Кроме пирохлоров $A_2V_2O_7$, ферромагнетизм обнаружен в $A_2Mo_2O_7$ [4], $A_2Mn_2O_7$ [5] и A_2CrSbO_7 [6]. В твердых растворах $(La_{1-x}Y_x)_2Mo_2O_7$ по мере возрастания x наблюдался переход от ферромагнетизма к спиновому стеклу [7]. Сведений об антиферромагнитном упорядочении в пирохлорах в литературе не имеется. Все пирохлоры с тяжелыми редкоземельными ионами характеризуются положительной поляризацией или параллельным упорядочением магнитных моментов f- и d-ионов при переходе в магнитоупорядоченное состояние [3-7]. В парамагнитной области связь между f- и d-подсистемами может быть антиферромагнитной [4]. В молибдатах и манганатах обнаружена сильная зависимость магнитных свойств от природы A-катиона. Например, температура Кюри $A_2Mn_2O_7$ (A = Se,Lu) — 10 K, а $In_2Mn_2O_7$ — 132 K [7]. $Gd_2Mo_2O_7$ — ферромагнетик с T_c — 85 K, а $Y_2Mo_2O_7$ — спиновое стекло с $T_f = 30$ K [4]. В противоположность этим сериям в ванадатах T_c почти не зависит от состава. Температуры Кюри $Lu_2V_2O_7$ и $Yb_2V_2O_7$ равны 72.5 и 71 K соответственно [3].

Специфика магнитных свойств может быть обусловлена топологическими фрустрациями антиферромагнитных взаимодействий в структуре пирохлора. Обмен между B-катионами в $A_2B_2O_7$ осуществляется по цепочке B—O—B [3]. Каждый B-катион находится в кислородном октаэдре. Октаэдры соединяются вершинами, образуя трехмерный каркас. Однако в отличие от структуры перовскита ближайшие B-соседи любого B-катиона могут попарно взаимодействовать между собой через общий анион [8]. В этих условиях незначительный дополнительный обмен по цепочке B—O—A—O—B в манганатах или через носители тока в молибдатах может привести к резкому изменению свойств. По-видимому, в $A_2V_2O_7$ существенны только обменные взаимодействия V^{4+}—O—V^{4+}, так как наблюдается очень слабая зависимость T_c от состава.

Список литературы

[1] Базуев Г. В., Самохвалов А. А., Морозов Ю. Н. и др. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 11. С. 3274—3278.
[2] Souderholm L., Greedan J. E., Collins M. F. // J. Sol. St. Chem. 1980. V. 35. N 3. P. 385—390.
[3] Базуев Г. В., Швейкин Г. П. Сложные оксиды элементов с достраивающимися d- и f-оболочками. М.: Наука, 1985. С. 86.
[4] Sato M., Xu Yan., Greedan J. E. // Z. Anorg Allem. Chem. 1986. V. 540/541. P. 177—190.
[5] Троянчук И. О., Деркаченко В. Н. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 11. С. 3487—3488.
[6] Bongers P. F., von Meurs E. R. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 3. P. 944—945.
[7] Sato M., Greedan J. E. // J. Sol. St. Chem. 1987. V. 67. N 2. P. 248—253.
[8] Jona F., Shirane G., Pepinsky R. // Phys. Rev. 1955. V. 98. N 4. P. 903—909.

Институт физики твердого тела
и полупроводников АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
5 января 1989 г.

УДК 536.46 (07) С 327

Физика твердого тела, том 31, в. 7, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 7, 1989

УЕДИНЕННЫЕ ВОЛНЫ В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВТОРОГО РОДА ДЛЯ КВАДРАТИЧНОЙ СВЯЗИ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА С НАПРЯЖЕНИЯМИ

В. И. Сериков, Т. А. Герасименко

Наличие автомодельных решений [1] в виде уединенных волн кинетического уравнения $\dot{\eta}=L\,\delta\Phi/\delta\eta$ с потенциалом Ф Ландау—Гинзбурга [2] при учете связи параметра порядка с напряжениями «индуцирует» уединенные волны напряжений или деформации. Для линеаризованных уравнений, т. е. кинетического уравнения и соответствующего уравнения теории упругости, существование связанных волн параметра порядка и деформаций или напряжений хорошо известно. В физике сегнетоэлектриков или ферромагнетиков существенный интерес представляют такие решения, для которых значение параметра порядка противоположно по знаку для областей, расположенных по разные стороны от фронта волны. В статическом случае такое распределение описывает, например, поведение параметра порядка при переходе через доменную стенку [3]. Ниже рассматриваются уединенные волны такого вида, представляющие собой автомодельные решения системы уравнений

$$\eta_t = L\delta\Phi/\delta\eta, \quad \rho\varepsilon_{tt} = \sigma_{xx} \tag{1}$$

с термодинамическим потенциалом

$$\Phi = \int \varphi(x)\, dx,$$

где

$$\varphi = f_0 + \frac{\alpha}{2}\eta^2 + \frac{\beta}{4}\eta^4 + \frac{\gamma}{2}(\eta_x)^2 - \frac{r}{2}\eta^2\sigma - \frac{s}{2}\sigma^2. \tag{2}$$

L — кинетический коэффициент, ρ — плотность, $\varepsilon = -\partial\varphi/\partial\sigma$ — деформация, $\delta\Phi/\delta\sigma$ означает вариационную производную, а нижние индексы означают частное дифференцирование по соответствующей переменной. Вводя обозначения $A = L\alpha$, $B = L\beta$, $D = L\gamma$, $R = Lr$, запишем систему (1) уравнений движения в форме

$$\eta_t = D\eta_{xx} - A\eta - B\eta^3 + R\eta\sigma, \quad \rho s\sigma_{tt} - \sigma_{xx} = -\rho^{r/2}(\eta^2)_{tt}. \tag{3}$$

Обозначая через η_0 равновесное значение параметра порядка, отвечающее условию

$$\partial\Phi/\partial\eta\,|_{\eta=\eta_0} = 0,$$

а также $v_s^2 = (\rho s)^{-1}$, $g = \rho r$, придадим системе уравнений (3) следующий вид:

$$\tilde\eta_t = D\tilde\eta_{xx} + 2A\tilde\eta - B\tilde\eta^3 - 3B\eta_0\tilde\eta^2 + R\eta\sigma + R\eta_0\sigma,$$

$$\frac{1}{v_s^2}\sigma_{tt} - \sigma_{xx} = -(g/2)(\tilde\eta^2)_{tt} - g\eta_0\eta_{tt}. \tag{4}$$

Здесь $\tilde\eta = \eta - \eta_0$ — отклонение параметра порядка от равновесного значения; кроме того, учтено, что для свободного кристалла напряжения в состоянии равновесия отсутствуют ($\sigma_0 = 0$). Используя очевидное свойство волновых решений типа $\sigma = \sigma(x - vt)$, $\eta = \eta(x - vt)$, запишем второе уравнение системы (4) в виде

$$(v_s^2 - v^{-2})\sigma_{tt} = -(g/2)(\tilde\eta^2)_{tt} - g\eta_0\tilde\eta_{tt}. \tag{5}$$

Тогда частное решение такого уравнения можно представить в форме

$$\sigma\,(g/2 \cdot \eta^2 + g\eta_0\tilde\eta + c)\,v^2/(1 - \mu^2), \tag{6}$$

где c — постоянная интегрирования, отличная от нуля; $\mu = (v/v_s)$. Подставляя (6) в первое уравнение системы (4) и рассматривая для η решение в виде уединенной волны

$$\eta = \eta_m \operatorname{th}((x - vt)/\Delta), \tag{7}$$

получим систему уравнений, определяющих параметры решения, в частности амплитуду η_m, скорость v и ширину Δ уединенной волны

$$c = (1 - \mu^2)/6DR, \quad \eta_m = (-A/B)^{1/2}, \quad \Delta = -6D/v, \tag{8}$$

Квадрат скорости v определяется из уравнения

$$v^4/v_s^2 - v^2\left[v_0^2\left(1/v_u^2 + 1/v_s^2\right) + 1\right] + v_0^2. \tag{9}$$

Здесь $v_0=\sqrt{18D\,(-A)}$ — скорость уединенной волны, которая является решением первого из уравнений системы (4) при $r=0$, а величина $v_u^2=Rg/2B$ — характерная поправка к $r=0$, возникающая во втором из уравнений системы (4) при его линеаризации (т. е. при $\eta \ll \eta_0$ и соответственно $\sigma=(-2A)\,\tilde{\eta}/(\eta_0 r)$). Дискриминант уравнения (9), как легко убедиться, является существенно положительным, поэтому одно из решений (9) определяет величину v.

Уединенную волну напряжений можно представить в форме

$$\sigma = \left[-\frac{g\eta_0^2}{2}\operatorname{sech}^2\xi + g\eta_0 \operatorname{th}\xi + \left(c + \frac{g\eta_0}{2}\right)\right]\frac{v^2}{1-\mu^2}, \tag{10}$$

где $\xi=(x-vt)/\Delta$. Отметим, что для квадрата скорости имеет смысл лишь одно из решений уравнения (9), для которого $v \to 0$ при $v_0 \to 0$ (т. е. при $A \to 0$). Второе решение, для которого $v \to v_s$ при $v_0 \to 0$, не имеет смысла, так как напряжения (6) становятся при этом неопределенными.

Список литературы

[1] Мелькер А. И., Овидько И. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 2. С. 594—597.
[2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Ч. I. М.: Наука, 1976. С. 583.
[3] Струков Б. А., Леванюк А. П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1983. С. 239.

Липецкий политехнический институт
Липецк

Поступило в Редакцию
19 января 1989 г.

УДК 538.971

Физика твердого тела, том 31, в. 7, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 7, 1989

МАГНИТОПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В СВЕРХРЕШЕТКАХ

Г. В. Мильников, И. М. Соколов

Рассмотрим полупроводниковую сверхрешетку [1], помещенную в сильное магнитное поле H, направленное вдоль слоев сверхрешетки. Ось z системы координат направлена вдоль поля, направления остальных осей показаны на рисунке, *а*. Граница сверхрешетки совпадает с плоскостью $x=0$. Исследуем влияние этой границы на электронные свойства системы. Поскольку k_z является хорошим квантовым числом, движения в плоскости xy и вдоль z разделяются. В дальнейшем будем рассматривать только двумерное движение. Гамильтониан имеет вид

$$\hat{H} = \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2\Big/2m + V\,(y) \equiv \hat{H}_0 + V, \tag{1}$$

где $\mathbf{A}=Hx\mathbf{e}_y$; $V\,(y)$ — периодическая с периодом T функция; эффективная масса m предполагается постоянной во всем образце. Спектр такой системы при отсутствии границы рассмотрен в работах [2, 3]. Интересующие нас состояния проще всего рассмотреть, когда магнитное поле оказывает существенное влияние на «атомные» состояния электрона в сверхрешетке [2]. Это соответствует пределу сильного поля $\hbar\omega \gg V$, $\omega=eH/mc$. В этом приближении можно пренебречь смешиванием уровней Ландау и задача о нахождении спектра системы сводится к задаче об одномерной