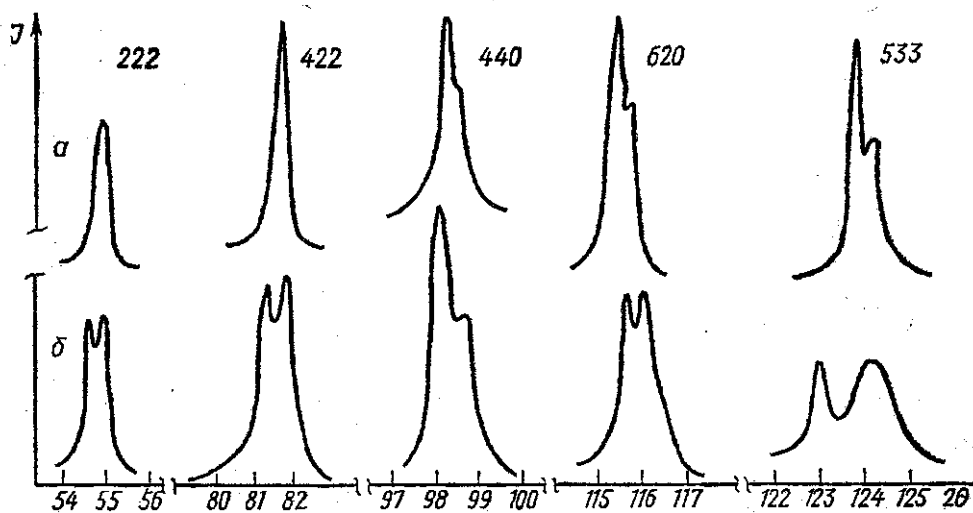


УДК 621.318

А. С. Илюшин  
Ю. В. ТебеньковНИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ  
МОДИФИКАЦИИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ  
СТРУКТУР ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ  
 $TbCo_2$  И  $TbFe_2$ 

Интерметаллические соединения редкоземельных металлов с переходными 3-d металлами представляют значительный интерес для науки и техники в связи с их уникальными физическими свойствами [1—3]. В частности, на интерметаллидах  $TbFe_2$  была обнаружена «гигантская» величина магнитострикции [4].

В работе [5] было показано, что интерметаллиды  $TbCo_2$  и  $TbFe_2$  при комнатной температуре изоструктурны фазе Лавеса  $MnSi_2$  (С-15), пространственная группа  $Fd\bar{3}m$ . В работах [4, 6, 7] интерметаллиды  $TbCo_2$  и  $TbFe_2$  исследовались различными физическими методами (магнитными, мёссбауэровскими, калориметрическими и т. д.) в широком температурном интервале  $\sim 4\text{--}900$  К. При этом все авторы полагали, что структура интерметаллидов не изменяется при охлаждении или нагреве, однако прямых структурных исследований при высоких или низких температурах на интерметаллидах  $TbCo_2$  и  $TbFe_2$  не проводилось.



Дифракционные максимумы интерметаллида  $TbCo_2$ , наблюдающиеся на дифрактограммах при температурах  $20^\circ$  (а) и  $-170^\circ$  (б) ( $ka$ —Fe-излучение)

В настоящей работе было проведено изучение интерметаллидов  $TbCo_2$  и  $TbFe_2$  методом низкотемпературной рентгенографии на порошковых образцах. Эти интерметаллиды были синтезированы по методике, описанной в работе [7]. Образцы для рентгеновского исследования готовили следующим образом: кусочки сплава растирали в агатовой ступке под слоем этилового спирта, затем приготовленный порошок высушивался фильтровальной бумагой и набивался в стандартную кювету. Рентгено съемка производилась на дифрактометре УРС-50ИМ в низкотемпературной камере типа УРНТ-180 [8] при температурах  $-170$  и  $+20^\circ$ С. Рентгеновские дифракционные спектры интерметаллидов  $TbCo_2$  и  $TbFe_2$  регистрировались как в автоматическом режиме на диаграммной ленте самописца, так и вручную «по точкам».

Рентгеноанализ интерметаллида  $TbCo_2$ , проведенный при температуре  $+20^\circ$ С, показал, что  $TbCo_2$  изоструктурен фазе Лавеса  $MnSi_2$  (структурный тип С 15). Параметр элементарной ячейки  $TbCo_2$  оказался равным  $7,199 \pm 0,002$  А, что согласуется с литературными данными [5]. Несколько дополнительных дифракционных максимумов, наблюдающихся на дифрактограммах  $TbCo_2$ , указывают на присутствие в образце небольшого количества второй фазы  $TbCo_2$  [9].

Низкотемпературная рентгенограмма интерметаллида  $TbCo_2$ , проведенная при температуре  $-170^\circ C$ , показала, что охлаждение интерметаллида приводит к существенному изменению дифракционных спектров. Все дифракционные максимумы, характерные для интерметаллида  $TbCo_2$ , при охлаждении уширились, а некоторые даже распались на два или более максимумов. На рисунке показана трансформация ряда дифракционных максимумов интерметаллида  $TbCo_2$  при охлаждении от  $+20$  до  $-170^\circ C$ . Отчетливо видно, что максимумы 222, 422, 620 и другие распались на два и более максимумов.

В работе [10] показано, что подобная трансформация дифракционной картины кубического кристалла может быть вызвана небольшими искажениями кристаллической структуры, приводящими к понижению симметрии элементарной ячейки от кубической до тетрагональной, ромбической или ромбоэдрической.

Проведенный в настоящей работе анализ характера расщепления и уширения дифракционных максимумов интерметаллида  $TbCo_2$  при охлаждении до температуры  $-170^\circ$  показал, что наблюдающаяся трансформация дифракционной картины не может быть вызвана тетрагональными или ромбическими искажениями структуры интерметаллида  $TbCo_2$ , а обусловлена ромбоэдрическими искажениями. В пользу этого свидетельствует, в частности, расщепление дифракционного максимума 222, который не должен расщепиться или ушириться ни при тетрагональных, ни при ромбических искажениях элементарной ячейки [10].

В настоящей работе был проведен расчет положения дифракционных максимумов интерметаллида  $TbCo_2$  на дифрактограммах, полученных при температуре  $-170^\circ C$ , в предположении трех возможных типов искажения исходной кубической структуры С-15, а именно: тетрагональных, ромбических или ромбоэдрических. Сопоставление рассчитанных положений дифракционных максимумов с экспериментальными значениями показало, что хорошее совпадение с экспериментом имеет место только для случая ромбоэдрического искажения элементарной ячейки интерметаллида  $TbCo_2$ . Параметры ромбоэдрической элементарной ячейки низкотемпературной модификации интерметаллида  $TbCo_2$  при температуре  $-170^\circ C$  оказались равными:  $a=7,203 \pm 0,003$  А,  $\gamma=89,76 \pm 0,01^\circ$ .

Подобную структуру можно представить себе в виде куба, слегка растянутого вдоль телесной диагонали  $\langle 111 \rangle$ . Отметим, однако, что такая простая модель объясняет только положение дифракционных максимумов, а не их интенсивности.

Закономерности трансформации дифракционной картины интерметаллида  $TbCo_2$  при охлаждении до  $-170^\circ C$  аналогичны описанным выше закономерностям для интерметаллида  $TbCo_2$ . Параметры ромбоэдрической элементарной ячейки интерметаллида  $TbCo_2$  при  $-170^\circ C$  равны:  $a=7,322 \pm 0,003$  А,  $\gamma=89,78 \pm 0,01^\circ$ .

Из работ [4, 7] известно, что намагниченность интерметаллидов  $TbCo_2$  и  $TbFe_2$  возрастает с понижением температуры, причем в работе [6] показано, что для интерметаллида  $TbFe_2$  направление  $\langle 111 \rangle$  является направлением легкого намагничивания. По-видимому, одной из возможных причин появления низкотемпературной ромбоэдрической модификации кристаллической структуры интерметаллидов  $TbCo_2$  и  $TbFe_2$  является спонтанная магнитострикция. Относительная деформация решетки по направлению  $\langle 111 \rangle$ , измеренная по рентгеновским данным, составляет величину порядка  $5 \cdot 10^{-3}$ , что согласуется с данными о величине магнитострикции интерметаллидов  $TbCo_2$  и  $TbFe_2$ . Вместе с тем полученные результаты не противоречат теоретическим расчетам работ [11, 12], предсказывающим возможные изменения кристаллической структуры фаз Лавеса С-15 при понижении температуры.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Тейлор К. Интерметаллические соединения редкоземельных металлов. М., 1974.
2. Wallace W. E. Rare Earth Intermetallics Academic Press, N.Y., London, 1973.
3. Nesbitt E. A., Wernick J. H. Rare Earth Permanent Magnets, Academic Press, N. Y., 1973.
4. Белов К. П., Никитин С. А. и др. — В сб.: Редкоземельные металлы, их сплавы и соединения. М., 1973, с. 89.
5. Wernick J. H., Geller S. Trans. «Met. Soc. AIME», 1960, 218, 866.
6. Bowden G., Bunbury D., Guimaraes A., Snyder R. «J. Phys.», 1968, 1, 1376.
7. Ilyushin A. S., Wallace W. E. «J. of Sol. Stat. Chem.», 1976, 17, 373.
8. Бойко А. А., Зубенко В. В. и др. «Аппаратура и методы рентгеновского анализа», 1972, 10, 22.
9. Gilmore C. M., Wang F. E. «Acta Cryst.», 1967, 23, 177.
10. Финкель В. А. Низкотемпературная рентгенография металлов. М., 1971.
11. Инденбом В. А. «Кристаллография», 1965, 5, 115.

12. Изюмов Ю. А., Найш В. Е., Сыромятников В. Н. «Кристаллография», 1976, 21, 256.

Поступила в редакцию  
11.3 1977 г.  
Кафедра  
физики твердого тела

УДК 535.14 : 621.378

В. Ф. Королев

## ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РОТАТОРА

В предлагаемой работе решается задача о мощности индуцированного излучения жесткого ротатора, совершающего квантовые переходы из состояния с квантовым вращательным числом  $J$  при его взаимодействии с линейно-поляризованной электромагнитной волной  $E = E_0 \cos \omega t$ . Эти переходы с излучением с уровня  $J$  совершаются на уровень  $J-1$ , который расселяется с помощью источника накачки так, что ротатор практически мгновенно возвращается на уровень  $J$ . При этом учитывается, что имеется не равная нулю вероятность перехода ротатора в состояние  $J+1$ . Однако, как показано в работе, при отрицательных разностях частоты внешнего поля и собственных частот ротатора, будет иметь место только излучение, поэтому уровень  $J+1$  заселяться не будет. Имеющая место конечная возможность перехода на уровень  $J+1$  лишь уменьшит результирующую вероятность перехода с излучением. Эта результирующая вероятность равна алгебраической сумме вероятностей перехода вверх и вниз.

Отличительной особенностью применяемого в данной работе метода является то, что он базируется на развитом в работе [1] квазиклассическом методе, в основе которого лежит принцип соответствия между квантовой и классической теорией излучения. Результат этого метода состоит в том, что сразу получается выражение для мощностей излучения, из которых вероятности переходов получаются путем деления их на величину излучаемого кванта. Но в настоящей работе данный переход не является необходимым. В работе [1] получена формула для мощности индуцированного излучения (поглощения) при квантовом переходе между двумя уровнями  $W_n$  и  $W_m$  квантовой системы, взаимодействующей с внешним электромагнитным полем. Эта формула имеет вид

$$P_{nm} = \frac{f_{nm} e^{*2} E_0^2 \omega^2 \gamma^*}{2MZ_{nm}^2}, \quad (1)$$

где  $f_{nm}$  — сила осциллятора для данного квантового перехода,  $M$  и  $e^*$  — масса и эффективный заряд частицы,  $E_0$  и  $\omega$  — амплитуда и частота внешней электромагнитной волны,  $\gamma^*$  — коэффициент затухания.

Величина  $Z_{nm}^2$  дается выражением

$$Z_{nm}^2 = (\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^{*2}. \quad (2)$$

При переходе с уровня, определяемого вращательным квантовым числом  $J$ , на уровень с вращательным квантовым числом  $J-1$  мощность излучения определится

$$P_{J,J-1} = \frac{f_{J,J-1} e^{*2} E_0^2 \omega^2 \gamma^*}{2MZ_{J,J-1}^2}. \quad (3)$$

Для перехода с уровня  $J$  на уровень  $J+1$  будет иметь место поглощение, мощность которого определится

$$P_{J,J+1} = \frac{f_{J,J+1} e^{*2} E_0^2 \omega^2 \gamma^*}{2MZ_{J,J+1}^2}. \quad (4)$$

Частоты  $\omega_{J,J+1}$  и  $\omega_{J,J-1}$  по абсолютной величине определяются по правилу частот Бора: