

Академик АН БССР Н. Н. СИРОТА, И. А. БУЛАТ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОНОННОГО СПЕКТРА БЕРИЛЛИЯ ПО НЕУПРУГОМУ РАССЕЯНИЮ НЕЙТРОНОВ

Многочисленные физические свойства, характеризующиеся тензорными поверхностями, отличными от сферических, непосредственно и в значительной мере связаны с анизотропией силовых констант кристаллической решетки и особенностями фононного спектра.

Особый интерес представляет бериллий, элемент, обладающий г.п.у.-структурой (пространственная группа D_{6h}^{14}) с отношениями осей $c/a = 1,5678$, $a = 2,2851$, $c = 3,5825$ (¹), малым атомным весом, малым сечением поглощения тепловых нейтронов, значительной анизотропией среднеквадратичных динамических смещений. Исследование фононного спектра бериллия методом неупругого рассеяния нейтронов осложняется рядом обстоятельств, в том числе связанных с малыми межатомными расстояниями, с преобладающим когерентным сечением рассеяния, высоким значением характеристической температуры.

До последнего времени известны лишь две работы (^{2, 3}), посвященные измерению неупругого рассеяния тепловых нейтронов в поликристаллическом бериллии. Однако, как показали последующие исследования (⁴), использованный метод обработки экспериментальных данных не мог дать удовлетворительных результатов.

Целью настоящего исследования явилось изучение неупругого рассеяния поликристаллическим бериллием холодных нейтронов с энергиями, лежащими в пределах 0,0022—0,00523 эв, и восстановление его фононного спектра. Эксперимент выполнен на спектрометре по времени пролета холодных нейтронов (⁵).

На рис. 1 показаны использованные спектры нейтронов, падающих на образец бериллия, при трех скоростях вращения ротора-прерывателя: 142,8, 118 и 100 об/сек. Спектры измерялись путем упругого рассеяния нейтронов на образце ванадия при неизменной мощности аппарата и одинаковом времени пабора и вводились необходимые поправки.

Изменение скорости вращения ротора-прерывателя для выделения спектра нейтронов с заданной средней начальной энергией приводит к изменению полного разрешения спектрометра по энергии.

На рис. 2 показана зависимость разрешения спектрометра от величины энергии ϵ , переданной в процессе рассеяния, для упомянутых трех скоростей вращения. В области малых передач энергии разрешение определяется энергетической шириной спектра падающих нейтронов, а при больших передачах энергии — самим спектрометром по времени пролета. Видно, что при уменьшении скорости вращения ротора-прерывателя разрешение ухудшается при передаче энергии 0,05 эв от 6,2% при максимальной скорости до 8,3% при минимальной.

Исследуемый образец представлял собой блок дистиллированного поликристаллического бериллия с размером зерна 0,056 мм, приготовленный методом порошковой металлургии. Содержание бериллия в образце составляло 98,12 вес.%. Основные примеси: кислород 1,5%, железо 0,14%, углерод 0,11%. Пропускание образца, оцененное по табличным данным сечения рассеяния с использованием известного экспоненциального закона, составляло 82% для средних энергий падающих нейтронов и 4% для энергии 0,025 эв. Измерения выполнены при температуре 300° К, ширине канала

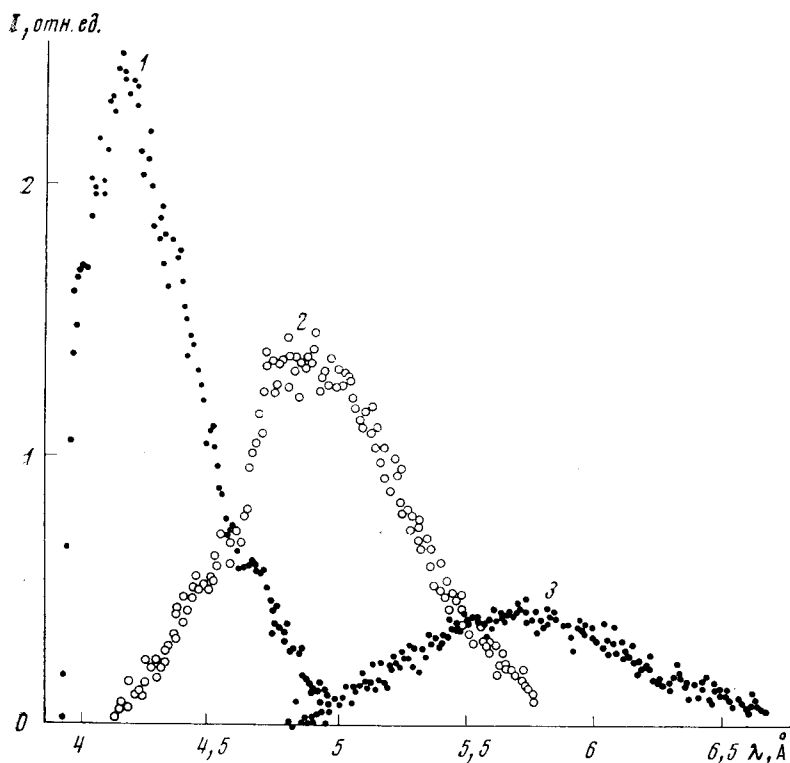


Рис. 1. Спектры нейтронов, падающих на образец, при различных скоростях прерывателя: 1 — 142,8; 2 — 118; 3 — 100 об/сек

анализатора 16 мксек. и трех средних энергиях падающих на образец нейтронов E_0 : 0,00454, 0,003359 и 0,00248 эв.

Экспериментально найденные спектры нейтронов, неупруго рассеянных бериллием, показаны на рис. 3 (фон вычтен). Штриховая линия — вклад многофононного рассеяния, вычисленный в некогерентном гауссовском приближении ⁽⁶⁾ с учетом 20 членов многофононного разложения. Влияние процессов многократного неупруго рассеяния на конечные результаты не учитывалось, поскольку для падающих нейтронов выполнялось условие тонкого образца ⁽⁷⁾.

При неупругом рассеянии медленных нейтронов в веществах со смешанным или чисто когерентным сечением рассеяния в спектрах могут наблюдаться особенности, не связанные с фононным спектром исследуемого образца, так называемые когерентные особенности, происхождение и методы осреднения которых рассматривались в ряде работ ⁽⁸⁻¹²⁾.

Одним из наиболее сильных методов осреднения когерентных эффектов является использование многократного рассеяния в образце ⁽⁹⁾.

В случае бериллия осреднение когерентных эффектов при рассеянии на толстом образце происходит за счет многократных внутренних брегговских отражений нейтронов, испытавших неупругое рассеяние с поглощением фонона, а толщина сферического слоя осреднения для $E_0=0,00523$ эв почти равна максимальному размеру зоны Бриллюэна. Поскольку пропуска-

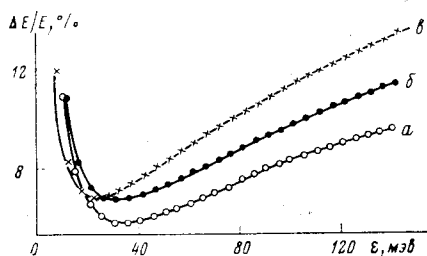


Рис. 2. Зависимость разрешения спектрометра от передачи энергии при различных скоростях прерывателя: а — 142,8; б — 118; в — 100 об/сек

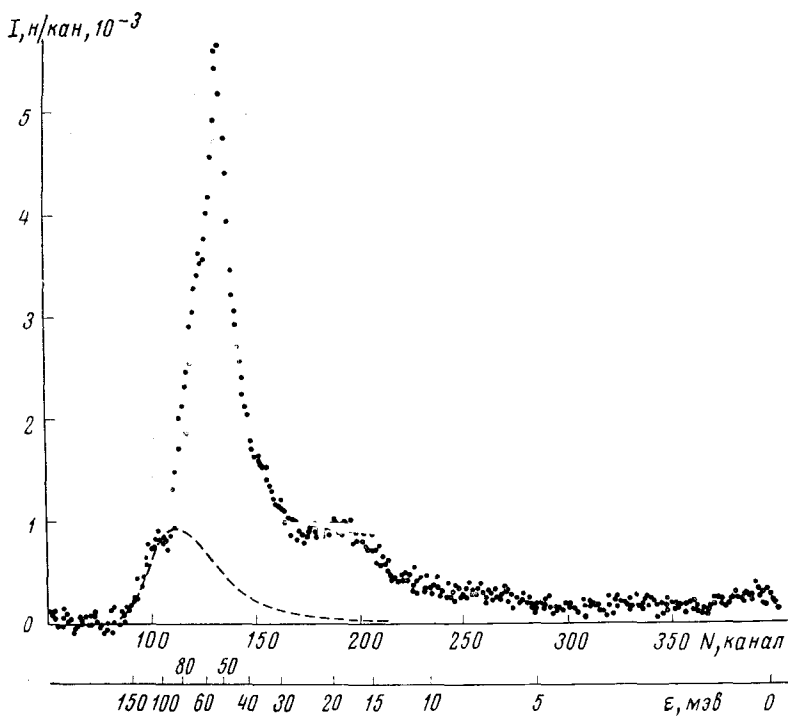


Рис. 3. Экспериментальный спектр рассеянных нейтронов, полученный для бериллия при $E_0=0,00454$ эв

ние образца для неупруго рассеянных нейтронов в описываемом эксперименте очень мало, можно надеяться, что условия осреднения когерентных эффектов выполняются достаточно хорошо.

Тем не менее, даже в условиях такой постановки эксперимента когерентные эффекты не осредняются полностью. В экспериментальном спектре остаются особенности, связанные с попаданием конца вектора передачи момента нейтрона κ в области вблизи центров зоны Бриллюэна.

На рис. 3 видна область передач энергии (10—40 мэв) с заметными скачками интенсивности и хорошо выраженной особенностью (пиком) между 10,3—24,8 мэв. По мере уменьшения энергии падающих нейтронов этот пик сдвигается в сторону больших передач энергии вместе с узлами 010, 002 и 011.

Так как в элементарной ячейке бериллия находятся два атома, то в центре зоны Бриллюэна присутствуют оптические колебания и при попадании вектора κ в эту область должны появляться в спектре рассеянных нейтронов когерентные эффекты при больших передачах энергии. Однако при больших передачах энергии область осреднения в обратном пространстве захватывает только далекие узлы (в данном случае 110, 103, 201, 112) с малыми значениями структурной амплитуды $|F|^2$ и малым размером когерентной области вблизи узла (с увеличением частоты колебаний смещение атомов из положения равновесия падает). Поэтому когерентные эффекты на экспериментальных спектрах в этой области передач энергии, связанные с узлами, должны иметь малую интенсивность и малую энергетическую ширину. Они нами не наблюдались.

Фонный спектр бериллия вычисляли после введения поправок, используя соотношение

$$\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon d\Omega} = A \left(\frac{E}{E_0} \right)^{1/2} \frac{E+E_0}{\varepsilon} \left(\operatorname{cth} \frac{\varepsilon}{2kT} - 1 \right) e^{-2w} g(v);$$

здесь обозначения общепринятые. Фактор Дебая — Валлера использовался в форме $e^{-2w} = e^{-u^2(k^2 + k_0^2)}$. Выражение, стоящее в правой части соотношения (1) перед $g(v)$, осреднялось по спектру падающих нейтронов путем интегрирования по dE_0 ⁽¹³⁾.

Восстановленный нами фоновый спектр бериллия показан на рис. 4 для трех использованных в эксперименте средних энергий падающих нейтронов.

Приведенные спектры несколько отличаются. По мере уменьшения энергии падающих нейтронов пик в области 50–60 мэв сглаживается и практически исчезает у спектра с $E_0 = 0,00248$ эв. Смещение особенностей в интервале 10–40 мэв обсуждалось выше.

Значительное влияние на характер фононного спектра при изменении начальных условий эксперимента зависит от соотношения толщины сферического слоя осреднения по сравнению с размерами зоны Бриллюэна. Если характеризовать степень охвата зоны Бриллюэна при осреднении

по k отношением толщины слоя $2k_0$ к величине первого вектора обратной решетки $2\pi a$, то для спектров рис. 4 она будет иметь значения соответственно 0,943, 0,803 и 0,662. Поскольку изменение разрешения в области наиболее заметной деформации спектра (50–60 мэв) для крайних спектров не превышает 35%, то изменение толщины сферического слоя осреднения является определяющим. Наиболее близким к действительному является спектр, полученный при максимальной энергии падающих нейтронов (рис. 4, а).

Впервые измеренный фононный спектр бериллия представляет интерес для количественных расчетов ряда его физических свойств.

Институт физики твердого тела и полупроводников
Академии наук БССР
Минск

Поступило
31 VII 1975

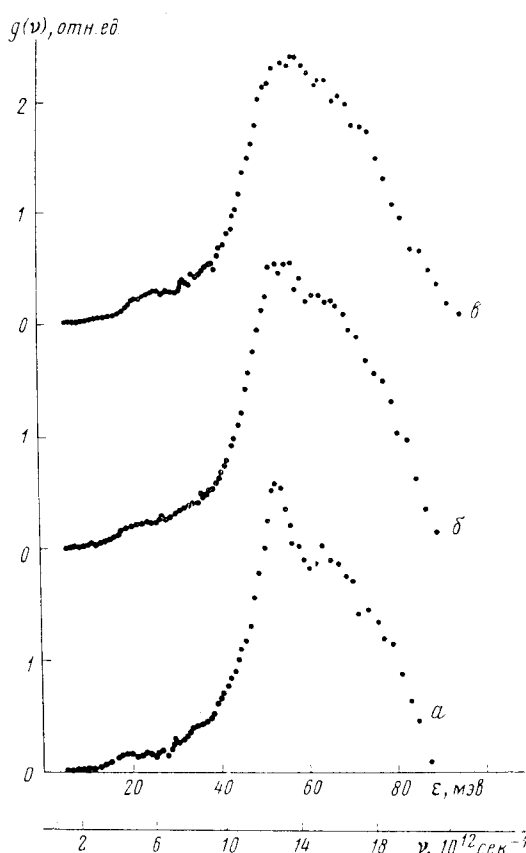


Рис. 4. Функции $g(v)$ бериллия, полученные для различных средних энергий падающих нейтронов: а — 0,00154; б — 0,003359; в — 0,00248 эв

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ A. R. Kautmann, P. Gordon, D. W. Lillie, Trans. Am. Soc. Metals, v. 42, 785 (1950).
- ² R. N. Sinklair, Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, v. 2, Vienna, 1963, p. 199.
- ³ R. E. Schumuk, R. M. Brugger, P. D. Randolph, Inelastic Scattering of Neutrons, v. 1, Vienna, 1965, p. 379.
- ⁴ Дж. Янг, Дж. Конпель, Спектры медленных нейтронов, М., Атомиздат, 1971, стр. 29.
- ⁵ Н. Н. Супота, И. А. Булат и др., Вестн АН БССР, сер. ф.-м. н., в. 2, 64 (1975).
- ⁶ A. Spolander, Ark. Fys., v. 14, № 21, 315 (1958).
- ⁷ М. Г. Землянов, С. П. Миронов, Г. Ф. Сырых, Препринт-1588 ИАЭ, 1968.
- ⁸ В. С. Оскоцкий, ФТТ, т. 9, в. 1, 550 (1967).
- ⁹ М. М. Бредов, Б. А. Котов и др., ФТТ, т. 9, в. 7, 287 (1967).
- ¹⁰ Б. И. Горбачев, П. Г. Иваницкий и др., Укр. физ. журн., т. 18, № 8, 1384 (1973).
- ¹¹ Б. И. Горбачев, П. Г. Иваницкий и др., там же, т. 18, № 9, 1528 (1973).
- ¹² Б. И. Горбачев, П. Г. Иваницкий, В. Т. Кротенко, там же, т. 19, № 9, 1511 (1974).
- ¹³ K.-E. Larsson, U. Dahlborg, D. Jovic, Inelastic Scattering of Neutrons, v. 2, IAEA, Vienna, 1965, p. 117.