02

Дифракционная ловушка для нейтронов ангстремного диапазона

© Т. Чен

Московская государственная академия
тонкой химической технологии им. М.В. Ломоносова
E-mail: docent65@mtu-net.ru

Поступило в Редакцию 16 июля 2001 г.

Получена оценка глубины проникновения тепловых нейтронов ($\lambda \sim 1\,\text{Å}$) в изогнутый кристалл при их обратном брэгговском отражении. Показано, что при падении нейтронов на кристалл под углом, близким к краю кривой брэгговского отражения, возможны накопление нейтронов внутри кристалла и последующий (через $\sim 1 \div 100\,\mu$s) их выброс из кристалла.

Тепловые нейтроны с длиной волны $\lambda \sim 0.1 \div 1\,\text{Å}$ ведут себя подобно жесткому рентгеновскому излучению при динамической дифракции на кристаллах. Все параметры динамической дифракции для нейтронов качественно не меняются, но поглощение падает по сравнению с рентгеновским случаем более чем на три порядка. Это дает возможность использовать для нейтронов толстые кристаллы толщиной в несколько сантиметров.

Рассмотрим дифракционное рассеяние пучка нейтронов на изогнутом кристалле с радиусом изгиба R в плоскости рассеяния (см. рисунок). Из геометрических соображений имеем:

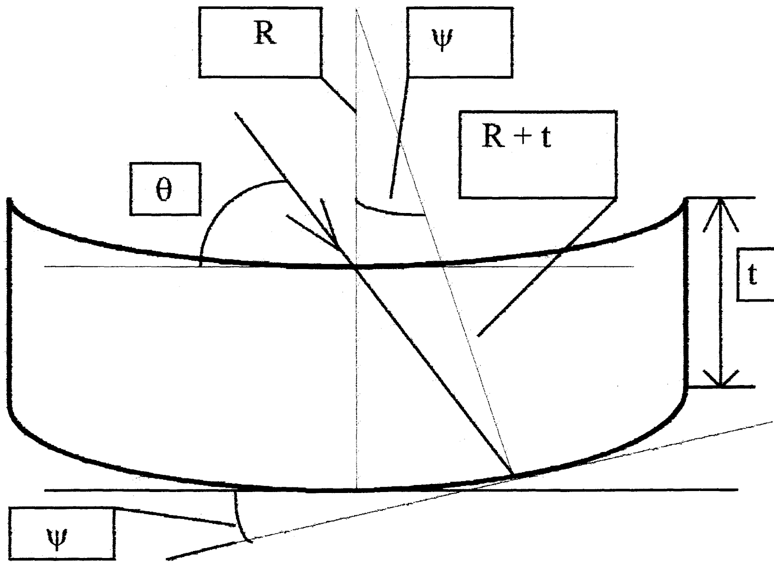
$$t^2/\sin^2\theta = R^2 + (R+t)^2 - 2R(R+t)\cos\psi, \tag{1}$$

где t — толщина кристалла, θ — брэгговский угол.

Положим угол ψ равным полуширине кривой брэгговского отражения $\Delta\theta = |\chi_{hr}|/\sin 2\theta$. Здесь χ_{hr} — вещественная часть фурье-компоненты поляризуемости кристалла для нейтронного излучения.

Решая квадратное относительно t уравнение, получим для толщины кристалла, участвующей в дифракционном брэгговском отражении нейтронов:

$$t = \left[R(\Delta\theta)^2 + \left\{R^2(\Delta\theta)^4 + 4R^2\operatorname{ctg}^2\theta(\Delta\theta)^2\right\}^{1/2}\right]/2\operatorname{ctg}^2\theta. \tag{2}$$



Проникновение нейтронного излучения ангстремного диапазона в глубь изогнутого кристалла при брэгговской динамической дифракции.

Для углов дифракции $\theta \neq \pi/2$ из (2) следует:

$$t \approx R(\Delta\theta)\,\mathrm{tg}\,\theta. \tag{3}$$

Видно, что при $R \sim 1\,\mathrm{m}$, $\Delta\theta \sim 10^{-6}$, $\mathrm{tg}\,\theta \sim 2$ толщина $t \sim 2\,\mu\mathrm{m}$.

При обратном брэгговском рассеянии ($\theta \approx \pi/2$, $\mathrm{ctg}\,\theta \approx \cos\theta \leqslant \theta$) глубина проникновения нейтронов резко возрастает:

$$t \approx \{(5)^{1/2} + 1\}R/2, \tag{4}$$

что составляет при $R \sim 1\,\mathrm{m}$ величину $t \sim 1.6\,\mathrm{m}$.

Формула (2), а следовательно, и оценки (3), (4) не учитывают влияния поглощения. Понятно, что при обратном отражении оптимальную толщину кристалла необходимо выбирать, учитывая наряду с обычным поглощением и экстинкционное поглощение.

Известно [1], что амплитуда дифрагированного идеальным плоским кристаллом излучения ангстремного диапазона на глубине z равна:

$$E_h(z) = E_h(0)(-1)^m(1-\xi)^{z/d} \approx E_h(0)(-1)^m \exp(-k_{ext}z), \qquad (5)$$

где m — целое число, $k_{ext} = \xi/d = q(1-y^2)/d$ — коэффициент экстинкционного поглощения, q — коэффициент отражения одной плоскостью, d — межплоскостное растояние, y — нормированная угловая переменная.

Выражение (5) может быть обобщено и на случай упругоизогнутого кристалла. Из выражения (5) следует, что длина экстинкции равна

$$\Lambda \cong d/q(1-y^2)^{1/2}. \qquad (6)$$

Коэффициент экстинкции k_{ext} для упругоизогнутого кристалла зависит от координаты z, так как межплоскостное расстояние d линейно изменяется с глубиной.

Для нейтронов, падающих на кристалл под углом, близким к краю кривой отражения ($|y| \approx 1$), экстинкционная длина Λ сильно увеличивается. Выбирая толщину кристалла $t \geqslant 1\,\mathrm{cm} \sim \Lambda$ ($|y| \approx 1$), можно осуществить „ловушку“ для нейтронов с временем T их накопления в кристалле:

$$T \approx t/v, \qquad (7)$$

где v — скорость нейтронов. Численная оценка при $\lambda \approx 1.5\,\text{Å}$, $t \approx 1\,\mathrm{cm}$ дает $T \approx 4\,\mu\mathrm{s}$.

Покачивая кристалл в пределах ширины кривой отражения, через время T можно „выпустить“ нейтроны из кристалла. Очевидно, что в этом случае кристалл является своеобразным „затвором“ для нейтронов с характерным временем „запирания“ $T \sim 1 \div 10\,\mu\mathrm{s}$. Полученная оценка времени T может быть теоретически улучшена еще на 1–2 порядка, если взять $\lambda \leqslant 10\,\text{Å}$ и $t \sim 10\,\mathrm{cm}$.

Используя соотношение неопределенностей $\Delta E \Delta\tau \sim h$, оценим влияние немоноэнергетичности (немонохроматичности) нейтронного пучка на полученные выше оценки времени накопления T.

Здесь $E = h\nu$ — энергия нейтрона, ν — частота, h — постоянная Планка, $\Delta\tau$ — время жизни нейтрона в кристалле, $\Delta\nu/\nu = 2\Delta v/v$, v — скорость нейтрона.

Будем считать размеры кристалла такими, что потерями нейтронов через боковые поверхности кристалла за счет многократного отражения можно пренебречь. Положив $\Delta\tau \cong T$, $\lambda \cong 1.5\,\text{Å}$, $t \cong 10^{-1}\,\text{m}$, получим, что падающий поток тепловых нейтронов должен обладать сверхвысокой степенью моноэнергетичности $\Delta v/v \sim 10^{-9}$. Сверхмонохроматизированный пучок нейтронов с подобной степенью моноэнергетичности можно „приготовить“, используя, например, многократное отражение нейтронов от стенок резонатора [2]. Отметим, что предложенный в [2] способ сверхмонохроматизации ультрахолодных нейтронов годится и для тепловых нейтронов.

Покажем теперь, что, фокусируя выходящие из кристалла нейтроны, можно существенно увеличить плотность потока нейтронов. Пусть поток тепловых нейтронов с плотностью $\Phi \sim 10^7\,\text{neutron/cm}^2\cdot\text{s}$ падает на кристалл с размерами $\sim 1 \times 1 \times 1\,\text{cm}$. Причем в этом потоке могут находиться нейтроны различных энергий (немонохроматичный поток). Тогда за время $T \sim 100\,\mu\text{s}$ в кристалле накопится $\sim 10^3$ нейтронов.

Предположим, что при покачивании кристалла вблизи брэгговского угла происходит „выход“ нейтронов из кристалла с потерей 99% указанного числа накопленных нейтронов. Тогда при фокусировке вышедших из кристалла нейтронов в дифракционное пятно размерами $\sim 10\times10\,\mu\text{m}$ плотность нейтронов составит величину порядка $10^7\,\text{neutron/cm}^2$, что на четыре порядка лучше плотности падающих на кристалл нейтронов.

Список литературы

[1] *Пинскер З.Г.* Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982. 392 с.
[2] *Чен Т., Кузьмин Р.Н.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 10. С. 51–54.