

УДК 669.292.776 : 536.424.1

© 1990

УСТОЙЧИВОСТЬ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ФАЗ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СЛОИСТОМ СОЕДИНЕНИИ $1T-VSe_2$

И. Г. Кулеев, В. В. Кондратьев

Проанализирована устойчивость низкотемпературных фаз в слоистом соединении $1T-VSe_2$ относительно малых флуктуаций параметра порядка. Показано, что в $1T-VSe_2$ устойчивой является $2q'$ -фаза с амплитудами волн зарядовой плотности (ВЗП) (Δ, Δ, δ) , причем имеется область параметров теории Ландау, в которой $|\delta/\Delta| \ll 1$. Найден, что в $1T-VSe_2$ могут быть два типа $3q$ -фаз с различной фазировкой ВЗП. Определены области устойчивости и возможные последовательности фазовых переходов в $1T-VSe_2$.

В работе [1] была развита теория Ландау для описания последовательности структурных фазовых переходов (ФП) в слоистом соединении $1T-VSe_2$. Основа этого подхода к проблеме ФП с образованием волн зарядовой плотности (ВЗП) в слоистых структурах дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) типа $TaSe_2$ была ранее разработана Мак-Милланом [2] и другими авторами [3-5]. Из экспериментальных исследований [6-8] известно, что в $1T-VSe_2$ при $T < T_0 = 110$ К происходит переход из нормальной в $3q$ -фазу ($N \rightarrow 3q$) с образованием в плоскости слоя, соизмеримой с исходной решеткой сверхструктуры ($a' = 4a$), причем амплитуды всех трех ВЗП в $3q$ -фазе равны ($\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_3$), но несоизмеримой в поперечном направлении. Ниже 80 К происходит второй ФП $3q \rightarrow 2q$, при котором одна из трех волн исчезает, а параметр несоизмеримости вдоль оси с увеличивается [8].

Ранее [1] нами были определены фазировки ВЗП и структура возможных низкотемпературных фаз и построена диаграмма фазовых переходов в $1T-VSe_2$. В данной работе мы уточним некоторые результаты [1], рассмотрев дополнительно вопрос об устойчивости низкотемпературных фаз относительно малых флуктуаций параметра порядка. Что касается $3q$ -фазы и ФП $N \rightarrow 3q$, то результаты [1] остаются практически без изменения, за исключением того, что возможно существование двух типов $3q$ -фаз, отличающихся фазировкой ВЗП. Однако $2q$ -фаза $(\Delta, \Delta, 0)$ при любых значениях параметров теории Ландау оказывается неустойчивой относительно флуктуаций. Устойчивой же может быть фаза с амплитудами ВЗП (Δ, Δ, δ) , причем имеется область изменения параметров, в которой $|\delta/\Delta| \ll 1$. Сделан вывод, что в этом случае следует рассматривать $2q$ -фазу в свете имеющихся к настоящему времени экспериментальных данных [8].

1. Фазовая минимизация и устойчивость по отношению к флуктуациям фаз ВЗП

Фазовая часть свободной энергии, отнесенная к одному слою, для $1T-VSe_2$ в общем случае имеет вид [1]

$$F_{\delta}^{(1)} = -D_0 \Delta_1 \Delta_2 \Delta_3 \cos \left(\sum_{j=1}^3 \theta_j \right) + E_1 \sum_{j=1}^3 \Delta_j^4 \cos (4\theta_j), \quad (1)$$

где D_0, E_1 — параметры теории Ландау; θ_j — фазы ВЗП. Определение равновесных фазировок, обеспечивающих минимум, состоит в решении уравнений $\partial F / \partial \theta_j = 0$ и требовании, чтобы эти решения удовлетворяли условиям положительности всех главных миноров детерминанта устойчивости $\|\partial^2 F / \partial \theta_j \partial \theta_k\|$, включая и сам детерминант.

В случае $3q$ -фазы (Δ, Δ, Δ) решения, полученные в [1], удовлетворяют этим условиям устойчивости. Здесь следует только добавить, что при $E_1 > 0$ возможно существование двух $3q$ -фаз, отличающихся фазировкой ВЗП: $\theta_j = \pi/2 \cdot n_j \pm 2\pi/3$ при $|D_0| \gg 4E_1\Delta$ ($3q_1$ -фаза) и $\theta_j = \pi/2 \cdot n_j + \pi/4$ при $|D_0| \ll 4E_1\Delta$ ($3q_2$ -фаза). Используя подход, изложенный в [1], построим распределение зарядовой плотности и карту атомных смещений в элементарной ячейке $3q_2$ -фазы (рис. 1). В случае $D_0 < 0$ имеются четыре неэквивалентные позиции атомов V с кратностью заполнения 1 : 9 : 3 : 3.

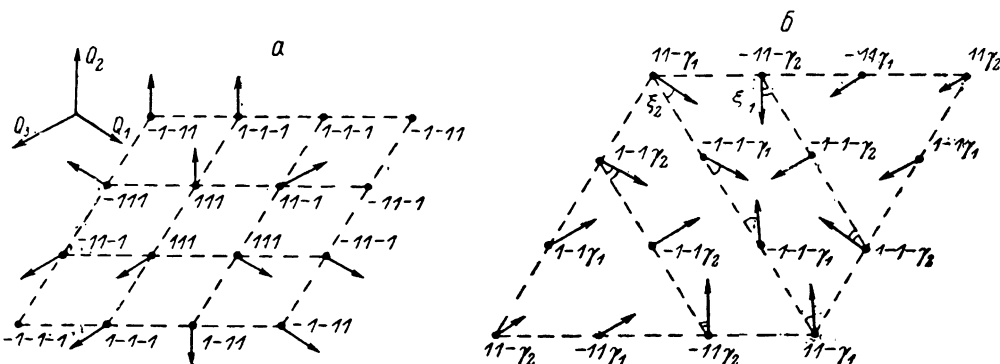


Рис. 1. Распределение зарядовой плотности на узлах подрешетки ванадия и смещения атомов V в $3q_2$ -фазе при $E_1 > 0$ и $D_0 < 0$ (а) и в $2q'$ -фазе при $E_1 > 0$ и $D_0 < 0$ (б).

Для каждого узла цифрами указаны нормированные амплитуды трех ВЗП с волновыми векторами Q_1, Q_2, Q_3 . Стрелки показывают направление и относительную величину атомных смещений. $\xi_1 = \sqrt{2}(\delta/\Delta) \cos \psi$, $\xi_2 = \sqrt{2}(\delta/\Delta) \sin \psi$. Углы поворота векторов смещений от линии, короткой диагонали ξ_1, ξ_2 , при $D_0 > 0$ они меняют знак.

При $D_0 > 0$ направление всех векторов смещений атомов V изменится на противоположное. Симметрия сверхструктуры $3q_2$ -фазы, как и $3q_1$, — $3m$. В общем случае $|D_0| \sim 4E_1\Delta$ фазы волн θ_j , сложным образом выражаются через параметр порядка.

Рассмотрим теперь фазу (Δ, Δ, δ), которую далее будем обозначать как $2q'$. Из условий экстремума $F_0^{(1)}$ следуют три уравнения для определения θ_j ,

$$\sin(4\theta_1) = \sin(4\theta_2) = \left(\frac{\delta}{\Delta}\right)^4 \sin(4\theta_3) = \frac{D_0 \delta}{4E_1 \Delta^2} \sin\left(\sum_{j=1}^3 \theta_j\right). \quad (2)$$

При $E_1 > 0^1$ общее решение системы (2) ищем в виде

$$\theta_{1,2} = \frac{\pi}{2} n_{1,2} + \frac{\pi}{4} - \xi, \quad \theta_3 = \frac{\pi}{2} n_3 + \psi, \quad n_j = 0, \pm 1, \dots \quad (3)$$

Тогда для нахождения углов ξ и ψ необходимо решить совместно два трансцендентных уравнения

$$\sin(4\xi) = \left(\frac{\delta}{\Delta}\right)^4 \sin(4\psi), \quad \sin(4\psi) = \frac{\mu}{4} \sin\left[\frac{\pi}{2}\left(1 + \sum_{j=1}^3 n_j\right) + \psi - 2\xi\right], \quad (4)$$

где параметр $\mu = D_0 \Delta^2 / E_1 \delta^3$. При $|\delta/\Delta| \ll 1$ можно положить $\xi = 0$. В результате остается одно уравнение для определения

$$\sin 4\varphi = \frac{\mu}{4} \sin \varphi, \quad \varphi = \frac{\pi}{2} \left(1 + \sum_{j=1}^3 n_j\right) + \psi, \quad (5)$$

¹ При $E_1 < 0$ $2q'$ -фаза неустойчива относительно флуктуаций амплитуд ВЗП.

а из условий устойчивости относительно флуктуаций фаз ВЗП следует неравенство

$$\mu/16 \cdot \cos \varphi - \cos 4\varphi > 0, \quad (6)$$

которое определяет область допустимых значений углов $0 < |\varphi| < < 0.365\pi$. Уравнение (5) имеет тривиальное решение $\sin \varphi = 0$ ($\varphi = \pi n$), которое устойчиво при $\mu > 16$. Фазовая часть свободной энергии в этом приближении имеет вид

$$F_{\delta}^{(1)} = -D_0 \Delta^2 \delta \cos \varphi - 2E_1 \Delta^4 + E_1 \delta^4 \cos 4\varphi. \quad (7)$$

При $|\mu| \ll 16$ можно получить $\cos \varphi = \pm(1/2 + \sqrt{2\mu/64})^{0.5}$ и $\varphi \rightarrow \pi/4$ при $\mu \rightarrow 0$, однако при $\varphi = \pi/4$ $2q'$ -фаза не существует, поэтому параметр μ не должен быть слишком малым.

Воспользовавшись выражениями (12), (13) из [1], построим распределение зарядовой плотности (РЗП) и карту атомных смещений в $2q'$ -фазе при $\delta > 0$ (рис. 1, б). В этом случае, как и для $2q$ -фазы ($\Delta, \Delta, 0$), все атомы ванадия смещены вовнутрь элементарной ячейки. Из сравнения рис. 1 с рис. 4 из [1] видно, что векторы смещений атомов, параллельные длинной диагонали в фазах $2q$ и $2q'$, совпадают по направлению. Векторы смещений атомов V, параллельные короткой диагонали в $2q$ -фазе, в фазе $2q'$ немного подворачиваются в сторону одного из ближайших к пересечению диагоналей атомов селена. Угол подворота атомов V, лежащих на короткой диагонали, $\xi_2 \sim (\delta/\Delta) \sin \psi$, а для атомов V, не лежащих на короткой диагонали, $\xi_1 \sim (\delta/\Delta) \cos \psi$. Абсолютный максимум электронной плотности в $2q'$ -фазе расположен не строго на пересечении главных диагоналей элементарной ячейки, как в $2q$ -фазе, а немного смещен к одному из ближайших атомов Se. $2q'$ -фаза имеет симметрию (m) . Кратность заполнения неэквивалентных позиций атомов ванадия $2:1:1:2:2:4:2:1:1$, и при $|\delta/\Delta| \ll 1$ это распределение близко к $4:8:4$ для $2q$ -фазы.

2. Устойчивость низкотемпературных фаз по отношению к флуктуациям амплитуд ВЗП

С учетом проведенной фазовой минимизации получим для свободной энергии одного слоя выражение (см. (4) в [1])

$$F^{(1)} = \sum_{j=1}^3 (-a(T) \Delta_j^2 + B_j \Delta_j^4 + C \Delta_j^2 \Delta_{j+1}^2) - D_0 \Delta_1 \Delta_2 \Delta_3, \quad (8)$$

где $\Delta_{j+3} = \Delta_j$; для $1q$ -фазы ($\Delta, 0, 0$) $B_j = B - |E_1|$, $D = |D_0|$; для $2q'$ -фазы (Δ, Δ, δ) $B_j = B - |E_1|$, $D = |D_0|$ при $E_1 < 0$, $B_{1,2} = B - E_1$, $B_3 = B + E_1 \cos 4\varphi$, $D = D_0 \cos^2 \varphi$ при $E_1 > 0$; для $3q$ -фазы $B_j = B - |E_1|$, $D = |D_0|$ при $E_1 < 0$ и при $E_1 > 0$ $B_j = B - E_1/2$, $D = |D_0|$, если фазировка типа « $2\pi/3$ », $B_j = B - E_1$, $D = 1/\sqrt{2} \cdot |D_0|$, если фазировка типа « $\pi/4$ ».

Из уравнений равновесия $\partial F / \partial \Delta_j$ определим температурную зависимость параметров порядка Δ_j , а из условий положительности всех главных миноров детерминанта $\| \partial^2 F / \partial \Delta_i \cdot \partial \Delta_j \|$ — области устойчивости низкотемпературных фаз относительно малых флуктуаций амплитуд ВЗП.

Наиболее просто определяется область устойчивости $1q$ -фазы

$$d < (1 - 2x)^2 / 2x, \quad 0 < x < 0.5. \quad (9)$$

Здесь $d(T) = D_0^2 / 4a(T)C$, $a(T) = a_0(T^* - T)$, $x = b - |\varepsilon|$, $b = B/C$, $\varepsilon = E_1/C$. На плоскости $b - \varepsilon$ (рис. 2) эта область расположена между прямыми $b = |\varepsilon|$ и $b = 0.5 + |\varepsilon| + 0.25d - 0.5 [d(0.25d + 1)]^{0.5}$. Если представить $d = d_0/\tau$, где $\tau = 1 - T/T^*$, и выразить d_0 через температуру ФП $T_0 = T_{N \rightarrow 2}$, как

$$d_0 = \frac{9}{1+b} \frac{T_0 - T^*}{T^*} \equiv \frac{9}{1+b} \tau_0. \quad (10)$$

то можно получить температурную область устойчивости этой фазы

$$T/T^* < 1 - 18x\tau_0/(1+b)(1-2x)^2. \quad (11)$$

Аналогичное рассмотрение дает следующие области существования $3q$ -фаз: при $E_1 < 0$

$$b > 0.5 + |\varepsilon| + 0.5 [d - (d(3+d))^{0.5}], \quad (12)$$

$$T/T^* < 1 - 9(1+4x)\tau_0/(1+b)(1-2x)^2, \quad (13)$$

при $E_1 > 0$ для $3q_1$ -фазы

$$b > \varepsilon, \quad b > 0.5 [1 + \varepsilon + d - (d(3+d))^{0.5}], \quad (14)$$

$$T/T^* < 1 - 9(1+4b-2\varepsilon)\tau_0/(1+b)(1-2b+\varepsilon)^2 \quad (15)$$

и для $3q_2$ -фазы

$$b > 0.5 + \varepsilon + 0.25 [d - (d(6+d))^{0.5}], \quad (16)$$

$$T/T^* < 1 - 9(1+4x)\tau_0/2(1+b)(1-2x)^2. \quad (17)$$

Сравнивая свободные энергии $3q$ -фаз с различной фазировкой ВЗП, легко показать, что в момент ФП $N \rightarrow 3q$ возникает $3q_1$ -фаза, а дальней-

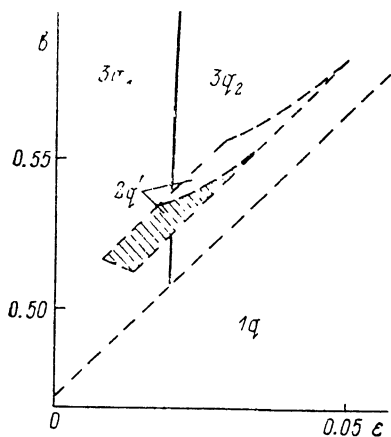


Рис. 2. Фазовая диаграмма $1T-VSe_2$ при $T=0$, $d_0=10^{-3}$.

Сплошные линии — линии равновесия фаз, штриховые — границы устойчивости фаз. Заштрихована область существования $2q'$ -фазы при $\varphi=0$.

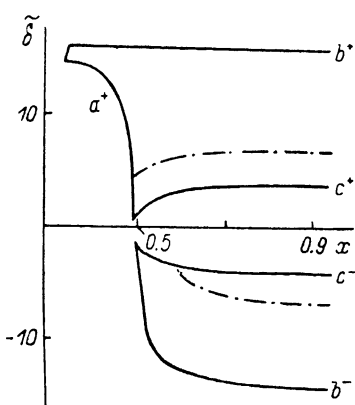


Рис. 3. Области устойчивости $2q'$ -фазы. $d=10^{-3}$, $\varepsilon=0.1$, $\varphi=0$.

Штрихпунктирные линии — решения для δ ; сплошные — решения соответствующих (22) уравнений устойчивости; значки «±» означают, что эти решения найдены для положительного и отрицательного корня δ^{\pm} . $2q'$ -фаза ограничена линиями a^+ , b^+ , c^+ ; $2q'$ -фаза ограничена линиями b^+ , c^+ .

шая смена фазировки возможна при достаточно малом значении параметра d_0 , когда выполнено условие

$$d < \frac{9}{16(\sqrt{2}-1)^2} \frac{\varepsilon^2}{(1+b)} \quad \text{или} \quad \frac{T}{T^*} < 1 - \frac{16(\sqrt{2}-1)^2 \tau_0}{\varepsilon^2} \equiv \frac{T'_0}{T^*}. \quad (18)$$

Так, при $d_0=10^{-3}$, $b=0.5$, $\varepsilon=0.02$ (ε определяется из условия $F_{3q_1}=F_{3q_2}$ при заданных d_0 и b) $T'_0=0.06T^*$, а при $d_0=10^{-2}$, $b=0.5$, $\varepsilon=0.07$ $T'_0=0.013T^*$, что значительно ниже как температуры T_0 , так и наблюдаемого значения температуры ФП $3q \rightarrow 2q$ ($T_{2q}=0.7T^*$).

Рассмотрим теперь $2q'$ -фазу. Сразу же отметим, что фаза $(\Delta, \Delta, 0)$, как следует из анализа детерминанта устойчивости, не существует при любых значениях параметров теории. $2q'$ -фаза при $E_1 < 0$ также является неустойчивой. Только при $E_1 > 0$ для $2q'$ -фазы имеются две области существования, которые отвечают состояниям с $\delta > 0$ и $\delta < 0$.

Из условий равновесия для компонент параметра порядка $2q'$ -фазы следуют уравнения

$$f_x \delta^3 + \frac{3}{4} \delta^2 - \frac{g_x}{8} \delta - \frac{1}{16d'} = 0, \quad (19)$$

$$\Delta^2 = \frac{a}{C(1+2x)} (1 + 2d'\delta - 4d'\delta^2). \quad (20)$$

Здесь

$$\delta = \frac{C}{D_0 \cos \varphi} \delta, \quad f_x = (1+2x)(x + \epsilon^{\theta}) - 1, \quad g_x = 1 + \frac{2x-1}{d'},$$

$$\epsilon^{\theta} = \epsilon(1 + \cos 4\varphi), \quad d^{\theta} = d \cos^2 \varphi.$$

С учетом (19), (20) выражение для свободной энергии имеет вид

$$F^{(1)} = -\frac{a^2}{C(1+2x)} \left[1 + 4d^{\theta} \delta^2 \left(\frac{3}{4d'} + \delta \left(\frac{g_x}{2} - \delta \right) \right) \right]. \quad (21)$$

Из условий положительности детерминанта устойчивости и его главных миноров получаются три неравенства, определяющие области существования $2q'$ -фазы

$$\delta^2 - \frac{(6x+1)}{8x} \delta - \frac{1}{4d'} < 0, \quad (22a)$$

$$(2x-1) \left(\delta^2 - \frac{2x}{2x-1} \delta - \frac{1}{4d'} \right) < 0, \quad (22b)$$

$$f_x \delta^2 + \frac{1}{2} \delta - \frac{1}{24} g_x > 0. \quad (22c)$$

На плоскости (δ, x) (рис. 3) изображены решения кубического уравнения (19) и выделены две области устойчивости $2q'$ -фазы при $d=10^{-3}$, $\epsilon=0.1$, $\varphi=0$: $2q'$ -фаза с $\delta > 0$ и $2q'$ -фаза с $\delta < 0$. Сравнение свободных энергий этих фаз и фазы $3q_1$ показывает, что во всей области существования $2q'$ -фаза с $\delta < 0$ оказывается термодинамически менее выгодной, чем $3q_1$ -фаза, поэтому в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением $2q'$ -фазы с $\delta > 0$.

Поскольку пересечение кривой, описывающей решение (19), с границей устойчивости, определяемой согласно (22b), происходит при $x \leq 0.5$, то для зависимости δ от x при $x \leq 0.5$ можно использовать линейную аппроксимацию

$$\delta(y) = \delta_0(1 + ky), \quad (23)$$

где

$$y = 2x - 1, \quad \delta_0 = \delta(x=0.5) \simeq [8\epsilon' a(1+a)]^{-1}, \quad \alpha^2 = d'/16\epsilon'^2 \leq 0.25,$$

$$k = \frac{1}{d'} \frac{(1 - 12\delta_0^2 d')}{(48\epsilon' \delta_0^2 + 12\delta_0 - 1)} \simeq \frac{1}{12a\epsilon'} \left(\frac{1 - \alpha + \alpha^2}{1 + \alpha + \alpha^2} \right).$$

Тогда условие устойчивости $2q'$ -фазы (нижняя граница на плоскости b - ϵ) примет простой вид

$$b > 0.5 + \epsilon - \frac{d'}{2[k + (4\delta_0)^{-1}]} \simeq 0.5 + \epsilon - \frac{8\alpha^2(1 + \alpha + \alpha^2)\epsilon'}{(1 + \alpha + \alpha^2)} \quad (24)$$

или при $\alpha \ll 1$

$$T/T^* < 1 - d'_0 (-2/\epsilon'y^2)^{0.5}.$$

Верхняя граница устойчивости на плоскости b - ϵ определяется из условия устойчивости относительно флуктуаций фазы ВЗП. В этом же приближении при $\varphi=0$ ($\mu > 16$, $\epsilon'=2\epsilon$) имеем

$$b < 0.5 + \epsilon - 12\epsilon a(1 - \alpha - 4\alpha^2)/(3 - 2\alpha - \alpha^2). \quad (25)$$

Численное решение уравнения (5) совместно с (19) дает верхнюю границу $2q'$ -фазы с $\varphi > 0$.

Построим фазовую диаграмму для $1T$ -VSe₂ (рис. 2) и сравним с соответствующей диаграммой, полученной в работе [1] (рис. 6) без учета флуктуаций параметра порядка. Оказывается, что учет флуктуаций приводит к существенному уменьшению области существования $2q'$ -фазы по сравнению с результатом [1]. Она теперь расположена ниже линии $x < 0.5$ и ограничена малыми значениями параметра. Следует отметить, что условие $|\delta/\Delta| \ll 1$ выполняется при $x < 0.5$ и, согласно (22b), при $d \ll 10^{-3}$. В области $x > 0.5$ отношение (δ/Δ) быстро приближается к единице. При $D_0 \rightarrow 0$ $2q'$ -фаза исчезает и в $1T$ -VSe₂ могут быть только $3q_2$ -фаза при $x > 0.5$ и $1q$ -фаза при $x < 0.5$. Переход из $3q_1$ -фазы происходит в $2q'$ -фазу с $\varphi = 0$, затем с понижением T при $d/16\epsilon^2 < 1$ угол φ возрастает, оставаясь меньше $\pi/4$.

Итак, в зависимости от соотношения параметров возможны следующие цепочки ФП: а) $N \rightarrow 3q_1$ при $x > 0.5$ и $\epsilon^2/d_0 < 16/9(\sqrt{2}-1)^2(1+x)$; б) $N \rightarrow 3q_1 \rightarrow 3q_2$ при $x > 0.5$ и $\epsilon^2/d_0 > 16/9(\sqrt{2}-1)^2(1+x)$; в) $N \rightarrow 3q_1 \rightarrow 2q'$ при $x_c < x < 0.5$, где x_c определяется условием (24), и $1/16 < \epsilon^2/d < 16/9(\sqrt{2}-1)^2(1+x)$; г) $N \rightarrow 3q_1 \rightarrow 2q' \rightarrow 3q_2$ при $x_c < x < 0.5$ и $\epsilon^2/d > 16/9(\sqrt{2}-1)^2(1+x)$.

3. Обсуждение результатов

Таким образом, анализ устойчивости низкотемпературных фаз в слоистых соединениях типа $1T$ -VSe₂ позволил дать более адекватное описание структуры $2q'$ -фазы и ФП $3q \rightarrow 2q$ и уточнить диаграмму фазовых переходов, приведенную в предыдущей работе [1]. В результате получено важное дополнительное следствие: в общем случае $2q$ -фаза отличается от $3q$ тем, что амплитуда одной из волн отличается от двух других и при определенных условиях (какие, по-видимому, выполняются для $1T$ -VSe₂) может быть значительно меньше их. В связи с этим представляет интерес постановка эксперимента для более точного определения структуры $2q$ -фазы и проверки предсказываемых теорией зависимостей $|\Delta^2 \sim \tau$ и $\delta^3 \sim \tau$. Важную роль в установлении равновесной структуры низкотемпературных фаз в $1T$ -VSe₂ и характера фазовых переходов играет конкуренция вкладов 3-го и 4-го порядка в фазовой части свободной энергии. Количественным параметром, характеризующим это отношение, является параметр ϵ^2/d . При $\epsilon^2/d \sim 1$ и $x \sim 0.5$ находится область $3q$ -фазы с фазировкой ВЗП, промежуточной между $3q_1$ и $3q_2$, а при $x_c < x < 0.5$ существует $2q'$ -фаза. В обоих предельных случаях $\epsilon^2/d \ll 1$ (область $3q_1$) и $\epsilon^2/d \gg 1$ (область $3q_2$) $2q'$ -фаза не существует.

Список литературы

- [1] Кулеев И. Г., Кондратьев В. В., Скрипов А. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2264—2272.
- [2] McMillan W. L. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 14. P. 1187—1199.
- [3] Walker M. B., Jacobs A. E. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 7. P. 4856—4870.
- [4] Walker M. B., Jacobs A. E. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. N 5. P. 2766—2774.
- [5] Shiba H., Nakanishi K. // Tech. Rep. ISSP. 1985. Ser. A. N 1555. 166 p.
- [6] Tsutsumi K., Sambongi T., Toriumi A., Tanaka S. J. // J. Phys. Soc. Jap. 1980. V. 49. N 2. P. 837—838.
- [7] Tsutsumi K. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 10. P. 5755—5759.
- [8] Eaglesham D. J., Withers R. L., Bird D. M. // J. Phys. C. 1986. V. 19. N 3. P. 359—367.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
18 января 1989 г.