Положение центра инерции может быть найдено по формуле

$$y_c = \frac{\sum_i \Gamma_i y_i}{\sum_i \Gamma_i}, \quad z_c = \frac{\sum_i \Gamma_i z_i}{\sum_i \Gamma_i}. \qquad (9)$$

Вблизи центра инерции, как следует из (8), вихревые движения, порожденные различными вихревыми нитями, компенсируют друг друга. Наиболее интенсивное вращение происходит на границах этой области. Направление вращения определяется знаком разности $\overline{w'^2} - \overline{v'^2}$ в уравнении (6). Из эксперимента следует, что эта разность везде положительна, убывает по y и растет по z. Следовательно, правая часть (6) положительна и вращение происходит по часовой стрелке (см. рисунок) у левого берега и против часовой стрелки у правого. Внутри прибрежной области вихри компенсируют друг друга, что приводит к интенсивному вращению жидкости лишь на границе рассматриваемой области.

Таким образом, в результате проведенного натурного эксперимента и качественного анализа можно сделать следующие выводы.

1. Основной особенностью поля скорости вблизи берега является его анизотропия.

2. Существенным отличием поля скорости в этой области является изменение разности величин $\overline{w'^2} - \overline{v'^2}$ по осям y и z.

3. Изменение величины $\overline{w'}^2 - \overline{v'^2}$ в прибрежной области поперечного сечения потока, определенное на основе анализа уравнений Рейнольдса, приводит к тому, что $\mathrm{rot}\,\mathbf{v} \neq 0$.

4. В прибрежной области потока, где $\mathrm{rot}\,\mathbf{v} \neq 0$, возникает циркуляция жидкости в поперечном сечении потока вокруг общего центра инерции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Бай Ши И. Турбулентное течение жидкости и газов. М.: ИЛ, 1962, с. 66. [2] Жуковский Н. Е. Тр. ЦАГИ, 1931, 95, с. 54—84. [3] Лосиевский А. И. Тр. МОЦНИВТ, 1934, 86, с. 14. [4] Великевич П. А. В кн.: Водное хозяйство Белоруссии. Минск, Изд-во АН СССР, 1963, с. 155. [5] Мельникова О. Н. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1981, 22, № 2, с. 84. [6] Колесников А. Г. и др. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1958, № 3, с. 405. [7] Кочин Н. Е. Теоретическая гидромеханика. Т. 1. М., 1955, с. 193—197.

Поступила в редакцию
06.12.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 6

УДК 519.95

ЗАДАЧИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДАННЫХ МЕССБАУЭРОВСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Е. Н. Терентьев

(кафедра математики)

В настоящее время решение задач автоматизации экспериментальных исследований с эффективным использованием средств вычислительной техники связывается с созданием и исследованием математических моделей работы экспериментальных установок, схем расчетов на ЭВМ и применением этих моделей в задачах анализа и интерпретации экспериментальных данных.

Автоматизированная обработка экспериментальных данных представляет собой поэтапные планируемые решения ряда задач интерпретации экспериментальных данных с оценкой надежности получаемых результатов.

Уравнение, описывающее мёссбауэровские спектры, записывают в виде [1]

$$\overline{N}_{V_j} = (\mathcal{K} * f)_j = \int_{-\infty}^{+\infty} K(V_j - v;\ \Gamma_s) \cdot f(v - v_{ik}, \ldots)\, dv,\ j \in J, \quad (1)$$

где

$f(v - v_{ik}, \ldots) = \overline{N}_\infty (1 - \varkappa f_s + \varkappa f_s \exp(-\psi(v - v_{ik}, \ldots))),\ -\infty < v < +\infty,$ — спектр поглощения,

$$\psi(v - v_{ik}, \ldots) = c \sum_{k=1}^{n} c_k \sum_{i=1}^{m_k} \frac{a_{ik}/\Gamma_{ik}}{1 + \left(\frac{V_j - v_{ik}}{\Gamma_{ik}/2}\right)^2},\ -\infty < v < +\infty,$$

— спектр поглотителя, $\overline{N}_{V_j}$ — среднее количество импульсов, зарегистрированных счетчиком детектора при фиксированной скорости движения источника фотонов $V_j = \mathrm{const}_j$, $j \in J$.

Рассмотрим математическую модель работы спектроизмерительных установок типа ЯГРС-4. Эти установки фиксируют поток излучения фотонов в виде потока импульсов. В мёссбауэровском эксперименте поток импульсов $N_{Vj}(t)$ в пуассоновском приближении излучения контролируется распределением вероятностей:

$$P(N_{V_j}(t) = r) = \frac{(q_j t)^r}{r!} \exp(-q_j t),\ 0 \leqslant r < \infty,$$

где $q_j = q^\Phi + q_j^p$, $q^\Phi = q(1 - \varkappa f_s)$ — мощность потока импульсов фонового излучения,

$$q_j^p = q \varkappa f_s \int_{-\infty}^{+\infty} K(V_j - v;\ \Gamma_s) \exp(-\psi(v - v_{ik}, \ldots))\, dv,\ j \in J,$$

— мощность потока импульсов с лоренцевским распределением

$$K(V_j - v;\ \Gamma_s) = \frac{2}{\pi \Gamma_s} \left(1 + \left(\frac{V_j - v}{\Gamma_s/2}\right)^2\right)^{-1},\ -\infty < V_j - v < +\infty, \quad (2)$$

фотоны которого с вероятностью f_s являются резонансными, q — мощность потока импульсов от радиоактивного источника.

Счетчики детектора излучения в режиме разделения времени по каналам регистрируют фотоны независимых пуассоновских потоков, соответствующих доплеровским сдвигам $V_j = \mathrm{const}_j \neq 0$, $j \neq 0$ и $V_0 = 0$. Счет импульсов в j-канале ($V_j = \mathrm{const}_j$) прекращается по достижении заданного уровня L_0 — числа сосчитанных импульсов 0-каналом (доплеровский сдвиг $V_0 = 0$). Отсюда следует, что зарегистрированное количество импульсов ξ_j в j-канале контролируется отрицательно-биномиальным распределением

$$P(\xi_j = r) = C_{-L_0}^r \left(\frac{q_0}{q_0 + q_j}\right)^{L_0} \left(\frac{-q_j}{q_0 + q_j}\right)^r,\quad C_{-L_0}^r = (-1)^r \cdot C_{L_0+r-1}^r,\ r \geqslant 0, \quad (3)$$

со средним $\bar{\xi}_j = L_0 \frac{q_j}{q_0}$ и дисперсией

$$D\xi_j = L_0 \frac{q_j}{q_0}\left(1 + \frac{q_j}{q_0}\right). \tag{4}$$

При $L_0 \to \infty$ распределение значений $(\xi_j - \bar{\xi}_j)/\sqrt{D\xi_j}$ сходится к стандартному нормальному $\mathcal{N}(0, 1)$, а это значит, что при больших L_0 распределение (3) аппроксимируется нормальным

$$\xi_j \sim \mathcal{N}\left(L_0 \frac{q_j}{q_0},\ L_0 \frac{q_j}{q_0}\left(1 + \frac{q_j}{q_0}\right)\right), \tag{5}$$

при этом относительная точность значений отсчетов спектра оценивается из выражения $\frac{\sqrt{D\xi_j}}{\bar{\xi}_j} = \frac{1}{\sqrt{L_0}}\sqrt{1 + \frac{q_0}{q_j}}$, $j \in J$. Если излучение измеряется непосредственно, то количество импульсов $N_{V_j}(t)$, зарегистрированных за промежуток времени $t = L_0/q_0$ (время выражено в параметрах 0-канала), получается со средним и дисперсией $\bar{N}_{V_j}(L_0/q_0) = DN_{V_j}(L_0/q_0) = L_0(q_j/q_0)$. Схема измерений, реализованная на установке типа ЯГРС-4, приводит к увеличению дисперсии измерений в $D\xi_j/DN_{V_j} = 1 + q_j/q_0$ раз по сравнению с дисперсией при непосредственном измерении, но эта схема, однако, обеспечивает устойчивость измерений к падению интенсивности потока излучения от радиоактивного источника.

Разрешение спектроизмерительных установок типа ЯГРС-4 ограничивается конечной полушириной лоренцевского распределения (2) по скоростям для частиц, излучаемых движущимся радиоактивным источником. Время жизни ядра в возбужденном состоянии определяет полуширину лоренцевского распределения и предел разрешения измеренных спектральных линий экспериментальными методами. Для спектроизмерительных установок математическая модель регистрируемых спектров является линейной:

$$\xi = \mathcal{K} * f + \nu = \bar{\xi} + \nu, \tag{6}$$

где ξ — зарегистрированный спектр, f — спектр на выходе «идеального неискажающего спектрометра», ν — шум с известным распределением.

Пусть класс операторов $\mathcal{A} = \{A\}$* моделирует искажения приборов, связанные с потерей разрешения. На $\mathcal{A}$ зададим неотрицательную числовую функцию $Q = Q(A)$, $A \in \mathcal{A}$ ($Q(A)$ — разрешение прибора A), такую, что $Q(A_1) < Q(A_2)$, если A_1 соответствует прибору с более высоким разрешением, чем A_2 [2].

В методе редукции [2] исходный спектр ξ (6) преобразуется искомым оператором R к виду

$$R\xi = RKf + R\nu = Af + (RK - A)f + R\nu, \tag{7}$$

где $(RK - A)f$ — ложный сигнал, $R\nu$ — преобразованный шум. Задача редукции ставится как вариационная [2]:

$$\inf\{\|RK - A\| \mid \overline{\|R\nu\|^2} \leqslant \varepsilon,\quad A \in \mathcal{A},\quad Q(A) \leqslant \delta\} = \\ = \|R_{\varepsilon,\delta}K - A_{\varepsilon,\delta}\| = \rho_{\varepsilon,\delta}. \tag{8}$$

Если $(R_{\varepsilon,\delta}, A_{\varepsilon,\delta})$ — решение вариационной задачи (8), то преобразованный спектр $R_{\varepsilon,\delta}\xi$ (7) можно считать полученным с помощью оператора

* Оператор A и прибор A в обозначениях не различаются.

$R_{\varepsilon,\delta}K$, с точностью до $\rho_{\varepsilon,\delta}$ совпадающим с $A_{\varepsilon,\delta}$, которому соответствует разрешение не хуже δ, и энергия преобразованного шума контролируется условием $\overline{\|R_{\varepsilon,\delta}\nu\|^2} \leqslant \varepsilon$. Зависимости $G_{\varepsilon,\delta} = \|R_{\varepsilon,\delta}K - A_{\varepsilon,\delta}\|^2$, $H_{\varepsilon,\delta} = \overline{\|R_{\varepsilon,\delta}\nu\|^2}$ и $Q_{\varepsilon,\delta} = Q(A_{\varepsilon,\delta})$ задают оперативную характеристику задачи редукции [2].

Планирование повышения разрешения комплексов «спектроизмерительная установка + ЭВМ» реализуется по оперативной характеристике [3]. На рис. 1 для спектроизмерительных установок с лоренцевским распределением излучения (2) $K(\cdot, \Gamma_s)$, $\Gamma_s = 3{,}75$, приведена оперативная характеристика. По оси z откладываются значения $0{,}5\lg(H/N)$, по оси x — значения $\lg G$ и по оси y — $Q(A^{(m)}) = m/m_0 \leqslant 1$, $A^{(m)} = K(\cdot, \Gamma_s m/m_0)$, $m_0 = 25$. На рис. 2 приведены результаты повышения разрешения в $Q^{-1} = 3$ и 5 раз по точкам, отмеченным на оперативной характеристике. Если среднеквадратичное отклонение шума в одной точке спектра оценить выражением $\sqrt{D\xi_j} \approx \sqrt{2L_0}$ (4) и пренебречь корреляцией отсчетов преобразованного спектра, то среднеквадратичное отклонение преобразованного спектра $R\xi$ (7) оценивается выражением $\sigma_R = \sqrt{2L_0} \cdot 10^{0,5\lg(H/N)}$. На рис. 2 рядом с преобразованными спектрами представлены $2\sigma_R$-коридоры для преобразованного шума $R\nu$. Таким образом, экспериментатор по оперативной характеристике может заранее спланировать требуемое повышение разрешения комплекса «спектроизмерительная установка + ЭВМ» с учетом объема L_0 накопления спектра. Приведенное повышение разрешения реализовано в комплексе «спектроизмерительная установка + ЭВМ» и принципиально недостижимо в рамках только экспериментальных методов.

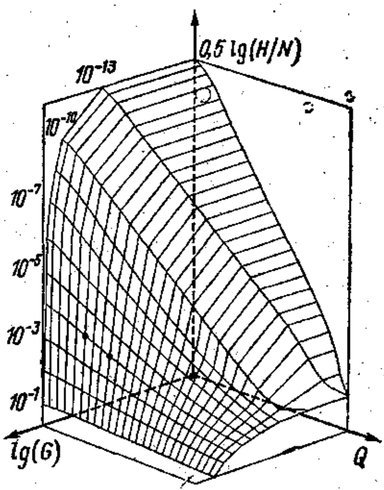

Рис. 1. Оперативная характеристика комплекса «ЯГРС-4+ЭВМ»

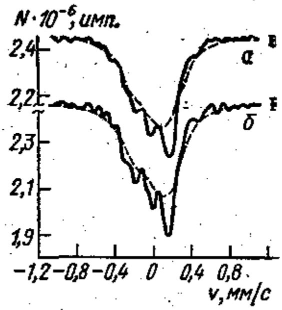

Рис. 2. Результат повышения разрешения в 3 (a) и 5 ($б$) раз. Сплошная линия — $R\xi$, штриховая — ξ

Повышение разрешения составляет первый этап расшифровки и интерпретации спектра, облегчает выбор модели спектра, дает возможность получить априорную информацию об объекте исследования, оценить значения параметров спектра и таким образом сократить число возможных гипотез о структуре спектра — объекта исследования. Частичное разрешение компонент сверхтонкой структуры спектра достигается при повышении разрешения в 3 раза (см. рис. 2). На втором этапе расшифровки спектра — интерпретации экспериментальных данных по выбранной модели спектра — решается задача статистической проверки гипотез о структуре объекта.

В рамках принятой гипотезы о структуре объекта $\mathscr{K}*f=((\mathscr{K}*f)_j,\ j\in J)$ (1) и исходной реализации спектра $\xi=(\xi_j,\ j\in J)\in\mathscr{R}$ задача оценивания параметров $t=(v_{ik},\ldots,a_{ik},\ldots,\Gamma_{ik},\ldots)\in\mathscr{R}_\Xi$ ставится как вариационная:

$$\inf(\|\xi-\mathscr{K}*f(t)\|_\sigma^2 \mid t\in\mathscr{R}_\Xi)=\|\xi-\mathscr{K}*f(\hat{t})\|_\sigma^2=$$

$$=\left(\sum_{j\in J}(\xi_j-(\mathscr{K}*f(\hat{t}))_j)^2 \Big/ \left(L_0\frac{q_j}{q_0}\left(1+\frac{q_j}{q_0}\right)\right)\right). \tag{9}$$

При высокоточных измерениях в силу аппроксимации (5) оценка параметров $\hat{t}$ есть оценка максимального правдоподобия, статистика $\|\xi-\mathscr{K}*f(\hat{t})\|_\sigma^2$ (9) контролируется распределением Пирсона χ^2_{N-m} с $N-m=\dim\mathscr{R}-\dim\mathscr{R}_\Xi$ степенями свободы. Для решения вариационной задачи (9) на ЭВМ спектр поглощения представляли в виде суммы $f=f_л+f_\Delta$, где $f_\Delta=\bar{N}_\infty\varkappa f_s(\exp(-\psi)-1+\psi)$ — добавка к линеаризованной $f_л=\bar{N}_\infty(1-\varkappa f_s\psi)$ части спектра поглощения по спектру поглотителя ψ. Интегралы $\mathscr{K}*f_л=((\mathscr{K}*f_л)_j,\ j\in J)$ рассчитываются аналитически

$$(\mathscr{K}*f_л)_j=\bar{N}_\infty(1-\varkappa f_s\psi(v_{ik}-V_j,\ \ldots,\ a_{ik},\ \ldots,\ \Gamma_{ik}+\Gamma_s,\ \ldots)),\quad j\in J.$$

Интегралы $\mathscr{K}*f_\Delta$ заменялись дискретным аналогом $K\cdot\Delta=((K\cdot\Delta)_j,\ j\in J)$, для расчета которого применялись численные методы, основанные на технике БПФ. Замена $\mathscr{K}*f_\Delta$ в статистике $\inf\|\xi-\mathscr{K}*f_л-\mathscr{K}*f_\Delta\|_\sigma^2$ дискретным аналогом $K\cdot\Delta$ приводит к тому, что статистика $\inf\|\xi-\mathscr{K}*f_л-K\cdot\Delta\|_\sigma^2$ контролируется нецентральным пирсоновским распределением $\chi^3_{N-m,\delta}$ с параметром нецентральности $\delta=\|K\cdot\Delta-\mathscr{K}*f_\Delta\|_\sigma$, который характеризует искажения, вносимые дискретной схемой расчета.

Дисперсии $D\xi_j$ (4) оценивались из выражения

$$\widehat{D\xi_j}=L_0\frac{\xi_j}{\xi_0}\left(1+\frac{\xi_j}{\xi_0}\right)$$

с относительной точностью порядка

$$\frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{L_0}}\approx 2\cdot 10^{-3},\ L_0\approx 2{,}1\cdot 10^6.$$

Параметр нецентральности δ оценивался в модели $\delta=\inf(\|K\cdot\Delta-\mathscr{K}*f_л\|_\sigma \mid t\in\mathscr{R}_\Xi)$. Нецентральное $\chi^2_{N-m,\delta}$ аппроксимировали центральным $c\chi^2_k$. Параметры c и k определяли из равенств средних и дисперсий [4]:

$$c\overline{\chi_k^2}=\overline{\chi^2_{N-m,\delta}},\quad Dc\chi_k^2=D\chi^2_{N-m,\delta}.$$

При интерпретации данных эксперимента использовалась реализуемая в ЭВМ статистика:

$$\eta=\inf(\|\xi-\mathscr{K}*f_л(t)-K\cdot\Delta(t)\|_\sigma^2 \mid t\in\mathscr{R}_\Xi)/c=$$

$$=\|\xi-\mathscr{K}*f_л(\hat{t})-K\cdot\Delta(\hat{t})\|_\sigma^2/c\sim\chi_k^2,$$

где

$$c=1+\frac{\hat{\delta}^2}{N-m+\hat{\delta}^2},\quad k=\frac{N-m+\hat{\delta}^2}{c}.$$

Обозначим вероятность события $(\chi^2_n < z) : P(\chi^2_n < z) = F_n(z)$. Вероятность

$$\beta(\xi) = 100\ \% \begin{cases} F_k(\eta) + 1 - F_k(k+\eta), & \eta < 2k, \\ 1 - F_k(\eta), & \eta \geqslant 2k, \end{cases}$$

характеризует состоятельность (по данному спектру ξ) модели спектра (физической модели взаимодействия излучения с веществом) и модели мёссбауэровского эксперимента и схемы расчета на ЭВМ, или, другими словами, характеризует надежность полученных результатов.

На рис. 3 изображен исходный мёссбауэровский спектр, полученный накоплением, для которого $L_0 \approx 2{,}1 \cdot 10^6$ и относительная точность измеренных отсчетов спектра порядка $2 \cdot 10^{-3} \approx 0{,}15\%$, а также рассчитанный на ЭВМ «теоретический спектр» $\mathscr{K} * f_л(\hat{t}) + K \cdot \Delta(\hat{t})$. На рис. 4 приведен спектр поглотителя $\psi(\hat{t})$. Внешнее согласие между экспери-

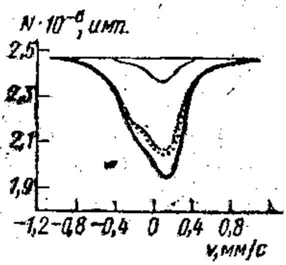

Рис. 3. Сравнение моделей спектров при $t = \hat{t}$. $\mathscr{K} * f_л + K \cdot \Delta$ — штриховая линия, $K \cdot f_д$ — точечная линия, $\mathscr{K} * f_л$ — сплошная линия. Отдельно выделена добавка $K \cdot \Delta$ — тонкая линия

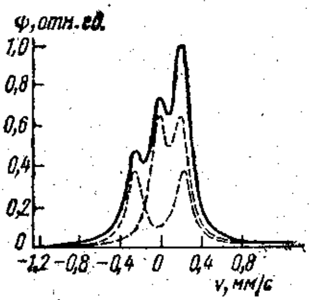

Рис. 4. Спектр поглотителя ψ для $NiFe_2O_4$ при $T = 973$ К; штриховыми линиями показаны квадрупольные дублеты, соответствующие ядрам ^{57}Fe в тетраэдрических и октаэдрических позициях

ментальным и «теоретическими» спектрами можно считать более чем удовлетворительным (на рис. 3 они изображаются одной линией), однако надежность $\beta(\xi)$ не превосходит 1%. Невысокая надежность полученных результатов говорит, по-видимому, о том, что если физическая модель верна, то модель эксперимента или сам эксперимент еще недостаточно совершенны. При высокоточных измерениях использование чисто линеаризованной модели $\mathscr{K} * f_л$ [5] и чисто дискретной модели $K \cdot f_д$ (дискретный аналог $\mathscr{K} * f$) [6] для оценивания параметров и интерпретации экспериментальных данных в разобранном примере накопительного эксперимента было недопустимо, так как при $t = \hat{t}$ имело место большое расхождение в моделях, в единицах хи-квадрат равное (см. рис. 3) $\|\xi - \mathscr{K} * f_л\|^2_\sigma \approx 41500$, $\|\xi - K \cdot f_д\|^2_\sigma \approx 700$. При этом размерность исходного спектра $\dim \mathscr{R} = N = 128$.

Таким образом, при интерпретации результатов эксперимента учитывались случайный характер излучения, способ измерения излучения и искажения, вносимые ЭВМ в обрабатываемые данные. Подобный учет может быть использован в других экспериментах для совершенствования способов измерений, методов обработки, анализа и интерпретации на ЭВМ данных эксперимента.

Автор благодарит Ю. П. Пытьева и А. Г. Свешникова за обсуждение проблемы интерпретации экспериментальных данных, а также В. И. Николаева и В. С. Русакова за предоставленный экспериментальный материал и неоднократные обсуждения физического содержания математической модели мёссбауэровского эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Николаев В. И. и др. ДАН СССР, 1981, 260, № 4, с. 848. [2] Пытьев Ю. П. ДАН СССР, 1979, 245, № 2, с. 315. [3] Коренчук А. Ф., Николаев В. И., Пытьев Ю. П., Русаков В. С., Свешников А. Г., Терентьев Е. Н. Новый метод повышения разрешения в эффекте Мёссбауэра. Препринт № 7/1981, физ. фак. МГУ, М., 1981. [4] Шеффе Г. Дисперсионный анализ. М.: Наука, 1980. [5] Николаев В. И., Русаков В. С., Якимов С. С. Программа обработки мёссбауэровских спектров. Препринт № 2541 ИАЭ им. Курчатова. М., 1975. [6] Василенко Г. И. Теория восстановления сигналов. М.: Сов. радио, 1979.

Поступила в редакцию
17.12.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 6

УДК 669.15.865 : 536.413.2

СМЕЩЕНИЯ АТОМОВ ТЕРБИЯ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ МАГНИТОУПОРЯДОЧИВАЮЩЕГОСЯ ИНТЕРМЕТАЛЛИДА $TbFe_2$

А. С. Илюшин, Л. А. Кириличева, А. П. Перов, Ю. В. Тебеньков

(кафедра физики твердого тела)

Из работы [1] известно, что интерметаллическое соединение $TbFe_2$ в парамагнитном состоянии изоструктурно фазе Лавеса $MgCu_2$ с пространственной группой O_h^7 — $Fd3m$ (тип $C15$). В работах [2—5] показано, что в магнитоупорядоченном состоянии, характеризующемся появлением спонтанного магнитного момента M вдоль направления $<111>$, структура интерметаллида $TbFe_2$ испытывает небольшие ромбоэдрические искажения из-за спонтанной магнитострикции. Однако в этих работах не было сделано полного определения кристаллической структуры интерметаллида $TbFe_2$. Теоретико-групповой и симметрийный анализ, проведенный в работе [6], показал, что единственной возможной пространственной (федоровской) группой, описывающей ромбоэдрическую структуру магнитоупорядоченного интерметаллида $TbFe_2$, является группа $R3m$—D^5_{3d}. В этом случае элементарная ячейка содержит шесть атомов, располагающихся в трех структурно неэквивалентных положениях: (a), $2(c)$, и $3(d)$ [7]. Атомы железа занимают положения (a) и $3(d)$ с координатами 000, 1/2 00, 0 1/2 0 и 00 1/2, а атомы тербия — положения $2(c)$ с координатами $3/8+x$, $3/8+x$, $3/8+x$ и $5/8-x$, $5/8-x$, $5/8-x$, т. е. для атомов тербия возможны смещения по направлениям $<111>$. Отсюда видно, что для полного определения кристаллической структуры $TbFe_2$ в магнитоупорядоченной фазе необходимо найти не только тип и размеры элементарной ячейки, но также и значения координат атомов тербия.

В настоящей работе проведено определение атомно-кристаллической структуры магнитоупорядоченного интерметаллического соединения $TbFe_2$ и изучено влияние температуры на закономерности ее трансформации.

Исследование проводилось методом низкотемпературной рентгено-