Мэв. В результате выяснено, что длины диффузии уменьшаются от 1 до 6%.

Изменение коэффициента диффузии нейтронов

Среда	Энергия нейтронов, Мэв	$\Delta D/D_0$	Среда	Энергия нейтронов, Мэв	$\Delta D/D_0$
Медь	3,4	-0,01	Кремний	0,56	-0,12
Свинец	2,9	-0,015	Магний	0,24	-0,17

Поступила в Редакцию 27/X 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Казаченков, В. В. Орлов. Сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 4, М., Атомиздат, 1965.
2. Ю. Н. Казаченков, В. В. Орлов. «Атомная энергия», 18, 179 (1965).
3. Ю. Н. Казаченков. «Ядерная физика», 1, 763 (1965).
4. G. Bell, W. Goad. Nucl. Sci. and Engng., 23, 380 (1965).
5. Ю. Н. Казаченков, В. В. Орлов. «Атомная энергия», 32, 297 (1972).
6. I. Leroy. Phys. Rev., 79, 137 (1960).
7. Ю. Г. Абов, А. Д. Гулько, П. А. Крупчик и др. Поляризованные медленные нейтроны. М., Атомиздат, 1966.
8. Г. Я. Румянцев. В сб. «Исследования критических параметров реакторных систем». М., Госатомиздат, 1960.

Вниманию читателей!

Ташкентское издательство «Фан» издает полное собрание трудов известного советского физика акад. АН УзССР С. В. Стародубцева. Собрание состоит из шести томов. Из них первые три посвящены работам по ядерной физике: превращениям ядер и атомной оболочки, взаимодействию излучений с веществом, ядерной спектроскопии, нейтронной физике и ядерной технике. Остальные три тома содержат работы по радиационной физике и химии, дозиметрии, физической электронике и процессам в электрических цепях. Труды представляют интерес для широкого круга специалистов в области ядерной физики и техники и смежных отраслей науки. Пять томов уже вышли в свет, шестой выйдет в ближайшее время. Справки о содержании и заявки на Труды принимаются по адресу: Ташкент, ул. Навои, 30, Узбекское объединение книжной торговли.