Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 3, стр. 150 - 153 10 февраля 1991 г.

ЗАМКНУТЫЕ ВИХРИ АБРИКОСОВА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ ВТОРОГО РОДА

В.А.Козлов, А.В.Самохвалов

*Институт прикладной физики АН СССР
603600 Нижний Новгород*

Поступила в редакцию 8 января 1991 г.

В лондоновском приближении рассчитана структура магнитного поля, магнитный поток и свободная энергия замкнутого тороидального вихря в сверхпроводниках второго рода. Термодинамическое условие возбуждения такого вихря движущимся зарядом содержит в качестве определяющего параметра постоянную тонкой структуры.

Форма вихревой нити (ВН) в сверхпроводниках второго рода, как известно, в целом воспроизводит структуру силовых линий внешнего магнитного поля $\vec{H}_0$. Так однородному полю $\vec{H}_0$ соответствует смешанное состояние в виде двумерной решетки прямолинейных вихревых нитей [1,2]. Более сложные вихревые структуры возможны, например, когда магнитное поле создается протекающим в сверхпроводнике током, и ВН охватывает линии тока [3,4]. В настоящей работе изучены свойства замкнутого вихря Абрикосова с тороидальной структурой вихревой нити.

Рассчитаем в лондоновском приближении распределение магнитного поля в замкнутом тороидальном вихре в неограниченном сверхпроводнике с вихревой нитью в виде окружности радиуса R_s (рис. 1). В цилиндрической системе координат (r, φ, z) плоскость $z = 0$ которой совпадает с плоскостью ВН, магнитное поле имеет только азимутальную компоненту H, а исходное уравнение

Лондонов [5] может быть записано в виде

$$\frac{\partial^2 H}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial H}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 H}{\partial \varsigma^2} - \left(1 + \frac{1}{\rho^2}\right) H = -\frac{\Phi_0}{\lambda^2}\delta(\rho - \rho_s)\delta(\varsigma). \quad (1)$$

Здесь $\rho = r/\lambda$, $\varsigma = z/\lambda$, $\rho_s = R_s/\lambda$, λ - лондоновская глубина проникновения магнитного поля, а $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ - квант магнитного потока. Воспользовавшись преобразованием Фурье - Бесселя получим следующее распределение безразмерного магнитного поля $h(\rho,\varsigma) = H\lambda^2/\Phi_0$ в тороидальном вихре

$$h(\rho,\varsigma) = \frac{\rho_s}{2}\int_0^\infty dq \frac{qJ_1(\rho q)J_1(\rho_s q)\exp(-|\varsigma|\sqrt{1+q^2})}{\sqrt{1+q^2}}, \quad (2)$$

где J_1 - функция Бесселя первого рода. Выражение (2) имеет логарифмическую расходимость в центре ВН ($\rho = \rho_s$, $\varsigma = 0$), что объясняется неадиэкватностью уравнения Лондонов (1) в области нормальной сердцевины вихря $|\rho - \rho_s| \leq \xi$, где ξ - длина когерентности. Поэтому при расчетах магнитное поле ограничивалось обычным образом на расстояниях ξ от центра ВН [5]. Структура тороидального вихря с большим радиусом $R_s \gg \lambda$ близка к структуре линейного вихря, и магнитное поле в таком вихре заметно меняется на расстояниях порядка λ. В другом предельном случае $R_s \ll \lambda$ область пространства, занимаемая тороидальным вихрем, определяется преимущественно радиусом R_s.

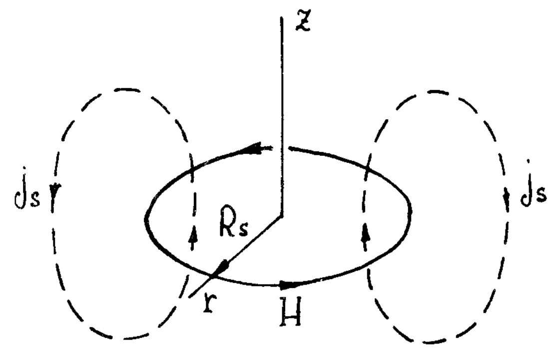

Рис. 1. Магнитное поле H и плотность тока $\vec{j}_s$ в замкнутом тороидальном вихре Абрикосова

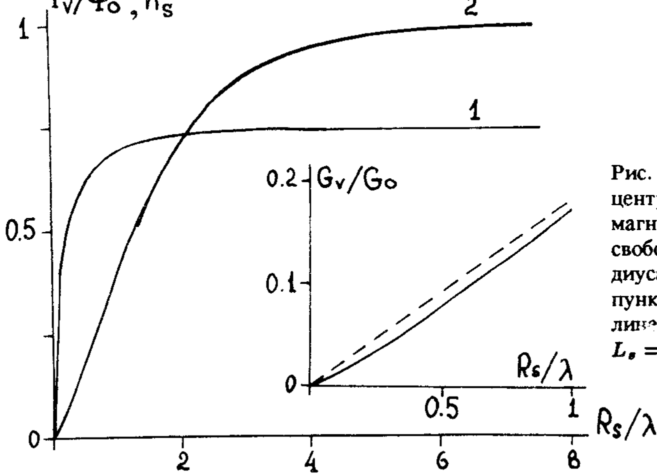

Рис. 2. Зависимость магнитного поля в центре вихревой нити h_s (кривая *1*), магнитного потока Φ_v (кривая *2*) и свободной энергии G_v (вставка) от радиуса вихревой нити R_s; для сравнения пунктиром показана свободная энергия линейного вихря Абрикосова с длиной $L_s = 2\pi R_s$; ($\kappa = \lambda/\xi = 10^2$)

Свободная энергия вихря в модели Лондонов выражается, как известно, через величину магнитного поля h_s в центре ВН [5]:

$$C_v = \frac{\Phi_0^2}{8\pi\lambda^2} L_s h_s, \qquad (3)$$

где $h_s = h(\rho = \rho_s,\ \varsigma = 0)$, а $L_s = 2\pi R_s$ - длина вихревой нити. Зависимость поля h_s и энергии C_v от радиуса R_s представлена на рис. 2. Поскольку энергия C_v монотонно возрастает с увеличением R_s, то тороидальный вихрь оказывается неустойчивым, стягиваясь к оси z вплоть до коллапса. Стягивание вихревой нити сопровождается скачками фазы параметра порядка и локальным разрушением сверхпроводимости. Проведенные расчеты стабилизации тороидального вихря током, протекающим в ограниченном цилиндре показали, что при определенной величине полного тока на зависимости свободной энергии $G_v(\rho_s)$ возникает минимум, а при дальнейшем увеличении тока $G_v(\rho_s)$ становится отрицательной. Это означает, что с помощью соответствующих импульсов тока возможно создание, фиксация и уничтожение замкнутых тороидальных вихрей в цилиндре со стабилизирующим вихри внешним током.

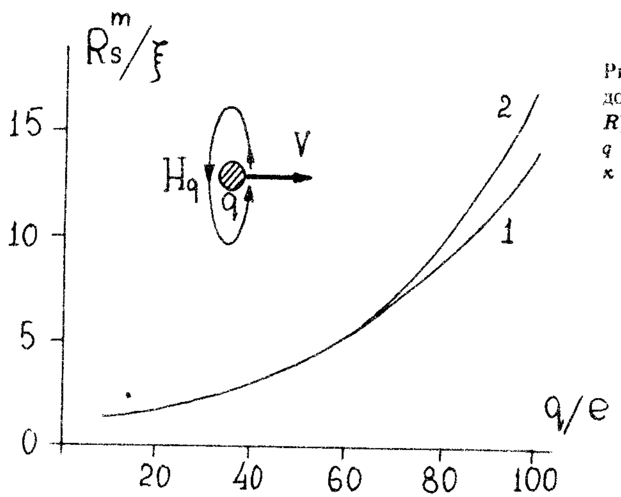

Рис. 3. Зависимость максимально допустимого радиуса вихревой нити $R_s^m = \lambda\rho_s^m$ от величины заряда q движущейся частицы: *1* - $\varkappa = \lambda/\xi = 10^2$; *2* - $\varkappa = \lambda/\xi = 10^3$

Проинтегрировав распределение (2) по полуплоскости (ρ, ς) вычислим величину магнитного потока Φ_v в тороидальном вихре

$$\Phi_v = \Phi_0 \rho_s \int_0^\infty dq \frac{J_1(\rho_s q)}{1 + q^2}. \qquad (4)$$

Поток Φ_v зависит, таким образом, от радиуса ВН R_s и выходит на асимптотическое значение Φ_0 при $R_s \gg \lambda$ (рис.2). Воспользовавшись выражением для сверхпроводящего тока $\vec{j}_s$ [5] можно записать следующее условие квантования:

$$\Phi_v + \frac{2\pi\lambda^3}{c} \int_{-\infty}^{\infty} d\varsigma j_{sz}(\rho = 0, \varsigma) = \Phi_0. \qquad (5)$$

Таким образом стягивание замкнутого вихря сопровождается увеличением плотности сверхпроводящего тока на оси z.

Обсудим одну из возможностей возбуждения замкнутых тороидальных вихрей в сверхпроводниках. Необходимую для образования вихря азимутальную структуру имеет собственное магнитное поле H_q заряда q, движущегося со скоростью $V = \beta c$, где c - скорость света (рис. 3) [6]. Не рассматривая строгую нестационарную задачу, для оценки возможности возбуждения тороидального вихря воспользуемся следующим термодинамическим условием

$$C_v - \frac{1}{4\pi} \int d^3 r (H_q H) \leq 0. \tag{6}$$

Неравенство (6) устанавливает ограничение на максимально возможный радиус R_s^m ВН, возбуждаемого таким образом вихря: $(R_s \leq R_s^m)$. Для релятивистского движения заряда $(\beta \cong 1)$ $\rho_s^m = R_s^m/\lambda$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{2}{\pi h(\rho_s^m, 0} \frac{\exp(\rho_s^m) - 1}{\rho_s^m} = \frac{\alpha^{-1}}{Z}, \tag{7}$$

Здесь $\alpha = e^2/\hbar c$ - постоянная спин-орбитального взаимодействия, $Z = q/e$, а e - заряд электрона. Таким образом, единственной физической константой, определяющей возбуждение такого, по существу, макроскопического объекта, как тороидальный вихрь, является постоянная тонкой структуры α. На рис. 3 приведена зависимость максимально допустимого радиуса вихря R_s^m от величины заряда q. Образование тороидальных вихрей может проявиться, например, в характеристических потерях энергии заряженных частиц.

Литература

1. Абрикосов А.А. ЖЭТФ, 1957, 32, 1442.
2. Huebener R.P. Magnetic Flux Structures in Superconductors, 1979, Springer-Verlag.
3. Кемпбелл А., Иветс Дж. Критические токи в сверхпроводниках, 1975, М.: Мир.
4. Ullmaier H. Irreversible properties of type II superconductors, 1975, Springer-Verlag.
5. Абрикосов А.А. Основы теории металлов, 1987, М.: Наука.
6. Ландау Л.М., Лифшиц Е.М. Теория поля, 1988, М.: Наука.