

ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЙ МОНОПОЛЬ В СМЕКТИКЕ С

О.Д.Лаврентович

В смектике С обнаружена новая монополярная структура в виде сочетания гиперболического ежа и двух дисклинаций силы $m = 1$ каждая. При изменении температуры происходит фазовый переход гиперболический – радиальный монополь, не связанный с изменением фазового состояния самого смектика С или условий на границе.

Известно¹, что в смектическом жидком кристалле С-типа (СЖКС) существуют особые дефекты, получившие название монополей, благодаря структурному сходству с монополем Дирака, и представляющие собой пары дисклинаций силы $m_1 = m_2 = 1$, исходящие из радиального точечного дефекта (ежа) в распределении поля нормали \mathbf{n} к слоям СЖКС:

$$\mathbf{n}(x, y, z) = (x, y, z) / (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}. \quad (1)$$

В настоящей работе сообщается об экспериментальном обнаружении монополя, в котором точечный дефект имеет вид гиперболического ежа

$$\mathbf{n}(x, y, z) = (-x, -y, z) / (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}, \quad (2)$$

а связанные с ним дисклинации – силу $m_3 = m_4 = -1$. Между двумя типами монополей при изменении температуры происходит фазовый переход.

Новые структуры наблюдались в свободно взвешенных каплях гептилоксифенилового эфира октилоксибензойной кислоты, обладающего фазой СЖКС в интервале 55 – 69° С. Капли создавались по методике, описанной в¹ и имели радиус $R \approx 10$ мкм.

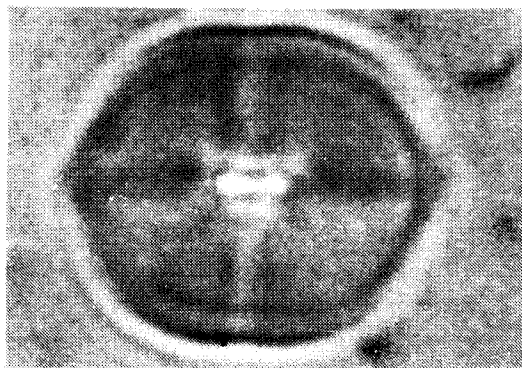
Текстуры капель характеризуются наличием четырех дефектных элементов (рис. а – г): кольца А диаметром $d \approx 5$ мкм в объеме; пары дисклинаций В, осевой прямой В, перпендикулярной плоскости кольца А, и, наконец, точечного дефекта Г в центре капли. При наблюдении в микроскоп со скрещенными николями по расположению ветвей погасания и изохромных линий видно, что слои СЖКС на периферии капли повторяют форму ее границы, напоминающую сплюснутый эллипсоид вращения, а вблизи центра капель имеют вид торических поверхностей (рис. б, г). Кольцо А, расположенное вдоль оси тора, является сингулярной дисклинацией силы $m = 1$ в поле \mathbf{n} ; при этом распределение молекул на кольце (кроме двух точек пересечения А и Б) остается регулярным за счет плавного перехода к ориентации вдоль оси дефекта. Иными словами, имеет место эффект "вытекания в третье измерение" дисклинации силы $m = 1$ в системе смектических слоев (рис. г). Вытекание экспериментально проявляется в кручении ветвей погасания при наблюдении в режиме скрещенных николей за каплей, которая ориентирована так, что кольцо А расположено перпендикулярно оптической оси микроскопа (ср. рис. в и г).

Прямая В не является сингулярной ни в распределении поля \mathbf{n} , ни в распределении молекул, а обусловлена небольшими изгибами (вогнутостями) слоев СЖКС и, как следствие изгибов, неоднородностями наклона молекул в слоях (рис. б). Это подтверждается и такой особенностью прямой В, как ее сужение и сглаживание по мере приближения к периферии капли (рис. а).

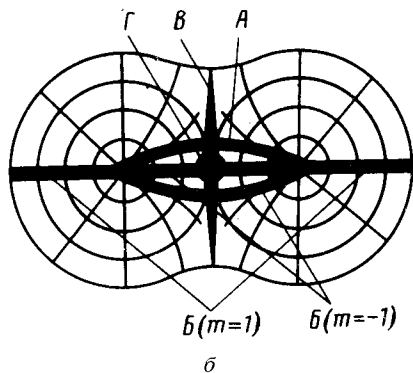
Таким образом, поле нормали \mathbf{n} к смектическим слоям для конфигурации в целом близко к распределению радиального ежа (1) на расстояниях больших $2d$ от центра капли и гиперболического ежа (2) на расстояниях меньших $2d$ (рис. б).

Особый интерес для обсуждения представляет пара дисклинаций В, расположенных перпендикулярно слоям СЖКС и являющихся, таким образом, сингулярностями в поле $\vec{\tau}$ проекций длинных осей молекул на поверхность слоев. На самом деле каждая линия из указанной пары представляет собой две последовательно соединенные дисклинации – одну силы $m = 1$ и одну силы $m = -1$. Действительно, в области большей $2d$ слои топологически экви-

валентны сферам и в соответствии с теоремой Пуанкаре каждый из них содержит две особые точки поля $\vec{\tau}$ с индексами $m_1 = m_2 = 1$. Эти точки образуют пару дисклинаций силы $m_1 = m_2 = 1$. Для слоев торической конфигурации суммарный индекс всех особых точек поля $\vec{\tau}$ должен по теореме Пуанкаре равняться нулю. Из рис. а видно, что дисклинации $m_1 = m_2 = 1$ доходят до самого ядра кольца А, поэтому на каждом торическом слое обязана существовать пара особых точек с индексами $m_3 = m_4 = -1$, которые компенсируют суммарный индекс точек $m_1 = m_2 = 1$ на этом же слое. Таким образом, формируется пара дисклинаций силы $m_3 = m_4 = -1$, соединяющая кольцо А с центром гиперболического ежа Г. Отметим, что с точки зрения гомотопической классификации ² линии В и А принадлежат одному и тому же классу $(0, a^2)$ фундаментальной группы пространства вырождения СЖКС, и возможность описанного пересечения А с В гарантируется выполнением равенства $(0, a^2) = (0, a^2)^3$.



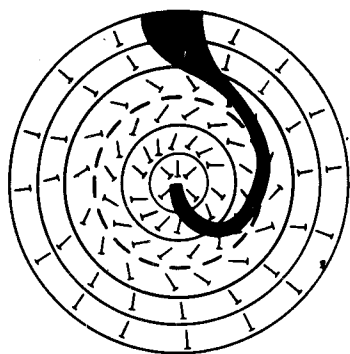
а



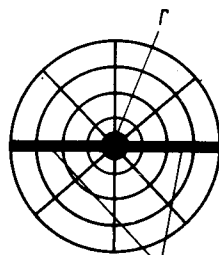
б



в



г



д

Гиперболический (а - г) и радиальный (д) монополи в капле СЖКС: а, в - микрофотографии капель для двух взаимноперпендикулярных ориентаций; б, г - соответствующие распределения смектических слоев и молекул. На рис. г дополнительно нанесена одна из четырех ветвей погасания, наблюдаемых на микрофотографии рис. в. На рис. б показано также распределение поля нормали к слоям СЖКС и расположение дефектов в капле; для наглядности кольцо А выведено из экваториальной плоскости

Гиперболические монополи в изучаемом веществе устойчивы в области температур 55 - 66° С. При повышении температуры до 66° С они превращаются в радиальные монополи (рис. д) за счет сокращения кольца А в точку. Ориентация слоев у поверхности при этом не изменяется. Переход обратим и носит характер фазового перехода второго рода. Возможность подобных фазовых переходов между состояниями жидкого кристалла, различающихся только по симметрии дефектов, и не сопровождающихся изменением состояния самой

среды, предсказывалась для дисклинаций в нематиках ³. Для описания перехода следует ввести топологические заряды монополей, которые имели бы различные значения для гиперболической и радиальной конфигураций поля n . Традиционно используемая степень N отображения поля n на единичную сферу S^2 в качестве такого заряда выступать не может, так как $N_{(1)} = N_{(2)} = 1$. Удобно выбрать индекс Морса M : для распределения (1) $M = 0$, а для распределения (2) $M = 2$ (см. ⁴). Причиной перехода, по всей видимости, является температурная зависимость констант упругости СЖКС; изучение его детального механизма является дальнейшей задачей.

Автор благодарит Г.Е.Воловика и Е.И.Каца, которым принадлежит инициатива поиска фазовых переходов с участием дефектов в жидких кристаллах, а также П.В.Адоменаса за предоставленное вещество.

Литература

1. Курик М.В., Лаврентович О.Д. ЖЭТФ, 1983, 85, 511.
2. Bouligand Y., Kléman M. J. de Phys., 1979, 40, 79.
3. Балинский А.А., Воловик Г.Е., Кац Е.И. ЖЭТФ, 1984, 87, 1305.
4. Trebin H.-R. Adv. Phys., 1982, 31, 195.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
3 февраля 1986 г.