Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 3, стр. 127 – 129 *10 августа 1989 г.*

О ВОЗБУЖДЕНИИ КОЛЛЕКТИВНЫХ КОЛЕБАНИЙ В СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СТРУКТУРАХ

А.Ф.Волков

В слоистых сверхпроводящих структурах в слабых магнитных полях возникает решетка флаксонов. Показано, что поглощение СВЧ мощности в системе носит резонансный характер и связано с возбуждением "магнитного звука" в решетке флаксонов. Результаты теории хорошо согласуются с данными недавних экспериментов на монокристаллах ВТСП.

В последние годы возродился интерес к слоистым сверхпроводникам. Это связано с тем, что некоторые ВТСП соединения являются именно слоистыми сверхпроводниками с джозефсоновским взаимодействием между слоями (например, Bi–Sr–Ca–Cu–O) [1]. Кроме того, есть указания на то, что на плоскостях двойникования подавляется параметр порядка и возникает джозефсоновская связь [2]. Поэтому кристалл с регулярной последовательностью таких плоскостей может рассматриваться как система $\{S, N\}$ или $\{S, I\}$, т. е. периодическая последовательность сверхпроводящих (S) и нормальных (N) или изолирующих (I) слоев. Наконец, системы $\{S, N\}$ или $\{S, I\}$ стали получать искусственно [3, 4].

Если такую систему (например, $\{S, I\}$) поместить в магнитное поле H_e, то при $H_e > H_{J1}$ в нее начнут проникать джозефсоновские вихри (флаксоны) и в образце возникнет флаксонная решетка (здесь H_{J1} – критическое поле для проникновения флаксонов). В [6] показано, что при частотах $\omega > (RC)^{-1}$ во флаксонной решетке могут распространяться слабозатухающие колебания звукового типа. В настоящей работе мы рассмотрим воздействие переменного сигнала на флаксонную решетку и покажем, что в ней на частотах $\omega_n = k_n v_\perp$ возникает резонансное поглощение, связанное с возбуждением "магнитного звука" (здесь $k_n = 2\pi n / L_z$, $v_\perp$ – скорость звука, распространяющегося поперек слоев, L_z – толщина образца).

Рассмотрим $\{S, I\}$ систему в поле H_e параллельном S-слоям. Флаксонная решетка и ее динамика описываются системой уравнений [6]

$$H_n' = \frac{1}{2\lambda_J^2}\,[\sin\varphi_n + \dot{\varphi}_n \tau + \ddot{\varphi}_n \omega_0^{-2}\,] \tag{1}$$

$$H_n = \frac{1}{2}\sum_m \varphi_m' \exp(-a\,|\,n-m\,|\,]\,. \tag{2}$$

Здесь все величины (кроме времени) безразмерны; единицей длины служит лондоновская глубина проникновения λ, единицей магнитного поля – $\Phi_0/(2\pi\lambda^2)$, т. е. единица, совпадающая по порядку величины с H_{c1}; H_n, φ_n – поле и разность фаз на n-м I-слое, a – толщина S-слоев, $\lambda_J = [\Phi_0 c/(16\pi^2 j_c \lambda)]^{1/2}/\lambda$ – безразмерная джозефсоновская длина, $\varphi_n' = \partial\varphi_n/\partial x$, $\dot{\varphi}_n = \partial\varphi_n/\partial t$, $\tau = \hbar/(2eRj_c)$, $\omega_0^2 = 2ej_c/(\hbar C)$; R, C, j_c – сопротивление, емкость и критический ток на единицу площади джозефсоновских переходов. Оси x, y лежат в плоскости слоев, а поле H_e направлено по оси y.

При $H_e \gg H_{J1}$ флаксонная решетка будет плотной. Тогда фазы φ_n представимы в виде [6]

$$\varphi_n = \mathcal{H}x + \psi_n + \theta_n\,, \tag{3}$$

где постоянная $\mathcal{H}$ связана с индукцией B и с полем H_e соотношением

$$\mathcal{H} = Ba = 2H_e th(a/2)[1 - f\,]\,. \tag{4}$$

Функция $f = [32\lambda_J^4 H_e^4 \operatorname{th}^4(a/2)]^{-1}$ в рассматриваемом интервале полей (см. ниже) предполагается малой. Функция ψ_n осциллирует в пространстве с периодом вдоль оси x равным $2\pi\mathcal{H}^{-1}$ и имеет малую амплитуду $(\psi_n \sim (\lambda_J^2 \mathcal{H}^2 \operatorname{sh} a)^{-1} \sin(\mathcal{H}x + \theta_n) \ll 1)$. Функция θ_n описывает структуру и деформацию флаксонной решетки. В стационарном случае $\theta_n^{(0)} = \pi n$ (треугольная решетка). В общем случае деформированной решетки уравнение для θ_n получается с помощью подстановки (3) в (1 – 2), разложения $\sin\varphi_n$ по ψ_n и усреднения по периоду решетки [6]

$$\lambda_J^2 \sum_m \theta_m'' \exp[-a|n-m|] = -l_H^2 [\sin(\theta_{n+1} - \theta_n) + \sin(\theta_{n-1} - \theta_n)] + \dot{\theta}_n \tau + \ddot{\theta}_n \omega_0^{-2}, \tag{5}$$

где $l_H = (4\lambda_J^2 \mathcal{H}^2 \operatorname{sh} a)^{1/2}$ — довольно большая длина. Это уравнение, а также выражение (4) справедливы при условии

$$(\lambda_J \sqrt{\operatorname{sh} a})^{-1} \ll \mathcal{H} \ll 1, \qquad \omega/\omega_0 \ll \lambda_J \mathcal{H} \sqrt{\operatorname{sh} a}\,. \tag{6}$$

Уравнение (5) описывает, вообще говоря, нелинейные искажения флаксонной решетки. Например, в [5], где рассматривалась система $\{SI_1SI_2SI_1 \dots\}$, получены решения для θ_n в виде дислокаций. Решения подобного типа, названные суперсолитонами, найдены в [7] для отдельного джозефсоновского перехода с периодически изменяющимися в пространстве параметрами. В обоих случаях причинами нелинейного искажения флаксонной решетки являются эффекты соизмеримости. Кроме того, уравнение (5) описывает распространение колебаний флаксонной решетки. Скорость магнитного звука, распространяющегося вдоль слоев, $v_\parallel = \omega_0 \lambda_J \sqrt{\operatorname{cth}(a/2)}$ не зависит от H_e (при условии (6)), а скорость звука, распространяющегося поперек слоев, $v_\perp = \omega_0 (a/2\lambda_J)[2H_e \operatorname{th}(a/2)]^{-1} (\operatorname{sh} a)^{-1/2}$ уменьшается с ростом H_e [6].

Пусть теперь через образец вдоль оси x течет ток $I = I_\omega \sin(\omega t)$, приводящий к деформации флаксонной решетки и возникновению магнитного поля $h(z, t)$, плавно изменяющегося поперек образца. Амплитуду I_ω будем считать малой, но достаточной для преодоления сил пиннинга. Уравнение для $h(z, t)$ получается из (5) и (2) и имеет вид

$$-(a/l_H)^2 \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} + \dot{h}\tau + \ddot{h}\omega_0^{-2} = 0. \tag{7}$$

Отсюда легко находится интересующее нас решение

$$h(z, t) = h_\omega \operatorname{Im}\left[\frac{\operatorname{sh}(\kappa z)}{\operatorname{sh}(\kappa L)} \exp(i\omega t)\right]. \tag{8}$$

Здесь $\kappa^2 = [(\omega/\omega_0)^2 + i\omega\tau](l_H/a)^2$, $L = L_z/2$, L_z — толщина образца по оси z, амплитуда h_ω связана с током I_ω : $I_\omega = (c/2\pi) L_y h_\omega$. Связывая плотность тока $j_x(z, t)$ и индукционное поле E_x с $h(z, t)$ с помощью уравнений Максвелла, мы можем найти поглощаемую мощность в единице объема

$$P = \frac{1}{L_z} \int_{-L}^{L} dz\, \overline{(j_x E_x)} = \frac{1}{4\pi L_z} \cdot \frac{h_\omega^2 \tau \omega_0^2}{\sin^2(\kappa_0 L) + (\kappa_1 L)^2}\,. \tag{9}$$

Здесь черта означает усреднение по времени; мы представили κ в виде $\kappa = \kappa_0 + i\kappa_1$ и предположили, что $\kappa_1 \ll \kappa_0$ (т. е. $\omega \gg (RC)^{-1}$) и $\kappa_1 L \ll 1$. Из (9) следует, что поглощаемая мощность имеет резкие пики, когда

$$\kappa_0 = 2(\omega/\omega_0)\lambda_J \mathcal{H} \sqrt{\operatorname{sh} a}/a = 2\pi n/L_z\,, \qquad n = 1, 2, \dots \tag{10}$$

Амплитуда пиков в рассматриваемом интервале полей (6) слабо зависит от H_e, а сами пики расположены эквидистантно по H_e. Расстояние между пиками при $a \ll 1$ равно $\Delta H_e = (\pi\omega_0/\omega)[\lambda_J L_z \sqrt{a}]^{-1}$, т. е. увеличивается с уменьшением L_z. Оценка ΔH_e для $L_z = 0{,}1$ мм и $\lambda = 10$ мкм ($j_c \approx 10^3$ А/см^2) дает $\Delta H_e \approx 10^{-3}\,\omega_0/(\omega\sqrt{a})$ Э. Приведенная оценка величины ΔH_e, а также зависимости резонансов от H_e и L_z согласуются с результатами работ [2, 8], в которых наблюдались подобные резонансы в монокристаллах Y–Ba–Cu–O. Это дает основание предположить, что в этих экспериментах наблюдалось резонансное возбуждение магнитного звука во флаксонной решетке, а джозефсоновские переходы образованы регулярно расположенными плоскостями двойникования. Опыты проводились в слабых полях. Отметим, что флаксонная решетка может образоваться при весьма малых значениях полей, т. к. $H_{J1} \approx \lambda_J^{-1} \ll 1$ при $a > 1$ и $H_{J1} \approx \sqrt{a}/\lambda_J \ll 1$ при $a \ll 1$.

Литература

1. *Горьков Л.П., Копнин Н.Б.* УФН, 1988, **156**, 117.
2. *Blazey K.M. et al.* Physica C, 1988, **153 – 155**, 56; *Blazey K.M. et al.* Europhys. Lett., 1988, **6**, 457.
3. *Виткалов С.А. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1989, **49**, 160.
4. *Brourard P.R. et al.* Phys. Rev. B, 1984, **30**, 4055.
5. *Volkov A.F.* In Progress in High Temperature Superconductivity; 4, Proc. of the 2-th Soviet–Italian Symp. on "Weak Superconductivity". Singapore: World Scientific, 1987, p. 129.
6. *Volkov A.F.* Phys. Lett. A, 1989, **138**, 823.
7. *Ustinov A.V.* Phys. Lett. A, 1989, **136**, 155.
8. *Бугай А.А. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **48**, 209.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 июня 1989 г.