

ФИЗИКА

П. Е. СТЕПАНОВ

РЕЛАКСАЦИОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В  
β-ЛАТУНИ ВБЛИЗИ ТОЧКИ КЮРИ

(Представлено академиком М. А. Леонтьевичем 8 VII 1950)

1. В β-латуни (сплаве меди и цинка с приблизительно 50% атомным составом, кристаллизующемся в объемно-центрированной кубической решетке), как известно, возможны процессы разупорядочения: „степень порядка“  $\bar{\eta}(T, p) = \frac{N'_{\text{Cu}} - N_{\text{Cu}}}{N'_{\text{Cu}} + N_{\text{Cu}}}$ , где  $N'_{\text{Cu}}$  — число атомов меди на „своих“ местах,  $N_{\text{Cu}}$  — число атомов меди на „чужих“ местах, являясь функцией температуры  $T$  и давления  $p$ , претерпевает значительные непрерывные изменения при изменении  $T$  и  $p$ . Переход в совершенно неупорядоченное состояние, с  $\bar{\eta} = 0$ , когда симметрия решетки становится другой, происходит при обычных давлениях, т. е. практически при  $p = 0$ , также непрерывно, т. е. это переход 2-го рода. Температура перехода („точка Кюри“)  $T_C = 740^\circ\text{K}$ .

Упругие колебания, возбужденные в β-латуни, должны вызывать запаздывающие колебания  $\eta$  неравновесной степени порядка. Оценить связанное с этим поглощение в настоящее время, за недостатком экспериментальных данных, не представляется возможным, если речь не идет о состояниях вблизи точки Кюри. Цель настоящей статьи — оценить это поглощение вблизи точки Кюри.

2. Предполагая, что временное изменение  $\eta$  дается уравнением

$$\frac{d\eta}{dt} = -\frac{1}{\tau}(\eta - \bar{\eta}),$$

где  $\tau$  — константа („время релаксации“), можно вывести следующую формулу для логарифмического декремента  $\beta$  затухания колебаний сжатия в образце β-латуни:

$$\beta = \frac{\pi}{\omega\tau} \left( \frac{E^\eta}{E} - 1 \right) \frac{(\omega\tau E/E^\eta)^2}{1 + (\omega\tau E/E^\eta)^2}. \quad (1)$$

Здесь  $\omega$  — частота колебаний;  $E$  и  $E^\eta$  — модули Юнга, равновесный и при постоянном  $\eta$ , соответственно;  $E^{-1} = s_{11} - (2s_{12} - s_{44})(l^2m^2 + m^2n^2 + n^2l^2)$ ;  $s_{ij}$  — коэффициенты упругости;  $l$ ,  $m$ ,  $n$  — направление растяжения относительно кристаллографических осей. Аналогичная формула может быть написана для  $E^\eta$ . Уравнение (1), разумеется, справедливо при любой температуре ниже точки Кюри.

3. Переходя к численной оценке (1), мы начинаем с оценки  $\tau$ . Время релаксации степени порядка в сплаве есть среднее время обмена соседних атомов своими местами. В настоящее время существует возможность сравнительно точного определения времени обмена ме-

стами соседних атомов Cu и Zn в  $\alpha$ -латуни. Этим можно, по нашему мнению, воспользоваться, чтобы составить себе приблизительное представление о величине такого времени для  $\beta$ -латуни.

В статье <sup>(1)</sup> Зинер объясняет наблюдавшееся им ранее высокое поглощение упругих колебаний в  $\alpha$ -латуни перераспределением атомов Cu и Zn по узлам решетки. При  $\omega = 620$  гц максимум поглощения наблюдается при  $T = 700^\circ\text{K}$ . Из этого мы заключаем, что для  $\alpha$ -латуни при  $T = 700^\circ\text{K}$   $\tau \approx 1/600$  сек. При более рыхлой структуре, которой обладает  $\beta$ -латунь, нужно ожидать, что для нее  $\tau$  будет меньше. Мы полагаем, что вероятным значением  $\tau$  для  $\beta$ -латуни вблизи точки Кюри является значение  $\tau \approx 1/2000$  сек. С этим числом не находятся в противоречии оценки, сделанные из других оснований (закалка, диффузия), одно из которых будет указано ниже в связи с обсуждением значения модуля Юнга. Приведенное в качестве вероятного значение  $\tau$  достаточно велико, чтобы, для образцов лабораторного масштаба, оправдать выражение (1), написанное в терминах модуля Юнга, а не в терминах „фоттовских“ модулей упругости  $c_{ij}$ .

4. Рейнегарт <sup>(2)</sup> и Гуд <sup>(3)</sup>, пользуясь методом „составного пьезосциллятора“, измеряли модули упругости  $\beta$ -латуни в широком интервале температур, включающем точку Кюри. Они не обнаружили скачка модулей в точке Кюри, а обнаружили лишь излом. Из этого мы (вступая в противоречие с <sup>(4)</sup>) делаем заключение не в том смысле, что скачок модулей упругости так мал, что ускользает от наблюдения, а в том, что частота, на которой работали упомянутые авторы, была достаточно высока ( $\approx 10^5$  гц), чтобы в эксперименте фиксировались  $E^\eta$  (не испытывающие скачков в точке Кюри), а не  $E$ .

Однако численные значения, полученные в (3), были подвергнуты критике <sup>(5)</sup>. Если внести в результаты Гуда, относящиеся к состоянию кристалла в точке Кюри, такие же исправления, какие предложены для комнатных температур <sup>(5)</sup>, то получатся следующие значения адиабатных коэффициентов упругости  $s_{ij}^\eta$  при постоянной степени порядка для  $\beta$ -латуни в точке Кюри:

$$s_{11}^\eta = 4,97; \quad s_{12}^\eta = -2,36; \quad s_{44}^\eta = 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{дин.}$$

Эти значения  $s_{ij}^\eta$  дают, между прочим, для коэффициента Пуассона по тетрагональной оси  $\sigma_{100}^\eta$  значение, равное 0,47, что хорошо согласуется <sup>(6)</sup> с тепловым поведением (малое значение энтропии разупорядочения)  $\beta$ -латуни. Этого нельзя сказать о неисправленах значениях  $s_{ij}^\eta$  Гуда. Обращает на себя внимание высокая упругая анизотропия  $\beta$ -латуни: отношение модуля Юнга по тригональной оси к таковому по тетрагональной оси  $\frac{E^\eta [111]}{E^\eta [100]} = 8,6$ .

5. Измерений  $E$  не производилось. Вблизи точки Кюри заключения о значении  $E$  можно сделать на основании термодинамических соотношений, так как, очевидно, у точки Кюри (слева, т. е. с низкотемпературной стороны) разность  $E^\eta - E$  равна скачку  $E$  в точке Кюри.

Для смещения точки Кюри под влиянием растягивающих напряжений  $\sigma_{ij}$  имеем соотношения:

$$-\left(\frac{\partial T}{\partial \sigma_{ij}}\right)_\eta = \frac{T \Delta \alpha_{ij}}{\Delta c^\sigma} = \frac{\Delta s_{ijkl}^T}{\Delta \alpha_{kl}}. \quad (2)$$

$\Delta c^\sigma, \Delta \alpha_{ij}, \Delta s_{ijkl}^T$  — скачки в точке Кюри плотности теплоемкости при постоянном напряжении, коэффициентов теплового расширения и изотермических коэффициентов упругости (здесь они выписаны в 4-значковых, тензорных обозначениях), соответственно.

Уравнение (2) содержит лишь два соотношения ввиду равенств  $\Delta\alpha_{ij} = \Delta\alpha_{\delta_{ij}}$ ,  $\Delta s_{ijkl}^T = \Delta s_{11}^T \delta_{ij} \delta_{kl}$  ( $\delta_{ij}$  — символ Кронекера), которые можно вывести из соображений симметрии. Определить  $\Delta s_{11}^T$  из (2) можно, пользуясь экспериментальным значением  $\Delta c^\sigma$  (7) и учитя, что, согласно грубому расчету, сделанному на основе атомных представлений в (6),  $\left(\frac{\partial T}{\partial \sigma_{11}}\right)_\eta \approx \approx 10^{-2}$  град / атм. Получается  $\Delta s_{11}^T = 6,6 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup> / дин. Ввиду возможной неточности в значении  $\left(\frac{\partial T}{\partial \sigma_{11}}\right)_\eta$ , входящем в выражение для  $\Delta s_{11}^T$  в квадрате, мы будем полагать лишь, что  $\Delta s_{11}^T \approx 10^{-12}$  см<sup>2</sup> / дин.

Если неравновесные значения адиабатных коэффициентов упругости

$$s_{ij}^\eta = s_{ij}^{T\eta} - \frac{T\alpha^{\eta^2}}{c^{\sigma\eta}}$$

(значки  $\eta$  вверху означают, что соответствующая величина должна быть взята при постоянной  $\eta$ ) мало отличаются от таковых изотермических, то для равновесных значений

$$s_{ij} = s_{ij}^T - \frac{T\alpha^2}{c^\sigma} = s_{ij}^T - \Delta s_{ij}^T \frac{(1 + \alpha^\eta / \Delta\alpha)^2}{1 + c^{\sigma\eta} / \Delta c^\sigma}$$

это уже не имеет места, а следовательно, и нельзя полагать  $\Delta s_{11}$  равными  $\Delta s_{11}^T$ .

Как нетрудно видеть,  $\Delta s_{11} \equiv s_{11} - s_{11}^\eta < \Delta s_{11}^T$ , но существенного различия между значениями этих двух величин нет, если речь не идет о „ $\lambda$ -точке“, где скачки растут в бесконечность. Ориентировочная численная оценка поглощения (6) основана на следующем значении скачка адиабатного коэффициента упругости  $s_{11}$   $\beta$ -латуни в точке Кюри:  $\Delta s_{11} = 0,3 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup> / дин. При этом  $E^\eta$  [100] будет превышать  $E$  [100] на 6%, а  $E^\eta$  [111] превысит  $E$  [111] в полтора раза.

6. Используя указанные значения  $E^\eta / E$ , находим анизотропию частоты максимального поглощения  $\frac{\omega_m[111]}{\omega_m[100]} = 1,5$  и анизотропию максимального поглощения  $\frac{\beta_m[111]}{\beta_m[100]} = 6$ . Эти результаты не зависят от значения  $\tau$ . Второй из них слабо чувствителен к значению  $\Delta s_{11}$ . Он определяется упругой анизотропией кристалла, твердо установленной на опыте.

Как видно из (1), величина максимального поглощения  $\beta_m$  определяется значением относительного скачка модуля Юнга в точке Кюри  $(E^\eta - E) / E$ . Из приведенной оценки этого отношения следует, что нужно ожидать высокого значения  $\beta_m$ . Даже для тетрагонального направления оно составит около 0,1. Это поглощение было бы нетрудно выделить и в экспериментах на поликристаллических образцах не только ввиду его большой величины, но и по той причине, что межкристаллитная теплопроводность как механизм поглощения колебаний проявляет себя на мелкокристаллических образцах (в опытах (8) были крупнокристаллические образцы) лишь при более высоких, чем  $\omega_m$ , частотах и поэтому не будет маскировать обсуждаемое релаксационное поглощение. С другой стороны, „поперечная теплопроводность“, учет влияния которой может при определенной постановке эксперимента оказаться необходимым, дает максимум поглощения при частотах, значительно более низких, чем  $\omega_m$  (при толщине колеблющейся пластиинки порядка 1 мм).

7. В равенстве  $\Delta s_{44} = 0$  находит выражение независимость степени порядка от напряжений сдвига. Отсутствие релаксационного поглощения колебаний сдвига (декремент затухания сдвиговых колебаний, пропорциональный величине  $(s_{44} - s_{44}^0) / s_{44} = \Delta s_{44} / s_{44}$ , равен нулю) из этого становится физически понятным: колебания сдвига происходят при постоянном  $\eta$ .

Физический институт им. П. Н. Лебедев  
Академии наук СССР и  
Молотовский государственный университет

Поступило  
6 VII 1950

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> C. Zener, Phys. Rev., **71**, 34 (1947). <sup>2</sup> J. Reinchart, ibid., **58**, 365 (1940).  
<sup>3</sup> W. Good, ibid., **60**, 605 (1940). <sup>4</sup> Л. Холденко, ЖЭТФ, **18**, 812 (1948).  
<sup>5</sup> E. Lazarus, Phys. Rev., **74**, 1726 (1948). <sup>6</sup> П. Степанов, ЖЭТФ, **10**, 103 (1940).  
<sup>7</sup> C. Sykes and H. Wilkinson, Journ. Inst. Metals, **61**, 233 (1937). <sup>8</sup> C. Zener, Phys. Rev., **56**, 343 (1939).