Известия НАН Армении, Физика, т.51, №2, с.264-271 (2016)

УДК 548.732

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ПУЧКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

А.Р. МКРТЧЯН[1,2], В.Р. КОЧАРЯН[1,2*], А.Р. ВАГНЕР[2], А.С. БАГДАСАРЯН[3,4], А.А. КИЗИРИДИ[2], А.Е. МОВСИСЯН[1]

[1]Институт прикладных проблем физики НАН РА, Ереван, Армения,
[2]Национальный исследовательский томский политехнический университет, Томск, Россия
[3]Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия
[4]Научно-исследовательский институт радио, Москва, Россия

*e-mail: vahan2@yandex.ru

(Поступила в редакцию 18 января 2016 г.)

Исследовано отражение пучков тепловых нейтронов от монокристалла кварца в геометрии Лауэ под влиянием внешних воздействий. Проанализированы возможности управления пучком нейтронов в пространстве и во времени и дана оценка его параметров (относительная максимальная интенсивность, угловое и энергетическое распределение получающихся пучков и т.д.).

1. Введение

Теоретические и экспериментальные работы, посвященные управлению в пространстве и времени параметрами рентгеновских и нейтронных пучков при наличии внешних воздействий (температурный градиент и ультразвуковые колебания), дают научную основу для создания базовых элементов оптики тепловых нейтронов.

В работах [1,2] впервые обнаружено явление полной переброски рентгеновских лучей из направления прохождения в направление отражения в монокристаллах кварца в геометрии Лауэ под влиянием температурного градиента или ультразвуковых колебаний. В работах [3,4] экспериментально и теоретически показано, что с помощью акустического поля и температурного градиента можно контролировать местоположение фокуса отраженного излучения в пространстве и времени, а также преобразовать сферическую волну в плоскую. В работах [5,6] показано, что угловая ширина полного перебрасываемого рентгеновского излучения зависит от толщины исследуемого образца и рабочих параметров внешних воздействий. В работе [7] разработана и создана новая схема высокоразрешающего рентгеновского дифрактометра на основе акустического монохроматора. В дальнейшем в работе [8] впервые экспериментально при дифракции в Лауэ геометрии получена полная переброска пучков тепловых нейтронов из первичного направления в направление отражения от атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца при наличии температурного градиента. В работе [9] теоретически рассмотрена задача дифракции нейтронного пучка в монокристаллах под внешним воздействием (акустические колебания и температурный градиент) в Лауэ геометрии. Получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов.

Настоящая работа посвящена исследованию процесса дифракции тепловых нейтронов и анализу полученных результатов.

2. Дифракция тепловых нейтронов от кристалла кварца при внешнем температурном градиенте

Рассеяние тепловых нейтронов в кристалле можно описать уравнением Шредингера

$$\Delta\Psi(\mathbf{r})+k^2\Psi(\mathbf{r})=\frac{2mV(\mathbf{r})}{\hbar^2}\Psi(\mathbf{r}), \tag{1}$$

где $\Psi(\mathbf{r})$ – волновая функция нейтрона, $V(\mathbf{r})$ – потенциал взаимодействия нейтрона внутри кристалла, k и m – волновое число и масса нейтрона и $\hbar$ – постоянная Планка.

Потенциал взаимодействия в идеальных кристаллах можно представить в виде ряда Фурье

$$V(\mathbf{r})=\sum_m V_m\, e^{-2\pi i\mathbf{h}_m\mathbf{r}},$$

где V_m – Фурье-амплитуды потенциала, $\mathbf{h}_m$ – вектор обратной решетки и $\mathbf{r}$ – радиус-вектор. Потенциал для деформированных кристаллов представляется в следующем виде:

$$V(\mathbf{r})=\sum_m V_m(\mathbf{r})\, e^{-2\pi i\mathbf{h}_m(\mathbf{r}-\mathbf{U}(\mathbf{r}))}, \tag{2}$$

где $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ – функция смещения атомов в кристалле из положения равновесия.

Волновая функция нейтронов в кристалле описывается с помощью блоховской функции с переменными амплитудами

$$\Psi(\mathbf{r})=\sum_n \Psi_n(\mathbf{r})e^{-2\pi i\mathbf{k}_n\mathbf{r}}, \tag{3}$$

где $\Psi_n(\mathbf{r})$ медленно меняется на отрезках порядка длины волны де Бройля нейтронов.

Подставляя (2) и (3) в (1) и пренебрегая бесконечно малыми членами второго порядка, получаем

$$\frac{i\mathbf{k}_n}{\pi}\nabla\Psi_n\left(\mathbf{r}\right)+\left(k_n^2-k_0^2\right)\Psi_n\left(\mathbf{r}\right)+\frac{2m}{\hbar}\sum_m V_{n-m}e^{-2\pi i \mathrm{h}_{n-m}\mathbf{U}(\mathbf{r})}\Psi_m\left(\mathbf{r}\right)=0\,. \tag{4}$$

В двухволновом приближении уравнение (4) принимает следующий вид:

$$\frac{\partial\Psi_0\left(x,z\right)}{\partial z}+\tan\theta\frac{\partial\Psi_0\left(x,z\right)}{\partial x}=i\beta_0\Psi_0\left(x,z\right)+i\beta_{\bar{h}}e^{2\pi i\mathbf{hU}(x,z)}\Psi_h\left(x,z\right), \tag{5}$$

$$\frac{\partial\Psi_h\left(x,z\right)}{\partial z}-\tan\theta\frac{\partial\Psi_h\left(x,z\right)}{\partial x}=i\beta_h e^{-2\pi i\mathbf{hU}(x,z)}\Psi_0\left(x,z\right)+i(\beta_0-\alpha)\Psi_h\left(x,z\right), \tag{6}$$

где $\beta_{0,h,\bar{h}}=\dfrac{2\pi m V_{0,h,\bar{h}}}{\hbar^2 k_{0,h}\cos\theta}$, $\alpha=-2\Delta\theta\sin\theta$, параметр α характеризует отклонение от точного угла Брэгга θ.

Рассмотрим дифракцию тепловых нейтронов при симметричной геометрии Лауэ от кристалла кварца x-среза под воздействием температурного градиента перпендикулярно отражающим атомным плоскостям $(10\bar{1}1)$. В этом случае $\mathbf{h}$ имеет только h_x компоненту и, следовательно, можно рассмотреть только $U_x\left(x,z\right)$ компоненту функции смещения, а на определенном расстоянии от нагревающейся грани кристалла [10] $U_x\left(z\right)$ можно представить в виде

$$U_x\left(z\right)=\frac{t^2-(t-2z)^2}{8R}\,,$$

где t – толщина кристалла, R – радиус кривизны отражающих атомных плоскостей.

Предположим, что на кристалл падает плоская монохроматическая волна. Граничные условия на входной поверхности кристалла, соответствующей $z=0$, будут:

$$\begin{aligned}&\Psi_0\left(x,0\right)=\Psi_{\mathrm{inc}}\,,\\&\Psi_h\left(x,0\right)=0.\end{aligned} \tag{7}$$

При таких предположениях в уравнениях (5) и (6) волновая функция нейтронов не зависит от x. Вводя обозначения

$$\begin{aligned}&\Psi_0\left(z\right)=\tilde{\Psi}_0\left(z\right)e^{i(\beta_0 z-\alpha z+\pi\mathbf{hu})},\\&\Psi_h\left(x,z\right)=\tilde{\Psi}_h\left(x,z\right)e^{i(\beta_0 z-\alpha z-\pi\mathbf{hu})},\end{aligned} \tag{8}$$

имеем

$$\frac{\partial\tilde{\Psi}_0\left(z\right)}{\partial z}=i\beta_{\bar{h}}\tilde{\Psi}_h\left(z\right)+i\left(\frac{\alpha}{2}-\pi\frac{\partial\mathbf{hu}}{\partial z}\right)\tilde{\Psi}_0\left(z\right), \tag{9}$$

$$\frac{\partial\tilde{\Psi}_h\left(z\right)}{\partial z}=i\beta_h\tilde{\Psi}_0\left(z\right)-i\left(\frac{\alpha}{2}-\pi\frac{\partial\mathbf{hu}}{\partial z}\right)\tilde{\Psi}_h\left(z\right). \tag{10}$$

Из уравнений (9) и (10) после исключения $\Psi_0(z)$ получим

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Psi}_h(z)}{\partial z^2} + W^2(z)\tilde{\Psi}_h(z) = 0\,, \tag{11}$$

где

$$W^2(z) = \beta_h \beta_{\bar{h}} + \left(\alpha - \pi \frac{\partial \mathbf{hu}}{\partial z}\right)^2 - i\pi \frac{\partial^2 \mathbf{hu}}{\partial z^2}\,.$$

Граничные условия (7) для уравнения (11) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} &\Psi_h(0) = 0, \\ &\frac{\partial \Psi_h(0)}{\partial z} = i\beta_h \Psi_{\text{inc}}. \end{aligned} \tag{12}$$

При слабых деформациях $\sqrt{W(z)}\left(\frac{1}{\sqrt{W(z)}}\right)'' << W^2(z)$ уравнения (11) можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Psi}_h(z)}{\partial z^2} + \left(W^2(z) - \sqrt{W(z)}\left(\frac{1}{\sqrt{W(z)}}\right)''\right)\tilde{\Psi}_h(z) = 0\,. \tag{13}$$

Решения будем искать в виде

$$\tilde{\Psi}_h(z) = \frac{1}{\sqrt{W(z)}}\left(\tilde{A}e^{i\int_0^z W(\tau)d\tau} + \tilde{B}e^{-i\int_0^z W(\tau)d\tau}\right),$$

где $\tilde{A}$ и $\tilde{B}$ – постоянные, которые определяются из граничных условий.

Исходя из граничных условий (12) и обозначений (8), окончательно для $\Psi_h(z)$ получим

$$\begin{aligned} \Psi_h(z) = {} & \frac{\beta_h \Psi_{\text{inc}}}{2\sqrt{W(0)W(z)}} \\ & \times\left(\exp\left(\frac{2A - \mathrm{Im}(\beta_h\beta_{\bar{h}})}{\mathrm{Re}(\beta_h\beta_{\bar{h}})} f(z) - \mathrm{Im}(\beta_0)z\right)\exp\left(i[\varphi(z) + \phi_1(z) + f(z)]\right)\right. \\ & \left. - \exp\left(\frac{\mathrm{Im}(\beta_h\beta_{\bar{h}}) - 2A}{\mathrm{Re}(\beta_h\beta_{\bar{h}})} f(z) - \mathrm{Im}(\beta_0)z\right)\exp\left(-i[\varphi(z) + \phi_2(z) + f(z)]\right)\right), \end{aligned} \tag{14}$$

где

$$f(z) = \frac{2Az + \alpha - At + \sqrt{(2Az + \alpha - At)^2 + \mathrm{Re}(\beta_h\beta_{\bar{h}})}}{\alpha - At + \sqrt{(\alpha - At)^2 + \mathrm{Re}(\beta_h\beta_{\bar{h}})}},$$

$$\varphi(z) = \Big((2Az + \alpha - At)\sqrt{(2Az + \alpha - At)^2 + \mathrm{Re}(\beta_h \beta_{\bar{h}})}$$

$$- (\alpha - At)\sqrt{(\alpha - At)^2 + \mathrm{Re}(\beta_h \beta_{\bar{h}})} \Big) \Big/ \big(4A\big),$$

$$\phi_{1,2}(z) = \pm\big(\mathrm{Re}(\beta_0) + 2\alpha\big) z \pm A\big(zt - z^2\big), \qquad A = \frac{\pi h}{2R}.$$

3. Результаты и их обсуждение

На рис.1 приведена зависимость интенсивности отраженного пучка тепловых нейтронов с энергией 50 мэВ от параметра деформации A (обратно пропорционально радиусу кривизны) отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристаллов кварца с толщинами 1 см, 3 см и 5 см. Как видно из рисунка, с уменьшением кривизны отражающих атомных плоскостей интенсивность отраженного пучка увеличивается, достигая максимального значения (т.е. плоский монохроматичный пучок тепловых нейтронов полностью перебрасывается в направление отражения), потом медленно уменьшается.

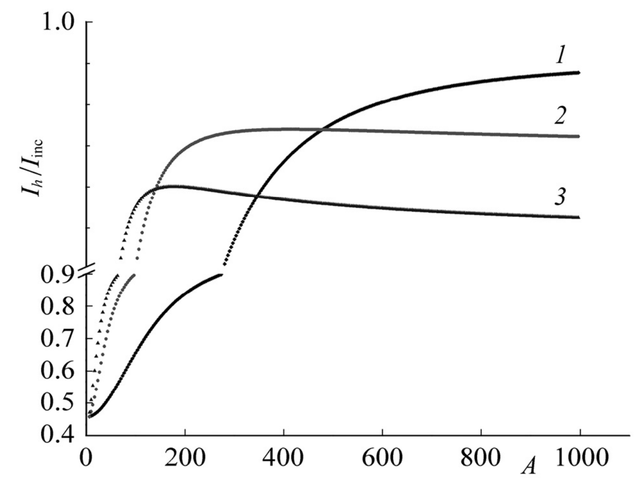

Рис.1. Зависимость интенсивности отраженного пучка тепловых нейтронов с энергией 50 мэВ от параметра деформации отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ при разных толщинах монокристалла кварца: (*1*) $t = 1$ см, (*2*) $t = 3$ см и (*3*) $t = 5$ см.

На рис.2 приведены расчетные кривые качания отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца при разных значениях параметра A. Как видно из рисунка, с увеличением A (уменьшением радиуса кривизны) кривая качания медленно уширяется, а максимальное значение относительной интенсивности увеличивается, достигая единицы (случай полной переброски). При дальнейшем увеличении радиуса кривизны отражающих плоскостей кривые качания резко уширяются. Аналогичное поведение наблюдается в экспериментах с рентгеновскими пучками [5].

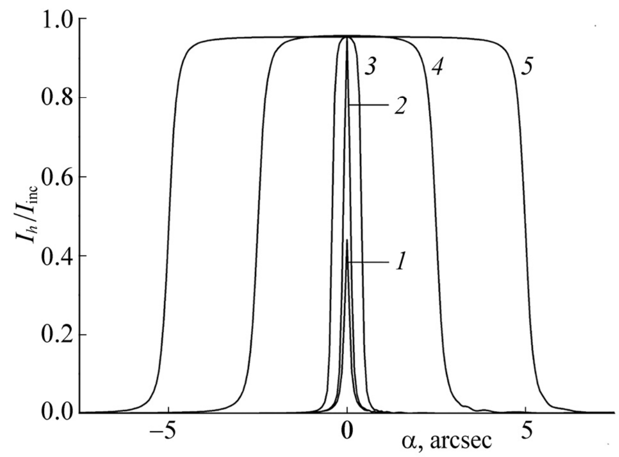

Рис.2. Кривые качания отражающих атомных плоскостей $(10\overline{1}1)$ монокристалла кварца с толщиной 3 см при разных значениях параметра A: (*1*) $A = 0$, (*2*) $A = 70$, (*3*) $A = 250$, (*4*) $A = 500$ и (*5*) $A = 1000$.

На рис.3 приведены кривые качания отражающих атомных плоскостей $(10\overline{1}1)$ монокристалла кварца с разными толщинами при определенном значении параметра A. Расчеты выполнены для тепловых нейтронов с энергией 50 мэВ для радиуса кривизны отражающих атомных плоскостей ~10 м (параметр А = 100000). Из этого рисунка видно, что при определенном значении параметра A чем больше толщина кристалла, тем шире кривая качания, т.е. тем больше угловая апертура полностью перебрасываемого пучка тепловых нейтронов. Например, монокристалл кварца с толщиной 1 см, атомные плоскости которого изогнуты с кривизной 10 м, полностью отражает тепловые нейтроны с угловой

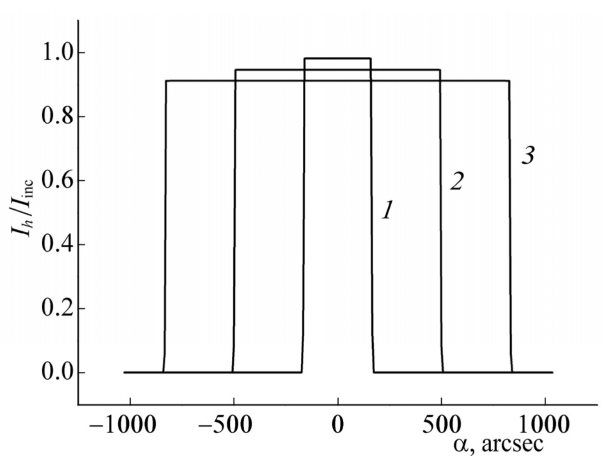

Рис.3. Кривые качания отражающих атомных плоскостей $(10\overline{1}1)$ монокристалла кварца при значении параметра $A = 100000$ (радиус кривизны 10 м) для тепловых нейтронов с энергией 50 мэВ: (*1*) $t = 1$ см, (*2*) $t = 3$ см, (*3*) $t = 5$ см.

апертурой ~6–7', а кристалл с толщиной 5 см полностью отражает $\sim 30'$. Когда радиус кривизны отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца составляет ~1 м, полностью отражаются тепловые нейтроны с угловой апертурой ~3°.

4. Заключение

Таким образом, с уменьшением кривизны отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца интенсивность отраженного пучка тепловых нейтронов увеличивается, достигая максимального значения (т.е плоский монохроматичний пучок тепловых нейтронов полностью перебрасывается в направления отражения), потом медленно уменьшается. Поскольку поглощение тепловых нейтронов в монокристалле кварца намного меньше по сравнению с рентгеновскими лучами (длина поглощения ~50 см), то с помощью температурного градиента или акустического поля, приложенных на монокристалл кварца толщиной в несколько сантиметров, можно из первичного пучка отделит пучок нейтронов с большой спектральной и угловой шириной и перебросить его в направление отражения.

Работа частично финансировалась в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТПУ и за счет средств ОИЯИ и МИЦНТ СНГ при поддержке МФГС, No. 080-308

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.Р. Мкртчян, М.А. Навасардян, В.К. Мирзоян.** Письма в ЖТФ, **8**, 677 (1982).
2. **А.Р. Мкртчян, М.А. Навасардян, Р.Г. Габрелян и д.р.** Письма в ЖТФ, **9**, 1181 (1983).
3. **A.R. Mkrtchyan, M.A. Navasardian, R.G. Gabrielyan, L.A. Kocharian, R.N. Kuzmin.** Solid St. Commun., **59**, 147 (1986).
4. **А.Р. Мкртчян, Р.Г. Габриелян, А.А. Асланян и д.р.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, **21**, 297 (1986).
5. **С.Н. Нореян, В.К. Мирзоян, В.Р. Кочарян.** Известия НАН Армения, Физика, **39**, 124 (2004).
6. **А.Р. Мкртчян, А.С. Багдасарян, С.Г. Хлопузян, В.Р. Кочарян.** Нелинейный мир, **13**, 47 (2015).
7. **А.Р. Мкртчян, А.Г. Мкртчян, В.Р. Кочарян, А.Е. Мовсисян, С.Б. Дабагов, А.П. Потылицын.** Изв. НАН Армении, Физика, **48**, 212 (2013).
8. **А.Р. Мкртчян, Л.А. Кочарян, М.А. Навасардян и д.р.** Изв. АН Армянской ССР, Физика, **21**, 287 (1986).
9. **А.Р. Мкртчян, Р.Г. Габриелян, О.А. Унанян, А.Г. Бегларян.** Изв. АН Армянской ССР, Физика, **21**, 313 (1986).
10. **С.Н. Нореян, В.К. Мирзоян, В.Р. Кочарян.** Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **1**, 18 (2004).

ՋԵՐՄԱՅԻՆ ՆԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ՓՆՋԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ԿԱՌԱՎԱՐՈՒՄ

Ա.Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Վ.Ռ. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ա.Ռ. ՎԱԳՆԵՐ, Ա.Ս. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ,
Ա.Ա. ԿԻԶԻՐԻԴԻ, Ա.Ե. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

Հետազոտված է ջերմային նեյտրոնների անդրադարձումը կվարցի միաբյուրեղից Լաուէ երկրաչափությունում արտաքին ազդեցությունների պայմաններում: Քննարկված են տարածության և ժամանակի մեջ ջերմային նեյտրոնների փնջի աշխատանքային պարամետրերի (հարաբերական առավելագույն ինտենսիվություն, ստացված փնջերի անկյունային և էներգետիկ բաշխում և այլն) կառավարման հնարավորությունները:

CONTROL OF THE PARAMETERS OF THERMAL NEUTRON BEAM

A.R. MKRTCHYAN, V.R. KOCHARYAN, A.R. WAGNER, A.S. BAGDASARYAN,
A.A. KIZIRIDI, A.E. MOVSISYAN

Reflection of thermal neutron beams from the quartz single crystal in the Laue geometry under the external influences are investigated. The possibilities of the spatial and temporal control of neutron beams are analyzed, and estimation of its parameters (relative maximum intensity, angular and energy distributions of receiving beams, etc.) are done.