

УДК 548.735

М. И. Захарова  
Н. А. Хатанова  
Н. А. Козловская

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА  
ПЕРЕСЫЩЕННОГО ТВЕРДОГО  
РАСТВОРА В СПЛАВЕ Ti—Nb—Al

При изучении фазовых превращений в сплавах на основе титана было установлено, что при распаде пересыщенного  $\beta$ -твердого раствора с ОЦК-структурой вначале образуется метастабильная  $\omega$ -фаза с гексагональной решеткой, а затем формируется равновесная  $\alpha$ -фаза [1—3].  $\alpha$ -Фаза может существовать в двух ориентировках:  $\alpha$ -I, если ее ориентационное соответствие с матрицей удовлетворяет соотношению Бургерса, и  $\alpha$ -II, когда она выделяется как  $\{10\bar{1}2\} \langle 10\bar{1}1 \rangle$  — двойник по отношению к  $\alpha$ -I [4]. Однако, как показали работы [5—9], в процессе утонения фольги, изготавливаемой для электронно-микроскопического исследования, из пластинок после их отпуска в некоторых сплавах происходит спонтанная трансформация, в результате которой возникает кубическая гранецентрированная мартенситная фаза.

В данной работе изучались структурные состояния в сплаве Ti—Nb—Al после изотермических отпусков при 350 и 550°C. Для исследования применялись методы дифракции рентгеновских лучей на монокристаллах, дифракции электронов и электронной микроскопии на тонкой фольге. Сплав выплавлялся в дуговой печи в атмосфере очищенного аргона. Термообработка образцов проводилась в вакуумной печи при вакууме  $10^{-5}$  мм рт. ст. Образцы для электронной микроскопии получали из пластин сплава толщиной 1 мм, которые после термообработок утонялись вначале механически до толщины 30—35 мкм, а затем электрополировались в электролите, состоящем из равных частей HF, H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, HNO<sub>3</sub>. Монокристаллы получались методом электрополировки из столбика сплава длиной 10 мм с поперечным сечением 1 мм до тех пор, пока на конце столбика оставалось одно зерно. Съемка рентгенограмм из монокристалла проводилась на смешанном излучении Mo. Электронная микроскопия и микродифракция электронов проводились в электронном микроскопе «Tesla BS-613» при ускоряющем напряжении 80 кВ.

На рис. 1 приведена рентгенограмма, полученная от неподвижного монокристалла сплава после отпуска 12 ч при 350°C, ориентированного осями  $\langle 100 \rangle_{\beta}$  по лучу, вертикали и горизонтали. Излучение Mo

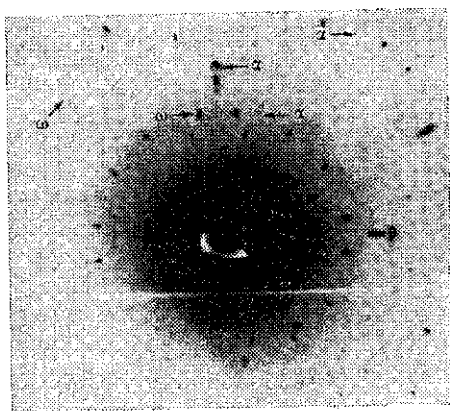


Рис. 1. Рентгенограмма неподвижного монокристалла сплава Ti—25 ат.% Nb—5 ат.% Al после отпуска 12 ч при 350°C, ориентированного осями  $\langle 100 \rangle_{\beta}$  по лучу, вертикали и горизонтали. Излучение Mo

На рис. 2, а показана электронограмма сплава, полученная после отпуска 12 ч при 350°C от фольги, нормаль к которой совпадает с  $[001]_{\beta}$ . Кроме максимумов матрицы на электронограмме видны дополнительные рефлексы в виде коротких интенсивных дуг, расположенных по дебаевским кольцам. Темнопольный снимок, сформированный дугообразным рефлексом, отмеченным на рис. 2, а кружком, показывает, что эти рефлексы относятся к выделениям (рис. 2, б). Значения межплоскостных расстояний, рассчитанные по дугообразным рефлексам, хорошо укладываются в ГЦК-структуру с параметром  $a_{\text{ГЦК}} = 4,37$  Å. Дугообразный характер рефлексов ГЦК-фазы связан с разориентировкой частиц ГЦК в пределах  $10^\circ$ . На рис. 2, в показана расчетная схема расположения узлов ГЦК-фазы или теоретическая электронограмма в плоскости  $(001)_{\beta}$  для случая ориентационного соотношения Бейна, когда  $(001)_{\beta} \parallel (110)_{\text{ГЦК}}$ ,  $[100]_{\beta} \parallel [110]_{\text{ГЦК}}$  и  $[010]_{\beta} \parallel [001]_{\text{ГЦК}}$ .

Как показывает сопоставление этой теоретической электронограммы с экспериментальной (рис. 2, а), расчетные рефлексы ГЦК совпадают с серединами дуг. Это

дает возможность проиндцировать рефлексы ГЦК-фазы и установить закономерную зависимость между параметрами решеток ОЦК- и ГЦК-структур, а именно:  $a_{\text{ГЦК}} = 4/3a_{\text{ОЦК}}$ . Экспериментально полученное значение  $a_{\text{ГЦК}} = 4,37 \text{ \AA}$  хорошо удовлетворяет этому соотношению для  $a_{\beta} = 3,27 \text{ \AA}$ .

После увеличения времени отпуска до 18 ч при  $350^{\circ}\text{C}$  или после 2–5 ч отпуска при  $550^{\circ}\text{C}$  на некоторых электронограммах наблюдаются рефлексы  $\alpha$ -I-фазы с гексагональной структурой, выделяющейся в решетке  $\beta$ -твердого раствора согласно ориентационному соотношению Бургера, когда  $(0001)_{\alpha} \parallel (110)_{\beta}$  и  $[11\bar{2}0]_{\alpha} \parallel [111]_{\beta}$  (рис. 3, а).

На других электронограммах после этих же термообработок наблюдаются рефлексы  $\alpha$ -II-фазы (рис. 3 б). Рефлексы  $\alpha$ -II-фазы, так же как и рефлексы ГЦК, имеют характер коротких интенсивных дуг, что является результатом разориентировки частиц  $\alpha$ -II относительно друг друга. Эта разориентировка хорошо видна на темнопольных изображениях, полученных в рефлексах  $\alpha$ -II. После отпуска в течение 10–26 ч при  $550^{\circ}\text{C}$  на всех электронограммах сплава кроме максимумов матрицы видны только рефлексы  $\alpha$ -II-фазы.

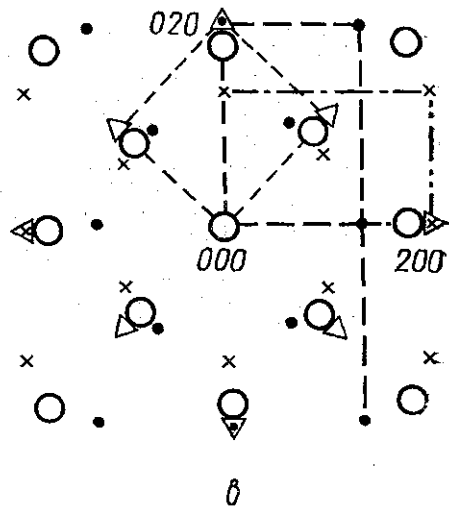
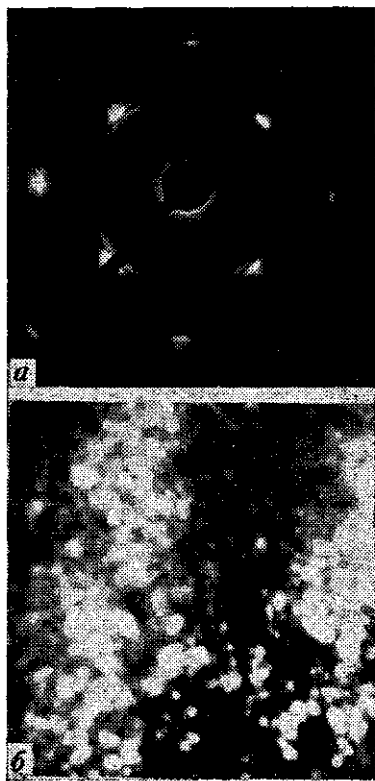


Рис. 2. Электронограмма и электронная микрофотография сплава после отпуска 12 ч при  $350^{\circ}\text{C}$ : а — электронограмма от фольги с нормалью по  $[001]_{\beta}$ , б — темнопольный снимок в рефлексе ГЦК, увел. ( $\times 38\,200$ ), в — схема электронограммы (O — ОЦК,  $\Delta$  —  $(100)_{\text{ГЦК}}$ ,  $\bullet$  —  $(0\bar{1}1)_{\text{ГЦК}}$ ,  $\times$  —  $(011)_{\text{ГЦК}}$ )

Структурные состояния сплава Ti—25 ат.% Nb—5 ат.% Al после различных термообработок, полученных методом дифракции электронов, представлены в таблице. Как видно из этой таблицы, на электронограммах сплава после отпуска при  $350^{\circ}\text{C}$  от 0,5 до 12 ч имеются рефлексы  $\beta$ - и ГЦК-фаз, на рентгенограмме монокристалла после 12 ч отпуска при той же температуре — отражения  $\beta$ -,  $\omega$ - и  $\alpha$ -I-фаз. Подобное же расхождение в фазовом составе по рентгенограммам монокристаллов и по электронограммам, полученным от фольги, обнаружено в работах [8, 9] при обстоятельном рентгеновском исследовании монокристаллов при разных временах отпуска и электронографическом исследовании фольги шести сплавов разного состава.

Результаты данной работы подтверждают правильность выводов работ [8, 9], что ГЦК-фаза образуется в процессе электрополировки за счет релаксации напряжений, возникающих в  $\beta$ -твердом растворе при выделении  $\omega$ -фазы, удельный объем которой больше, чем в  $\beta$ -матрице. В работах [5–8] указывалось, что при электронномикроскопическом исследовании тонкой фольги на микродифракциях появляются отра-

[Исследование распада ОЦК твердого раствора в сплаве Ti—Nb—Al с помощью дифракционной электронной микроскопии]

T °C	0	0,5 ч	1 ч	2 ч	4 ч	5 ч	6 ч	10 ч	12 ч	18 ч	26 ч
0	$\beta$	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
350	—	$\beta^+$ ГЦК	$\beta^+$ ГЦК	$\beta^+$ ГЦК	$\beta^+$ ГЦК	—	$\beta^+$ ГЦК	—	$\beta^+$ ГЦК	$\beta^+\alpha$ -I $\beta^+\alpha$ -II	—
550	—	—	—	$\beta^+\alpha$ -I $\beta^+\alpha$ -II	—	$\beta^+\alpha$ -I $\beta^+\alpha$ -II	—	$\beta^+$ $\alpha$ -II	—	—	$\beta^+\alpha$ -II

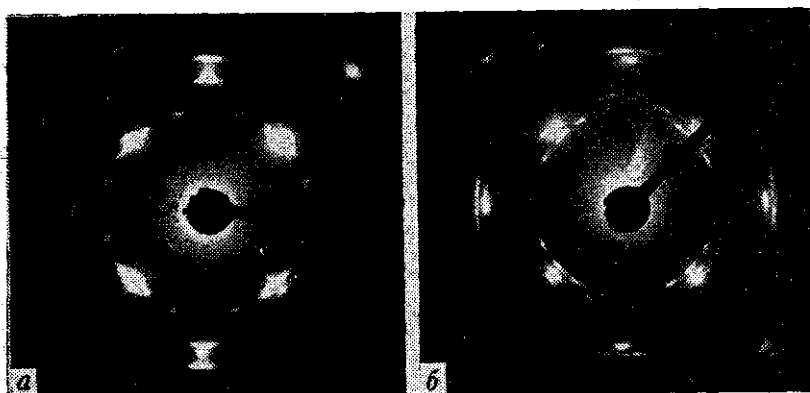


Рис. 3. Электронограммы сплава после отпуска 5 ч при 550°C: а — электронограмма с рефлексами  $\alpha$ -I-фазы, б — электронограмма с рефлексами  $\alpha$ -II-фазы (плоскость фольги  $(001)_\beta$ )

жения ГЦК-фазы, однако исследование только одним методом не позволило авторам объяснить физическую природу ее возникновения.

Проведенное исследование распада твердого раствора в сплаве Ti—25% Nb—5% Al показывает, что в процессе отпуска монокристаллов и поликристаллических пластинок при 350°C выделяются  $\omega$ - и  $\alpha$ -фазы, при электрополировке тонких фольг формируется ГЦК-фаза мартенситного типа благодаря релаксации упругих напряжений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Williams J. C. «Titanium science and technology», 1973, 3, 1433.
2. Hickman B. S. «J. of Mat. Science», 1969, 4, 554.
3. Koul M. K., Breed J. F. «Acta Met.», 1970, 18, N 6, 579.
4. Rhodes C. L., Williams J. C. «Metal. Trans.», 1975, 6A, 2103.
5. Hammond C., Kelly P. «Acta Met.», 1969, 17, 869.
6. Rhodes C. G., Williams J. C. «Metal. Trans.», 1975, 6A, august, 1670.
7. Back H. J., Kalis D. «Material Science», 1971, 6, 181.
8. Захарова М. И., Хунджуа А. Г. «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1977, вып. 7.
9. Захарова М. И., Киров С. А. В сб.: Сплавы редких металлов с особыми свойствами. Москва, 1977 (в печати).
10. Хатанова Н. А., Киров С. А., Захарова М. И. «Заводская лаборатория», 1977, 8.

И. Киров С. А., Хатанова Н. А., Захарова М. И. В сб.: Аппаратура и методы рентгеновского анализа. Л. (в печати).

Поступила в редакцию  
28.6 1977 г.  
Кафедра  
физики твердого тела

УДК 539.12(075)

Ю. Н. Колмаков  
Н. Ф. Нелипа  
М. Чайчиан

## АСИМПТОТИЧЕСКИ СВОБОДНЫЕ МОДЕЛИ И $G_2$ -ГРУППА

Возможность построения асимптотически свободных моделей квантовой теории поля, инвариантных относительно неабелевых групп  $SU(N)$  и  $O(N)$ , была рассмотрена впервые в [1, 2]. Было показано, что в случае стабильных точек такие модели с массивными полями Янга — Миллса построить не удается [3]. В некоторых случаях подобные модели построить можно, но только для фиксированных значений констант связи и масс [4—10]. Интересно рассмотреть возможность построения таких моделей для других неабелевых групп внутренней симметрии.

В настоящей работе исследована возможность построения асимптотически свободной модели, инвариантной относительно группы  $G_2$ .

Алгебра Ли группы  $G_2$  состоит из 14 семирядных матриц  $\lambda_c$  [11—12]. Размерности фундаментального и регулярного представлений равны соответственно 7 и 14.

Рассмотрим модель, содержащую 14-плет полей Янга — Миллса:  $B_\mu^a$  ( $m-7$ )-плетов спиноров  $\psi_k^a$ , спинорный синглет  $\xi$ , 7-плет скаляров  $\varphi^a$ . Лагранжиан такой модели, инвариантный относительно группы  $G_2$ , запишем в виде

$$L = L_B + \sum_{k=1}^m i \bar{\psi}_k^a \gamma^\mu \nabla_\mu^{ab} \psi_k^b + i \bar{\xi} \gamma^\mu \partial_\mu \xi + \\ + (\nabla_\mu^{ab} \varphi^b)^2 - h (\bar{\psi}_{(1)}^a \xi \varphi^a + \bar{\xi} \psi_{(1)}^a \varphi^{+a}) - \\ - \frac{f}{4} (\varphi^{+a} \varphi^a)^2 - f_1 U^{abcd} \varphi^{+a} \varphi^{+b} \varphi^c \varphi^d,$$

где

$$\nabla_\mu^{ab} = \partial_\mu \delta^{ab} + ig (\lambda_c)^{ab} B_\mu^c, \quad U^{abcd} = R^{ab} R^{cd},$$

$$R^{ab} = \delta_{1a} \delta_{4b} + \delta_{4a} \delta_{1b} + \delta_{6a} \delta_{6b} - \delta_{2a} \delta_{3b} - \delta_{3a} \delta_{2b} - \delta_{5a} \delta_{7b} - \delta_{7a} \delta_{5b}.$$

Система уравнений для эффективных зарядов  $G$ ,  $H$ ,  $F$ ,  $F_1$  выглядит следующим образом:

$$16\pi^2 \frac{dG^2}{dt} = -[172 - 16m] G^4, \quad G^2(0) = g^2,$$

$$16\pi^2 \frac{d\bar{H}^2}{dx} = 6\bar{H}^4 - (16m - 97) \bar{H}^2, \quad \bar{H}^2(0) = h^2/g^2,$$

$$16\pi^2 \frac{d\bar{F}}{dx} = 11\bar{F}^2 + 4\bar{F}\bar{F}_1 + 4\bar{F}_1^2 + 8\bar{F}\bar{H}^2 - (16m - 22) \bar{F} + 384 - 16\bar{H}^4, \quad \bar{F}(0) = \frac{f}{g^2},$$

$$16\pi^2 \frac{d\bar{F}_1}{dx} = 6\bar{F}\bar{F}_1 + 7\bar{F}_1^2 + 8\bar{F}_1\bar{H}^2 - (16m - 22) \bar{F}_1 + 192, \quad \bar{F}_1(0) = \frac{f_1}{g^2},$$

где

$$H = \bar{H}G, \quad F = \bar{F}G^2, \quad F_1 = \bar{F}_1G^2, \quad x = \frac{16\pi^2}{s_0} \ln \left( 1 + \frac{s_0}{16\pi^2} g^2 t \right); \quad s_0 = 172 - 16m.$$