

## О ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЕ ХРОМА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Г.Барьяхтар

В работе дан расчет магнитной фазовой диаграммы хрома. На плоскости магнитное поле  $H$  — температура  $T$ . Показано, что при достаточном отклонении магнитного поля от направления волнового вектора волны спиновой плотности, кривая переориентационного фазового перехода имеет точку окончания на плоскости  $H - T$ . Рассчитаны координаты критической точки как функции угла отклонения магнитного поля.

1. Исследованию магнитных свойств хрома посвящено большое число работ [1, 2]. Известно [1], что после перехода через температуру Нееля магнитному упорядочению в хrome соответствует поперечно поляризованная волна спиновой плотности (ВСП). Вектор  $\mathbf{k}$  ВСП несоизмерим с периодом решетки, но мало отличается от того значения, которое соответствует антиферромагнитному упорядочению. При температуре  $T_{sf}$  происходит спин-переориентационный фазовый переход, по идимому, первого рода, при котором поляризация ВСП меняется с поперечной (относительно вектора  $\mathbf{k}$ ) на продольную [1]. Представляет интерес исследовать влияние величины и направления внешнего магнитного поля на спин-переориентационный фазовый переход в хrome.

2. Для построения фазовой диаграммы будем исходить из следующего выражения для свободной энергии

$$\Phi = Bm^2 - mH + \frac{1}{2} \beta_1 |s_{\mathbf{k}}^z|^2 + \frac{1}{4} \beta_2 |s_{\mathbf{k}}^z|^4, \quad (1)$$

где  $m$  — намагниченность,  $s_{\mathbf{k}}$  — амплитуда ВСП,  $B$  — обменная постоянная,  $\beta_1$  и  $\beta_2$  — первая и вторая константы магнитной анизотропии, (ось анизотропии  $z$  параллельна вектору  $\mathbf{k}$ ). При написании выражения

(1) мы учли, что при переходе в магнитоупорядоченное состояние решетка хрома превращается из ОЦК в ромбическую, весьма близкую к тетрагональной [3]. Магнитная анизотропия возникает благодаря тому, что вектор  $\mathbf{k}$  выделяет ось анизотропии. Изменением направления вектора  $\mathbf{k}$  в решетке будем пренебрегать на том основании, что переориентация вектора  $\mathbf{k}$  ВСП связана с определенной перестройкой поверхности Ферми, т. е. требует энергии порядка электронных. Энергия же магнитной анизотропии значительно меньше электронной. Мы для простоты не учитываем малых слагаемых в энергии анизотропии, связанных с намагничиванием. Учет их приводит к малым поправкам к полученным результатам, но значительно загромождает выкладки. Мы пренебрегаем также парапроцессом так как в области температур  $T < T_{sf}$  ( $T_{sf} = 123,5\text{К}$ ,  $T_N = 311\text{К}$ ) как известно [4] амплитуда поляризации ВСП практически не зависит от температуры. На этом основании мы не учитываем вклада в свободную энергию от энтропии спиновой системы и слагаемых типа  $m^2(\mathbf{s}_k \mathbf{s}_{-k})$ ;  $(m\mathbf{s}_k)(m\mathbf{s}_{-k})$ .

3. Минимизируя (1) с учетом условия ортогональности векторов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{s}_k$ , можно найти основные состояния системы и кривые фазовых переходов. Приведем результаты. Если магнитное поле  $H$  параллельно оси  $z$ , то  $m = \chi_{\perp} H \sin\theta$ , устойчивыми являются состояния:

1.  $\theta_1 = 0$  если  $\beta_1 |s_k|^2 + \beta_2 |s_k|^4 + \chi_{\perp}^2 H^2 \leq 0$
2.  $\theta_2 = \pi/2$  если  $\beta_2 |s_k|^2 + \chi_{\perp}^2 H^2 \geq 0$
3.  $\cos^2\theta_3 = -(\beta_1 |s_k|^2 + \chi_{\perp}^2 H^2)/\beta_2 |s_k|^4$  если  $\beta_2 > 0$ ,

где  $\chi_{\perp} = 1/2B$  и  $\theta$  — угол между вектором антиферромагнетизма  $\mathbf{s}_k$  и осью анизотропии. Из приведенного набора решений видно, что при  $\beta_2 < 0$  устойчивыми являются два состояния  $\theta_1 = 0$ ,  $\theta_2 = \pi/2$ . Кривая фазового перехода определяется из условия  $\Phi_1 = -\Phi_2$ , которое имеет вид:

$$\beta + \chi_{\perp}^2 H^2 = 0; \quad \beta = \beta_1 |s_k|^2 + \frac{1}{2} \beta_2 |s_k|^4 \quad (3)$$

или

$$H = H_{sf} = \sqrt{|\beta|/\chi_{\perp}^2} \quad (3a)$$

В отсутствие магнитного поля при  $T = T_{sf}$  поле  $H_{sf}$  обращается в нуль, поэтому  $\beta = 0$  при  $T = T_{sf}$ . Разлагая  $\beta$  в окрестности  $T_{sf}$  в ряд по степеням  $T - T_{sf}$  перепишем (3) в виде<sup>1)</sup>.

$$T_{sf}(H) = T_{sf}(0)[1 - \chi_{\perp}^2 H^2/\beta^* T_{sf}(0)], \quad (4)$$

где

$$\beta^* = \left( \frac{d\beta}{dT} \right)_{T=T_{sf}}; \quad \beta(T_{sf}) = 0.$$

<sup>1)</sup> В соответствии с обычными представлениями будем считать  $\beta_2 = \text{const}$  и учитывать зависимость от температуры только константы  $\beta_1$ .

Этот результат совпадает с зависимостью температуры спин-переориентационного перехода от поля, полученным в [1] другим методом. Формула (3а) определяет поля спин-флопа при заданной температуре.

Если константа  $\beta_2 > 0$ , то устойчивыми являются три фазы, границы перехода между ними определяются из условий

$$\beta_2 |s_k|^4 = -(\beta_1 |s_k|^2 + \chi_{\perp} H^2) \text{ для перехода } \Phi_1 \rightleftharpoons \Phi_3 \quad (5)$$

и 
$$\beta_1 |s_k|^2 + \chi_{\perp} H^2 = 0 \text{ для перехода } \Phi_2 \rightleftharpoons \Phi_3. \quad (6)$$

Эти два фазовых перехода, как нетрудно видеть являются фазовыми переходами второго рода. При переходе  $\Phi_1 \rightleftharpoons \Phi_3$  меняется порядок оси симметрии, при переходе  $\Phi_2 \rightarrow \Phi_3$  исчезает плоскость симметрии. Состояния же системы при этих переходах меняются непрерывно. Интервал перехода определяется величиной  $\beta_2$ .

Разлагая  $\beta_1$  в ряд по температуре, представим (5) и (6) в виде

$$T_{13} = T_0 - (\beta_2 |s_k|^4 + \chi_{\perp} H^2) / \beta_1'; \quad T_{23} = T_0 - \chi_{\perp} H^2 / \beta_1', \quad (7)$$

где 
$$\beta_1' = |s_k|^2 \left( \frac{d\beta_1}{dT} \right)_{T=T_0} \text{ и } \beta_1(T_0) = 0.$$

Магнитное поле перпендикулярное оси анизотропии, в модели с энергией (1) не оказывает влияния на температуру спин-переориентационного перехода.

При получении результатов (2) – (7), как уже отмечалось, мы пренебрегали парапроцессом. Поэтому они справедливы если  $T < 1/2 T_N$  и  $H \ll H_E$ , ( $H_E = k_B T_N / \mu_0$ ,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $\mu_0$  – магнетон Бора). Нетрудно убедиться, что эти условия выполняются для кри- вых фазовых переходов.

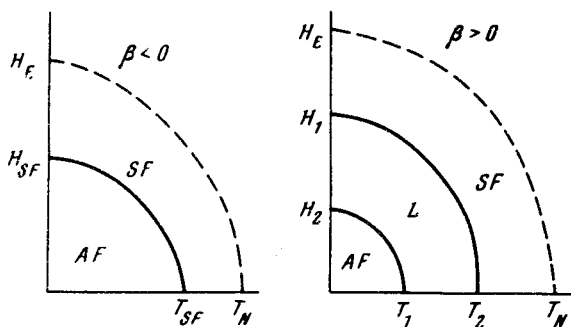


Рис. 1

4. Схематически фазовые диаграммы на плоскости  $H - T$  изображены на рис. 1 и рис. 2. При изменении угла между внешним магнитным полем и осью анизотропии фазовые диаграммы рис. 1 должны переходить в фазовые диаграммы рис. 2.

Вопрос о поведении фазовой точки на оси  $H$  в случае спин-флоп фазового перехода первого рода при отклонении магнитного поля от оси анизотропии рассматривался в работах [5, 6]. Было показано, что существует некий критический угол  $\psi_{кр}$  между магнитным полем и осью анизотропии и при  $\psi > \psi_{кр}$  фазовый переход отсутствует. Эти

результаты дают основание полагать, что в нашем случае кривые фазового перехода начиная с некоторых углов  $\psi_{кр}$  будут иметь точку (точки) окончания, что представлено схематически на рис. 3.

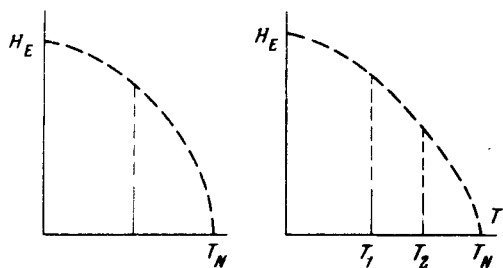


Рис. 2

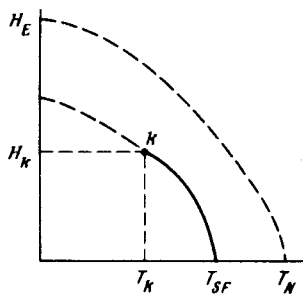


Рис. 3

Исходя из выражения (1) можно найти "траекторию" движения точки "K" на плоскости  $H - T$  при изменении угла  $\psi$ . Если  $\psi_{кр}(0) \leq \psi \leq \pi/8$ , то зависимость  $H_k(\psi)$ ,  $T_k(\psi)$  определяется формулами:

$$\beta(T) = \frac{1}{2} \beta_2 |s_k|^2 \operatorname{ctg} 2\psi; \quad \chi_{\perp} H_k^2 \sin 2\psi = \frac{\beta_2 |s_k|^2}{2}; \quad \operatorname{tg} 2\psi_{кр}(0) = \frac{\beta_2 |s_k|^2}{2\beta} \Big|_{T=}$$

Для определения  $T_k(\psi)$  нужно знать зависимость  $\beta(T)$ . В окрестности  $T_{sf}$  имеем

$$T_k(\psi) = T_{sf} + \frac{\operatorname{ctg} 2\psi}{2\beta' \beta_2 |s_k|^2}; \quad H_k^2(\psi) = \frac{\beta_2 |s_k|^2}{2\chi_{\perp} \sin 2\psi} \quad (8')$$

Работа была выполнена во время пребывания автора на физическом факультете университета г. Торонто. В настоящее время, как автору сообщил профессор Фосет, эксперименты по поглощению ультразвука в монокристаллическом хrome, проведенные им и его сотрудниками, подтверждают предложенную в данной работе картину ориентационных фазовых переходов в хrome в зависимости от величины и направления магнитного поля. В частности, Фосетом с сотрудниками обнаружена точка окончания кривой фазового перехода на плоскости  $H - T$ .

Автор благодарит профессора Фосета за многочисленные плодотворные дискуссии и ознакомление с результатами экспериментального исследования фазовой диаграммы хрома до ее опубликования, Яблонского, Федер и Лоренца за обсуждение результатов.

Донецкий

физико-технический институт  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
10 сентября 1979 г.

### Литература

[1] R. Street, B. C. Mauday, B. Window. J. Appl. Phys., 39, 1050, 1968.

- [2] A.Arrott, "Magnetism", G.Rado, H.Shui Eds, Vol. II B, Acad. Press Inc. NY 1966.
- [3] M.O.Steinetz, E.Fawcett, C.E.Burleson, T.A.Schaefer, L.O.Frushman, T.A.Marcus. Phys. Rev., B5, 3675, 1972.
- [4] S.A.Werner, A.Arrott, H.Kendrick. Phys. Rev., 155, 528, 1967.
- [5] Г.К.Чепурных. ФТТ, 10, 1917, 1968.
- [6] В.А.Попов. В.И.Скиданенко. Тр ФТИНТ АН УССР, Физика конденсированного состояния, вып. УП, стр. 49, Харьков, 1970.
-