

ПОВЕРХНОСТНАЯ СМЕКТИЧНОСТЬ В КИРАЛЬНЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Е.И.Кац

*Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР*

Поступила в редакцию 25 февраля 1991 г.

Предсказано, что в окрестности линии фазового перехода холестерик - смектик A^* имеется область стабильности поверхностной смектической i -фазы. Эта поверхностная смектичность должна предшествовать обнаруженной недавно ¹ структуре с периодической модуляцией плотности в плоскости смектического слоя. На эксперименте поверхностная смектичность может приводить к кажущемуся размытию фазового перехода.

1. Де Жен ² был первым, кто обратил внимание на аналогию между фазовым переходом нормальный металл - сверхпроводник и кематик - смектик A . В соответствии с этой аналогией директор \vec{n} играет роль вектор-потенциала, а пропорциональная $\text{rot}\vec{n}$ деформация кручения - роль магнитного поля. Наиболее естественным источником такой деформации является киральность холестерического жидкого кристалла. Поэтому, если речь идет о

смешанном состоянии, то надо рассматривать фазовый переход холестерик - смектик А. Спонтанная закрученность холестерика (основное состояние которого определяется условием $\vec{n} \text{rot} \vec{n} = k_0$, где \vec{n} - директор, а k_0 - волновой вектор холестерической спирали) и является источником магнитного поля.

До недавнего времени были известны только смектики первого рода, в которых параметр Гинзбурга $\kappa < 1/\sqrt{2}$. Однако совсем недавно были открыты ¹ и смектики второго рода, в которых параметр Гинзбурга $\kappa > 1/\sqrt{2}$, и определена структура смешанного состояния в них, которая оказалась отличающейся от регулярной решетки абрикосовских вихрей в сверхпроводниках и согласуется с предсказанной ранее для жидких кристаллов структурой с периодической модуляцией плотности в плоскости смектического слоя ³. Это отличие связано с тем обстоятельством, что аналогом вихрей в смектиках являются дислокации, а регулярная решетка дислокаций не выгодна из-за роста упругой энергии.

Целью этой работы является исследование процесса образования зародышей смектической А-фазы в холестерической. Будет показано, что вблизи границы холестерика энергия образования зародышей смектической А-фазы всегда ниже, чем в объеме. В этом смысле можно сказать, что переход холестерик - смектик А второго рода всегда соответствует сверхпроводнику в параллельном поверхности образца магнитном поле.

Для исследования устойчивости холестерической фазы относительно образования зародышей смектической А-фазы, необходимо найти минимальное собственное значение функционала Де Жена - Ландау для этого перехода ³. Эта процедура соответствует решению уравнения Шредингера:

$$\hat{H}\Psi = E\Psi \quad (1)$$

где

$$\hat{H} = -\frac{1}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{1}{m} q_0^2 [1 - \cos k_0(z - z_0)].$$

Параметр z_0 соответствует месту локализации волновой функции основного состояния, m - эффективная масса (предполагаемая для простоты изотропной), q_0 - волновой вектор смектической модуляции плотности.

Уравнение (1) должно быть дополнено граничными условиями. Мы будем рассматривать полубесконечную систему и предполагать, что на границе $z = 0$:

$$\frac{d\Psi}{dz} = 0. \quad (2)$$

Такое граничное условие соответствует условию фиксации ориентации жидкого кристалла на поверхности $z = 0$. Оно удобно также в том отношении, что решение уравнения (1) с граничным условием (2) эквивалентно решению уравнению Шредингера во всем пространстве (от $-\infty$ до $+\infty$), но с потенциалом V вида:

$$V = \begin{cases} \frac{1}{m} [1 - \cos k_0(z - z_0)], & \text{при } z > 0 \\ V(-z), & \text{при } z < 0 \end{cases} \quad (3)$$

При этом волновая функция основного состояния автоматически удовлетворяет всем необходимым требованиям симметрии и граничному условию (2).

Для интересующих нас целей удобнее всего использовать вариационный принцип. Не нормированную волновую функцию основного состояния будем

искать в следующем виде:

$$\Psi = \exp(-rz^2) \quad (4)$$

В качестве вариационных параметров, по которым должна быть минимизирована энергия основного состояния E_0 будем использовать параметры r и z_0 . Матричные элементы гамильтониана (1) с функциями (4) вычисляются явным образом и могут быть выражены через гипергеометрические функции. Поэтому удобнее прямо найти всего одно число, определяющее понижение собственного значения энергии основного состояния полубесконечной задачи (1), (2) по сравнению с бесконечным случаем.

На языке критического поля это понижение означает, что в полубесконечном образце возникновение зародышей имеет место в поле

$$h_{c3} = 1,48h_{c2} \quad (5)$$

Отметим, что в сверхпроводящей задаче (где потенциал в уравнении Шредингера - гармонический осциллятор), фигурирующее в (5) число больше и равно 1,695⁴.

В жидких кристаллах имеет смысл не поле h , которое фактически является материальной константой, а температура перехода. Соотношение (5) означает, что в полубесконечном случае смектиков второго рода ($\kappa > 1/\sqrt{2}$) всегда возникают зародыши поверхностной смектической фазы при температуре:

$$T_s = (T_c + 1,48 \frac{k_0 q_0}{m}). \quad (6)$$

В интервале от T_s до T^* стабильна промежуточная фаза, предсказанная в³ с модуляцией плотности в плоскости смектического слоя:

$$T^* = T_c + \frac{k_0 q_0}{m}. \quad (7)$$

Наконец при температуре T_c возникает однородная (нормальная) смектическая А-фаза.

В заключение обсудим кратко возможности наблюдения поверхностной смектической фазы. Простейший метод - дифракция рентгеновских лучей, позволяющая по брэгговскому пику идентифицировать смектическую структуру. В принципе ультразвуковая методика также весьма чувствительна к наличию смектической фазы. В последней имеет место специфическая распространяющаяся мода второго звука. Кроме того в смектической фазе имеет место флуктуационный вклад в низкочастотное поглощение звука. Интересно отметить, что в смектической А фазе с модуляцией плотности в слое (которая согласно ее глобальной симметрии является слоистой кристаллической) флуктуационные эффекты существенны только на масштабах меньших шага холестерической спирали.

Литература

1. Sragar G., Pindak R., Waugh M.A., Goodby J.W., Phys.Rev.Lett., 1990, 64, 1545.
2. De Gennes P.G., Solid State Comm., 1973, 14, 997.
3. Renn S.R., Lubensky T.C. Phys. Rev. A, 1988, 38, 2132.
4. Де Жен П.Ж. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М. Мир., 1968, стр. 199.