

СПОНТАННАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВИХРЕЙ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ^3He

Г.Е.Воловик

Квантовые вихри в ^3He обладают спонтанной электрической поляризацией, сконцентрированной в коре и направленной вдоль оси вихря. Поляризация вызвана спонтанным нарушением четности в коре вихря и возникает из-за флексоэлектрического эффекта.

Вихри в $^3\text{He-B}$ обладают рядом уникальных свойств, связанных со структурой их кора, имеющего размер порядка нескольких длин когерентности ξ , т. е. $\sim 10^{-5}$ см. Помимо структурного фазового перехода, происходящего в коре вихря при $T = 0,6 T_c$ ¹, экспериментально обнаружен сконцентрированный в коре магнитный момент². Симметричный анализ структуры кора³ показал, что вихрь с одним квантом циркуляции и с аксиально симметричным распределением параметра порядка может находиться в пяти различных состояниях, отличающихся нарушением дискретной симметрии и обозначаемых o, u, v, w, uvw . Считается, что вихри, наблюдаемые при $T < 0,6 T_c$, находятся в v -состоянии. Эти v -вихри обладают сверхтекучим кором, внутри которого находится A -фаза и β -фаза с ферромагнитно упорядоченными ядерными спинами³. Оказывается из-за нарушения четности в коре v -вихрь обладает также и спонтанной электрической поляризацией, направленной вдоль оси. Это поможет экспериментально идентифицировать вихри, так как o, u, w -вихри электрическим дипольным моментом не обладают, но в коре w -вихря осуществляется спонтанное сверхтекучее течение вдоль оси, в то время как uvw вихрь обладает и тем и другим свойством.

Среди пяти вихрей o -вихрь обладает максимальной дискретной группой симметрии $Z_2 \times Z_2$. Если пренебречь элементами калибровочной симметрии, которая важна для параметра порядка, но не для наблюдаемых величин, то эта группа помимо тождественного преобразования содержит три элемента $P_1 = P$, $P_2 = PTU_2$, $P_3 = TU_2$, где P – четность, T – инверсия времени, U_2 – поворот на π вокруг ортогональной к вихрю оси. В u, v, w -вихрях сохраняется только по одному элементу симметрии, соответственно P_1, P_2, P_3 , а в вихре uvw дискретная симметрия полностью нарушена.

Рассмотрим проекцию электрического дипольного момента \mathbf{d} на ось вихря $\hat{\Omega}$, совпадающую в равновесии с направлением вращения сосуда. Величина $\mathbf{d} \cdot \hat{\Omega}$ меняет знак под дей-

ствием как P_1 , так и P_3 , поэтому отлична от нуля только в вихрях v и uvw , где обе этих симметрии нарушены. Знак величины $d\hat{\Omega}$ в этих вихрях произволен, отражая вырождение, которым сопровождается нарушение симметрии. Аналогичным образом спонтанный поток сверхтекучей компоненты вдоль оси вихря $j_s \hat{\Omega}$ возникает при нарушении P_1 и P_2 симметрий, т. е. в w -вихре и в uvw -вихре. Плотность потока в корах этих вихрей имеет очевидно порядок $\rho_s \frac{\hbar}{m_3 \xi}$ где ρ_s — плотность сверхтекучей компоненты. Оценим дипольный момент в v - и uvw -вихрях.

Дипольный момент в сверхтекучих фазах ^3He , как и в обычных жидких кристаллах, возникает при деформации жидкокристаллических осей (см. так называемый флексоэлектрический эффект ⁴). Поскольку коры вихрей v и uvw состоят в основном из A -фазы, ограничимся для оценки рассмотрением флексоэлектрического эффекта в A -фазе, которая обладает тремя флексоэлектрическими коэффициентами, связывающими поляризацию P с градиентами оси анизотропии l и сверхтекучей скоростью

$$P = \beta_1 l (\vec{\nabla} l) + \beta_2 \frac{m_3}{\hbar} [l, v_s - v_n] + \beta_3 (l \vec{\nabla}) l. \quad (1)$$

Интеграл от (1) по сечению вихря даёт оценку для дипольного момента, приходящегося на единицу длины вихря: $d\hat{\Omega} = \int dS P \sim \beta_2 \xi \sim (\beta_1 - \beta_3) \xi$.

Флексоэлектрические параметры β можно оценить из микроскопии. Атомы гелия не полярны, поэтому дипольный момент возникает только из-за взаимной поляризации атомов. Парное взаимодействие атомов приводит к наведенным дипольным моментам у атомов пары, одинаковым по величине, но противоположно направленным. В A -фазе эти дипольные моменты, участвуя во вращении куперовской пары вокруг l , создают направленный по l электронный ферромагнитный момент ⁵. Средний дипольный момент у двухатомной молекулы из одинаковых неполярных атомов ^3He отсутствует, поэтому этот эффект не может дать интегральный момент вихря, приводя лишь к члену в поляризации с $\beta_1 + \beta_3$, являющемуся полной производной. Для ненулевого интегрального дипольного момента требуется тройное взаимодействие. Молекула из трех атомов, расположенных в точках r_1, r_2, r_3 , обладает дипольным моментом $U(r_1, r_2, r_3)$, отличным от нуля, если в расположении атомов отсутствует симметрия. Поэтому полный дипольный момент жидкости выражается через трехчастичный коррелятор:

$$\int d^3 r P(r) = \int d^3 r_1 d^3 r_2 d^3 r_3 U(r_1, r_2, r_3) \langle \rho(r_1) \rho(r_2) \rho(r_3) \rangle. \quad (2)$$

В неоднородной жидкости поляризация P может быть вычислена, как функция отклика на градиент параметра порядка, например, на сверхтекучую скорость. Учитывая, что U возникает из-за поляризационного воздействия на атом жидкости со стороны дипольных моментов куперовской пары, которые можно выразить через плотность электронного ферромагнитного момента $M \sim 10^{-9} (1 - T/T_c)$ Гс/см³ ⁵, получим следующую буквенную оценку на β ($\alpha \sim 3 \cdot 10^{-3}$ — поляризуемость жидкого ^3He , c — скорость света, a — межатомное расстояние).

$$\beta_1 - \beta_3 \sim \beta_2 \sim M c \alpha a^2 m_3 / \hbar \left(1 - T/T_c\right) \sim 10^{-10} - 10^{-9} \left(1 - T/T_c\right)^2 \text{ Вольт}. \quad (3)$$

Детальный расчет эффекта пока невозможен, так как неизвестна структура жидкости на атомных расстояниях. Величина $\beta_1 + \beta_3$ от парного взаимодействия не содержит поляризуемости α и поэтому на два — три порядка больше.

Обсудим возможные экспериментально наблюдаемые следствия поляризации вихрей. В месте выхода вихря на поверхность сосуда имеется поверхностная плотность электрического заряда $\sigma = P$, т. е. точка окончания вихря на поверхности B -фазы обладает электрическим зарядом $e^* \sim \pi \xi^2 \sigma \sim 10^{-7} e$, где e — заряд электрона. Знаки зарядов в вихревой

решетке неупорядочены, так как взаимодействие вихревых коров очень мало: при используемых скоростях вращения $\Omega \sim 1$ рад/с плотность вихрей $n_V = 4m_3\Omega/h \sim 10^4$ см⁻² и расстояние между вихрями на три порядка больше размера кора. Такие же заряды могут находиться на линии вихря внутри жидкости — в точках, разделяющих участки вихревой линии с разной поляризацией. Вихри можно поляризовать одинаково, приложив на некоторое время сильное электрическое поле вдоль оси вращения. Тогда на поверхности возникнут одинаковые заряды со средней плотностью e^*n_V , которые создадут среднее поляризационное поле $4\pi e^*n_V \sim 10^{-8}$ В/см. Это на десять порядков больше, чем спонтанное электрическое поле, возникающее в *B*-фазе за счет нарушения четности в слабых взаимодействиях из-за нейтральных токов⁶.

Если поляризация вихрей упорядочена, то нарушение четности приобретает макроскопический характер, как у жидкого кристалла с избытком хиральных молекул одного знака хиральности⁴. Это приводит к линейным по градиентам параметра порядка $R_{\alpha i}$ членам в макроскопической энергии *B*-фазы типа $\eta \hat{z}_i R_{\alpha i} \nabla_k R_{\alpha k}$, где $\eta \sim \rho_s (\hbar/m_3)^2 \xi n_V$. В результате после включения на некоторое время упорядочивающего электрического поля текстура *B*-фазы в сосуде изменится, что можно будет зарегистрировать в ЯМР экспериментах.

Спонтанная поляризация возможна и во вращающейся *A*-фазе. Рассмотрим аналитический вихрь Андерсона — Тулуза — Четкина⁷ с непрерывным распределением v_s и l ($\hat{z}, \hat{r}, \hat{\phi}$ — оси цилиндрической системы координат с $\hat{z} = \hat{\Omega}$, а η меняется от $\pi/2$ на оси вихря до $-\pi/2$ на периферии):

$$l = \hat{z} \sin \eta(r) \pm \hat{r} \cos \eta(r), \quad v_s = \frac{\hbar}{2m_3 r} (1 - \sin \eta(r)) \hat{\phi}. \quad (4)$$

Этот вихрь имеет дискретную симметрию *v*-вихря в *B*-фазе и поэтому обладает дипольным моментом, который согласно (1) имеет вид:

$$d = \pm \hat{\Omega} 2\pi \int_0^\infty dr \left\{ \frac{1}{2} \beta_2 \cos \eta (1 - \sin \eta) + (\beta_3 - \beta_1) r \frac{\partial \eta}{\partial r} \cos^2 \eta \right\}. \quad (5)$$

Так как *d* пропорционально радиусу кора вихря, а у аналитического вихря в отсутствии магнитного поля он равен межвихревому расстоянию, то *d* на три порядка больше, чем в *B*-фазе. Поскольку взаимодействие коров в этом случае велико, поляризация вихрей должна быть упорядочена "ферромагнитно" или "антиферромагнитно". Эти вихри обладают также и электрическим зарядом в коре с линейной плотностью $2\pi\beta_2$, поскольку вдали от кора поляризация *P* спадает как $\beta_2 \hat{r}/r$.

Автор благодарен В.П.Минееву за сотрудничество в работе и И.А.Фомину за ценные обсуждения.

Литература

1. Иккала О.Т., Воловик Г.Е., Хаконен П.Ю., Буньков Ю.М., Исландер С.Т., Харадзе Г.А. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 338.
2. Hakonen P.J., Krusius M., Salomaa M.M., Simola J.T., Bunkov Yu. M., Mineev V.P., Volovik G.E. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 1362.
3. Salomaa M.M., Volovik G.E. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 2040.
4. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977.
5. Leggett A.J. Nature, 1977, 270, 585.
6. Leggett A.J. Phys. Rev. Lett., 1977, 39, 587.
7. Anderson P.W., Toulouse G. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, 508; Четкин В.П. ЖЭТФ, 1976, 71, 766.