

УДК 539.27

ДИФРАКЦИЯ НЕЙТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ КВАРЦА
ПОД ДЕЙСТВИЕМ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ
ИЛИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГРАДИЕНТА

А. Р. МКРТЧЯН, Р. Г. ГАБРИЕЛЯН, О. А. УНАНЯН, А. Г. БЕГЛАРЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

Рассмотрена задача дифракции нейтронного пучка в монокристаллах под действием акустических колебаний или температурного градиента в Лауэ-геометрии. Проведено сравнение теоретических выводов с экспериментальными результатами.

Дифракция рентгеновских лучей и дифракция тепловых нейтронов имеют во многом сходные черты. Все динамические эффекты, известные в рентгеновской оптике, идентично повторяются и в нейтронной оптике. Отличия касаются только механизма элементарного акта рассеяния: рентгеновские волны рассеиваются электронной оболочкой атома, а тепловые нейтроны — ядрами. Фундаментальные уравнения [1], описывающие явление дифракции рентгеновских лучей и тепловых нейтронов, также идентичны, с той лишь разницей, что в случае рентгеновского излучения из этих уравнений определяются напряженности электрических полей, а во втором случае — волновые функции нейтронов.

Существенные отличия возникают лишь в нестационарных задачах, когда в кристалле-рассеивателе характерное время T изменения внешнего возбуждения меньше, чем время τ прохождения нейтрона через образец. Так, когда в кристалле возбуждены акустические колебания с частотой выше 1 МГц, то вследствие того, что скорость нейтрона мала, возникают новые эффекты, связанные с передачей энергии акустического фонона нейтрону [2] и т. д.

В настоящей работе рассмотрен случай, когда $T > \tau$, т. е. решена стационарная задача при дифракции нейтронов, когда кристалл находится под действием внешних возбуждений: акустических колебаний с частотой меньше 1 МГц или температурного градиента.

Пусть на кристалл в геометрии Лауэ падают предварительно коллимированные нейтроны, которые дифрагируют на атомных плоскостях. Предполагается, что искажения этих плоскостей под действием внешних воздействий малы и одномерны, т. е. зависят только от координаты z вдоль толщины. В таких кристаллах падающая волна преобразуется в модифицированные блоховские волны, фурье-компоненты ψ_0 и ψ_n волновых функций которых удовлетворяют уравнениям Такаги [1], которые в двухволновом приближении имеют вид

$$\frac{\partial \psi_0}{\partial z} + \operatorname{tg} \vartheta \frac{\partial \psi_0}{\partial x} = i \frac{\pi}{\Lambda} \psi_h, \quad \psi_0(x, 0) = f(x), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \psi_h}{\partial z} - \operatorname{tg} \vartheta \frac{\partial \psi_h}{\partial x} = i \frac{\pi}{\Lambda} \psi_0 + i \frac{d\alpha}{dz} \psi_h, \quad \psi_h(x, 0) = 0,$$

где $\alpha = \mathbf{h}\mathbf{u}$, $\mathbf{h}$ — вектор обратной решетки, $\mathbf{u}$ — вектор смещения атома из положения равновесия под действием внешних воздействий, Λ — длина экстинкции.

Для решения системы дифференциальных уравнений (1) необходимо задать граничные условия, которые существенным образом зависят от расходимости пучка нейтронов. В условиях эксперимента [3], где был использован однокристалльный спектрометр и щель имела поперечные размеры $\sim 1-2$ мм, расходимость пучка была порядка нескольких минут. Поэтому естественно в качестве граничных условий брать

$$\psi_0(x, 0) = \delta(x), \quad \psi_h(x, 0) = 0. \quad (2)$$

С помощью фурье-преобразования в общем случае имеем

$$\psi_i(x, z) = \frac{1}{2\pi \operatorname{tg} \vartheta} \int_{-\infty}^{\infty} F(p) V_i(p, z) e^{ip \left(\frac{x}{\operatorname{tg} \vartheta} - z \right)} dp, \quad i = 0, h, \quad (3)$$

где в рассматриваемом частном случае

$$F(p) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-\frac{ipx}{\operatorname{tg} \vartheta}} dx = 1,$$

и для V_0 и V_h получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$V'_0 = i \frac{\pi}{\Lambda} V_h, \quad V_0(0) = 1, \quad (4)$$

$$V'_h = i \frac{\pi}{\Lambda} V_0 + i(2p + \alpha') V_h, \quad V_h(0) = 0;$$

производные берутся по z .

Таким образом, нахождение ψ_h сводится к нахождению V_h из более простой чем (1) системы уравнений (4) с потенциалом α' и с граничными условиями для плоской волны.

В реальной экспериментальной ситуации толщина кристалла удовлетворяет условию $\pi t/\Lambda \gg 1$ (в [3] $\pi t/\Lambda = 140$), поэтому для широкого интервала значений α решение системы (4) можно найти методом ВКБ:

$$V_h = \frac{C_1}{\sqrt{W(z)}} e^{i \frac{\pi}{\Lambda} \int_0^z W(z) dz} + \frac{C_2}{\sqrt{W(z)}} e^{-i \frac{\pi}{\Lambda} \int_0^z W(z) dz}, \quad (5)$$

где

$$W^2(z) = 1 + \frac{\Lambda^2}{\pi^2} \left(p + \frac{\alpha'}{2} \right)^2 - i \frac{\Lambda^2}{2\pi^2} \alpha'',$$

а постоянные C_1 и C_2 находятся из граничных условий (4):

$$C_1 = -C_2 = 1/2 \sqrt{W(0)}.$$

Рассмотрим частный случай меры деформации α , обусловленной ультразвуковыми колебаниями:

$$\alpha'(z) = \frac{2\pi a}{\Lambda} \cos \frac{\pi}{t} z,$$

где a — коэффициент, пропорциональный амплитуде звука.

Приведем окончательное выражение для интегральной интенсивности дифрагированного пучка нейтронов:

$$I_h = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_h|^2 dx = \frac{1}{2\pi \operatorname{tg} \psi} \int_{-\infty}^{\infty} |V_h(p, t)|^2 dp, \quad (6)$$

где

$$|V_h|^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\eta^2 - a^2}{V[1 + (\eta + a)^2][1 + (\eta - a)^2]} \right), \quad (7)$$

где $\eta = \Lambda p / \pi$ — безразмерное отклонение от точного угла Брэгга. При получении формулы (7) было проведено усреднение по быстрым экстинкционным осцилляциям.

На рис. 1. для различных значений амплитуды ультразвуковых колебаний A или, что эквивалентно для a приведены характерные зависимости $|V_h|^2$ от η . Видно, что с увеличением пара-

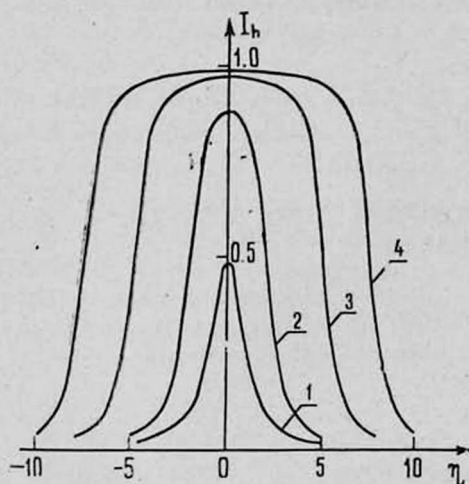


Рис. 1. Угловая зависимость интенсивности дифрагированного нейтронного пучка при разных значениях a : 1) $a=0$; 2) $a=2$; 3) $a=5$; 4) $a=7,5$.

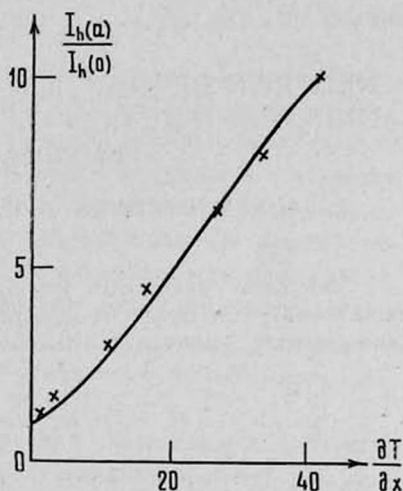


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности дифрагированного нейтронного пучка от температурного градиента: $\times$ — эксперимент; сплошная линия — теория.

метра a интегральная интенсивность I_h дифрагированного пучка резко возрастает. Такое поведение I_h было наблюде-

сталле с помощью нагревателя и охладителя создавался температурный градиент [3]. Для количественного объяснения этого явления необходимо, воспользовавшись выражением работы [4] для вектора смещения u , а также формулами (5), (6), найти I_h . Зависимость I_h от величины температурного градиента приведена на рис. 2 (сплошная кривая). На том же рисунке приведены результаты экспериментальных исследований [3]. Из рисунка следует хорошее согласие теории с экспериментом. По мере увеличения температурного градиента интенсивность возрастает. При значении градиента $\partial T/\partial x = 40$ град/см имеет место десятикратное увеличение интенсивности дифрагированного пучка нейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Takagi S. Acta Cryst., 15, 1211 (1962); J. Phys. Soc. Japan, 26, 1239 (1969).
2. Иолин Е. М., Энтин И. Р. ЖЭТФ, 85, 1692 (1983).
3. Мкртчян А. Р. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 287 (1986).
4. Габриелян Р. Г., Асланян А. А., Навасардян М. А. В сб. «Субструктурное упрочнение металлов и дифракционные методы исследования». Киев, 1985, с. 233.

ՆԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԿՎԱՐՑԻ ՄՈՆՈՔՑՈՒՐԵՂՈՒՄ ԱԿՈՒՍՏԻԿ
ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԵՎ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԳՐԱԴԻԵՆՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԱԿ

Ա. Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ռ. Գ. ԳԱԲՐԻԵԼՅԱՆ, Հ. Ա. ՀՈՒՆԱՆՅԱՆ, Ա. Գ. ԲԵԳԼԱՐՅԱՆ

Դիտարկված է ափսոսելի տատանումների կամ ջերմաստիճանային գրադիենտի ազդեցության տակ գտնվող միաբյուրեղներում նեյտրոնային փնջի դիֆրակցիայի խնդիրը Լաուեի երկրաչափով: Տեսական արդյունքները համեմատված են փորձնականների հետ:

NEUTRON DIFFRACTION IN A QUARTZ SINGLE CRYSTAL UNDER THE ACTION OF ACOUSTIC OSCILLATIONS OR A TEMPERATURE GRADIENT

A. R. MKRTCHYAN, R. G. GABRIELIAN, H. A. HUNANYAN,
A. G. BEGLARYAN

The paper deals with the problem of neutron diffraction in a quartz single-crystal under the action of acoustic oscillations or a temperature gradient in the Laue geometry. Theoretical conclusions were compared with experimental results.