

ности [3] показало, что в соединении NdMn_2Si_2 при $T > 32$ К в сильных полях $H \geq 10^6$ А/м, превышающих пороговое поле, происходит разрушение антиферромагнитной структуры путем метамагнитного перехода с образованием ферромагнитной фазы того же типа, что и при $T < 32$ К.

Таким образом, из полученных нами данных (рис. 1 и 2) и результатов предыдущих исследований следует, что в отсутствие магнитного поля соединение NdMn_2Si_2 является антиферромагнитным с точкой Нееля $\Theta_N = 380$ К. В поле $H \geq 30$ А/м при $T < 32$ К антиферромагнитная структура разрушается и соединение NdMn_2Si_2 становится ферромагнитным (на что указывают данные рис. 1).

Отрицательная намагниченность в поле $H = 12$ А/м, вероятно, обусловлена частичным подмагничиванием подрешетки Nd эффективными обменными полями антиферромагнитной подрешетки Mn или же наличием зародышей ферромагнитной фазы с антипараллельным направлением магнитного момента. Температурный гистерезис, сопровождающий этот переход, можно объяснить сосуществованием ферро- и антиферромагнитных фаз.

Таким образом, результаты исследования магнитного момента соединения NdMn_2Si_2 в слабых магнитных полях показывают, что его магнитная фазовая диаграмма имеет гораздо более сложный характер, чем это предполагалось ранее в работах [1-3], обнаруживая в полях, меньших 30 А/м, при $T < 32$ К дополнительную антиферромагнитную фазу.

Л и т е р а т у р а

- [1] *Narasimhan K. S. V. L., Rao V. U. S., Wallace W. E., Pop J.* Magnetism and Magnetic Materials, 1975, 21 st, Annu. Conf., Philadelphia, Pa, 1975, N 4, 1976, p. 594—595.
- [2] *Siek S., Szytula A., Leciejewicz J.* Sol. St. Commun., 1981, vol. 39, N 7, p. 863—866.
- [3] *Никитин С. А., Попов Ю. Ф., Торчинова Р. С., Тишин А. М., Архаров И. А.* ФТТ, 1987, т. 29, № 2, с. 572—574.
- [4] *Avdeev L. Z., Snigirev O. V., Khanin V. V.* IEEE. Trans. Magn., 1985, vol. 21, N 2, p. 914—915.
- [5] *Книгенько Л. Д., Мокра И. Р., Бодак О. И.* Вестник Львовского университета, сер. хим., 1977, т. 19, N 19, с. 68—71.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
30 июля 1987 г.

УДК 532.783

Физика твердого тела, том 30, № 2, 1988

■ Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

МОДУЛИРОВАННАЯ СТРУКТУРА СМЕКТИКА С ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА СМЕКТИК А—СМЕКТИК С

О. Г. Визлий, С. С. Рожков

В смектических жидких кристаллах под воздействием внешних полей и механических напряжений могут возникать различные неустойчивости относительно периодических модуляций смектических слоев. Наиболее типичными неустойчивостями являются волнообразные модуляции в смектике А с гомеотропной текстурой в магнитном поле, параллельном смектическим слоям [1], а также при растяжении образца в направлении, перпендикулярном слоям [2]. Модулированные структуры наблюдались и в менее симметричных смектических состояниях — С-фазе [3], а также в В- и Н-фазах [4]. В [3] было дано качественное описание наблюдаемой

волнообразной модуляции в C -фазе исходя из выражения для свободной энергии, предложенного в [5].

В данной работе рассматривается вопрос о модулированной структуре в смектическом жидком кристалле вблизи фазового перехода смектик A — смектик C (AC -переход). Вследствие наличия в C -фазе параметра порядка, взаимодействующего с полем смещений смектических слоев, в смектике C возможно существование более разнообразных по сравнению со смектиком A структур. Особый интерес при этом представляет область вблизи AC -перехода как с точки зрения изучения самого перехода, так и возможности наблюдения нового состояния смектика — сосуществования A - и C -фаз — аналогичного смешанному состоянию сверхпроводников. Модуляция вблизи AC -перехода в [3] не исследовалась.

Следуя работе Каца и Лебедева [6], рассмотрим выражение для свободной энергии смектика в окрестности AC -перехода

$$F_{AC} = \frac{B}{8} [l^2 (\nabla W)^2 - 1]^2 - \frac{U}{2} \psi^2 (l^2 (\nabla W)^2 - 1) + \frac{A}{2} \psi^2 + \frac{1}{4} \left(U_1 + \frac{2U^2}{B} \right) \psi^4. \quad (1)$$

Здесь $W(\mathbf{r})$ — функция, описывающая конфигурацию смектических слоев так, что положение слоя молекул в пространстве определяется условием $W(\mathbf{r}) = \text{const}$. Псевдовектор $\psi = \mathbf{n} \times \mathbf{v}$ (где \mathbf{n} — директор, $\mathbf{v} = \nabla W / |\nabla W|$ — нормаль к слою) является параметром порядка в C -фазе ($\psi^2 = 0$ при $A > 0$ и $\psi^2 = |A|/U_1$ при $A < 0$).

Степень близости смектика к точке фазового перехода характеризуется параметром $\tau = A/U_1 \propto (T - T_c)/T_c$, где T_c — температура AC -перехода. Диапазон изменения τ в C -фазе $-10^{-6} \leq |\tau| \leq 10^{-2}$, причем нижнее ограничение обусловлено возможностями эксперимента. При $\tau > 0$ величина $W = (z - u)/l$, и в равновесии смектические слои располагаются на расстоянии l друг от друга ($W = z/l$), а отклонения от равновесия описываются функцией $u(\mathbf{r})$. В случае однородного сжатия (растяжения) образца перпендикулярно слоям $u = -\gamma z$ ($u = \gamma z$), где $\gamma > 0$ — деформация. При $\tau < 0$ наличие второго слагаемого в (1) приводит к уменьшению расстояния между слоями в C -фазе l' по сравнению с расстоянием l в A -фазе: $l' = l(1 + \kappa)^{-1/2}$, где $\kappa = 2u|A|/BU_1 \sim |\tau|$.

Связь между параметром порядка и полем смещений слоев позволяет также изменять значение $|\psi|^2$ с помощью внешних воздействий (при фиксированном τ). Так, при достаточно малых $\tau > 0$ однородное сжатие смектика A индуцирует его переход в C -фазу [7]. В этом случае $W = (z + \gamma z)/l$, и для $\gamma > \gamma_1 = |A|/2U$, как следует из (1), $\psi^2 = (2\gamma U - |A|)D$, где $D = 2U^2/B + U_1$.

Прежде чем описывать воздействие однородной деформации на смектик при $\tau < 0$, т. е. в C -фазе, заметим, что в этом случае отклонение системы слоев от равновесной конфигурации задается функцией $W = (z - u)/l'$, и

$$l^2 (\nabla W)^2 - 1 = \delta^2 ((\nabla u)^2 - 2u_x) + \kappa, \quad (2)$$

где $u_x \equiv du/dz$, $\delta = \sqrt{1 + \kappa}$. Подставляя теперь (2) в (1), получаем выражение для свободной энергии смектика C

$$F_c = \frac{B\delta^4}{8} [(\nabla u)^2 - 2u_x] + \frac{B}{8} \kappa^2 + \frac{\delta^2 U}{2} \left(\frac{|A|}{U_1} - \psi^2 \right) \times \\ \times [(\nabla u)^2 - 2u_x] - \frac{D}{2} \left(\frac{|A|}{U_1} \psi^2 - \frac{\psi^4}{4} \right). \quad (3)$$

При наличии однородного растяжения ($u = \gamma z$) имеем

$$\psi^2 = \frac{|A|}{U_1} - \frac{\delta^2 U}{D} (2\gamma - \gamma^2) \approx \frac{|A|}{U_1} - 2\gamma \frac{U}{D}, \quad (4a)$$

$$F'_c = \frac{\delta^4 B U_1}{8D} (\gamma^2 - 2\gamma)^2 - \frac{|A^2|}{4U_1} \approx \frac{B U_1}{2D} \gamma^2 - \frac{|A|^2}{4U_1}. \quad (4b)$$

Из формулы (4а) видно, что для $\gamma \geq \gamma_2 \approx \frac{|A|}{2U} \frac{D}{U_1} > \gamma_1$, $\psi^2 = 0$, т. е. однородное растяжение образца индуцирует переход из *C*-фазы в *A*-фазу. Таким образом, обнаруживаем эффект, противоположный описанному в [7].

Для рассмотрения пространственно неоднородных конфигураций выпишем выражение для градиентной энергии смектика *C*. Следуя работе [6], будем исходить из энергии Франка [1], в которую подставим разложение директора $\mathbf{n} = \nu \sqrt{1 - \psi^2} + \nu \times \psi$, сохраняя члены не выше второго порядка по малым величинам $|\psi|$ и градиентам ν и ψ . В результате градиентная энергия в *C*-фазе принимает вид

$$F_F^C = \frac{K_1}{2} (\nabla \nu)^2 + \frac{K_1}{2} [\nu (\nabla \times \psi)]^2 - K_1 (\nabla \nu) [\nu (\nabla \times \psi)] + \frac{K_2}{2} (\nabla \psi)^2 + \frac{K_3}{2} [(\nabla \nu) \psi]^2. \quad (5)$$

Здесь K_1 , K_2 и K_3 — константы Франка [1]. Отметим третье слагаемое в выражении (5), задающее взаимодействие конфигураций слоев с градиентами поля ψ (в [6] оно не учитывалось). В интересующем нас порядке — это единственный скаляр, который можно построить из градиентов директора ν и псевдовектора ψ . В первом и третьем слагаемых в энергии (5) воспользуемся разложением $\nu \approx \hat{e}_z - \nabla_{\perp} u$, где \hat{e}_z — орт, направленный вдоль оси *z*, $\nabla_{\perp} = \{\partial/\partial x, \partial/\partial y, 0\}$, а в остальных членах ($\propto \psi^2$) положим $\nu = \hat{e}_z$. Далее удобно представить параметр порядка в виде $\psi = \psi m$, где $m^2 = 1/(\sqrt{m_x^2 + m_y^2} + \sqrt{1 - m_z^2}) \approx 1 - (\nabla_{\perp} u)^2/2 \approx 1$.

Предположим, что в смектике *C*, как и в *A*-фазе [2], в присутствии деформации γ , большей некоторой критической γ_{cr}^C , энергетически наиболее выгодной является волнообразная модуляция слоев

$$u = \gamma z + u_0 \cos q_1 x \sin q_3 z, \quad (6a)$$

где $q_3 = \pi/d$ определяется толщиной образца *d*, u_0 — амплитуда.

Дальнейшее понижение свободной энергии произойдет при образовании модулированной структуры в поле величины ψ . Выбирая соответствующий профиль ψ , заметим, что сближение слоев при модуляции (6а) приведет к увеличению ψ по сравнению с постоянной ψ_0 ($|\psi(\gamma)|$ в формуле (4а)). Кроме того, величина ψ не зависит от того, в какую сторону наклонен директор относительно нормали ν , поэтому период модуляции ψ вдвое меньше периода u в (6а). Простейшая функция такого рода есть

$$\psi = \psi_0 + \psi_1 \sin^2 q_1 x \sin q_3 z, \quad (6b)$$

где амплитуда модуляции $\psi_1 = \text{const} > 0$. И, наконец, полагаем $m \parallel \hat{e}_y$, что допускается уравнениями движения. С учетом всего сказанного подставим (6а) и (6б) в энергию $F_{\Sigma} = F_G + F_F$. При этом ограничимся наиболее интересным случаем малых $|\tau|$, полагая, что деформация $\gamma \geq \gamma_2$, т. е. $\psi_0 = 0$. Для такой полной модуляции имеем

$$f_{\Sigma} = \frac{1}{d\lambda} \int_0^d \int_0^{\lambda} dx F_{\Sigma} - F'_G = \frac{B}{8} \left\{ \left(\frac{q_3}{q_1} \right)^2 t - \gamma \frac{U_1}{D} t + \left(\frac{3}{8} \right)^2 t_2 \right\} + \frac{K_1}{8} q_1^2 t - \frac{15}{8 \cdot 32} U t \psi_1^2 + \frac{K_1}{8} q_1^2 \psi_1^2 + \frac{3}{32} \frac{35}{128} D \psi_1^4. \quad (7)$$

Здесь $t = u_0^2 q_1^2$, $\lambda = 2\pi/q_1$ (в выражении (7) опущены слагаемые порядка $K_3 q_3^2$). Заметим, что часть энергии (7), не содержащая ψ_1 , совпадает с соответствующей энергией в смектике *A* [2], за исключением коэффициента $U_1/D < 1$ у второго слагаемого. Его появление связано с увеличением сжимаемости при переходе в менее симметричную фазу [8]. Поэтому критическое значение деформации γ_{cr}^C здесь больше критической деформации γ_{cr}^A в смектике *A*: $\gamma_{cr}^C = (D/U_1) \gamma_{cr}^A$. Из выражения (7) также следует, что при $\gamma_{cr}^C = \gamma_{cr}^A + \frac{3}{5} \frac{U_1}{D} K_1 q_1^2$ амплитуда $\psi_1 > 0$.

Таким образом, для $\gamma \geq \gamma'_{cr} > \gamma''_{cr} \geq \gamma_2$ в смектике C реализуется «смешанное» состояние (полная модуляция (6б)), представляющее собой области чередования A - и C -фаз. Оно может быть достигнуто при достаточно малых $|\tau| \sim 10^{-4}$, когда требуемые деформации γ малы, и не происходит разрыва смектических слоев. Более подробное описание, касающееся модуляции в двумерном случае, будет приведено в другой статье. Мы благодарим Е. И. Каца за обсуждение работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Де Жен П. Ж. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
- [2] Clark N. A., Meyer R. B. Appl. Phys. Lett. 1973, vol. 22, N 10, p. 493—494.
- [3] Johnson D., Saure A. Phys. Rev., 1977, vol. A15, N 5, p. 2079—2085.
- [4] Ribotta R. Phys. Lett., 1976, vol. A56, N 2, p. 130—132.
- [5] Orsay Group. Sol. St. Commun., 1971, vol. 9, N 10, p. 653—655.
- [6] Кац Е. И., Лебедев В. В. ЖЭТФ, 1986, т. 90, № 1, с. 111—123.
- [7] Ribotta R., Meyer R. B., Durand G. J. Phys., 1974, vol. 35, N 9, p. L161—L164.
- [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 584 с.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
31 июля 1987 г.

УДК 538 114.61

Физика твердого тела, том 50, в. 2, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

АНАЛИЗ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ $Tb_3Fe_5O_{12}$ В ПРИБЛИЖЕНИИ АНИЗОТРОПНОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛЯ

Р. Ф. Дружинина, В. В. Шкарубский

Гамильтониан иона Tb^{3+} в $TbIG$ в позиции l ($l=1, 6$) запишем в виде

$$\hat{H}_l = - \sum_{k=1}^2 I_{kl} z_k^{(l)} (g-1) S_{\sigma_k} (\hat{J} - 0.5 J_{n_l \sigma_l}, A_l n_k) + \sum_{k,q} \delta_k B_{kq} O_k^q, \quad (1)$$

где $k=2, 4, 6$; $q=0, 2, 4, 6$; $\delta_2 \equiv \alpha$, $\delta_4 \equiv \beta$, $\delta_6 \equiv \gamma$ — параметры Стивенса; σ_l и σ_k — приведенные намагнитченности подрешеток Tb^{3+} и Fe^{3+} (1 — тетраэдр, 2 — октаэдр); A_l — матрицы преобразований систем координат от позиции Tb (1) к Tb (l). Все остальные обозначения даны в [1-3]. Исходя из примерного значения молекулярного поля, действующего на Tb^{3+} со стороны Fe^{3+} , $250 \div 280$ кЭ [1], принято $(I_{11} z_1^{(1)} + I_{21} z_2^{(1)}) = -27.8$ (в ед. 10^{-23} Дж здесь и далее). Расчет параметров B_{kq} проведен в пределах сферы радиуса 30Å в модели точечных зарядов для ионов Tb^{3+} и O^{-2} и с учетом:

kq	20	22	40	42	44	60	62	64	66
B_{kq}^1	-238	357	112.8	428.8	141	13.6	2.4	-21.4	-182
B_{kq}^2	591	-887	-19.4	13.8	-110.6	1.2	-0.4	7.2	-22
B_{kq}^3	-478	716	8.2	9.2	32.2	0.2	0	3.2	-2
\tilde{B}_{kq}	-125	186	102.6	451.2	62.6	15	2	-11	-206.4
B_{kq}	-128	132	4	900	80	4	2	-2	-186

Примечание. $B_{kq}^1, B_{kq}^2, B_{kq}^3$ — вклады в параметры кристаллического поля от ионов O^{-2}, Fe^{3+}, Tb^{3+} (в ед. 10^{-23} Дж), $\tilde{B}_{kq} = B_{kq}^1 + B_{kq}^2 + B_{kq}^3$ ($\langle r^2 \rangle, \langle r^4 \rangle, \langle r^6 \rangle$ взяты из [1]); B_{kq} — параметры, принятые в расчетах при 77 К.