УДК 534.21, 534.222.2

Физика твердого тела, том 30, в. 9, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 9, 1988

СОЛИТОНЫ ДЕФОРМАЦИИ В СРЕДАХ С НЕЛИНЕЙНОЙ УПРУГОСТЬЮ, ИСПЫТЫВАЮЩИХ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД

В. И. Сериков, С. В. Воронин

Наличие солитонных решений [1] релаксационного уравнения Гинзбурга—Ландау

$$\dot{\eta}=\mathscr{L}\left[-A\eta-B\eta^{3}+D\left(\partial^{2}\eta/\partial x^{2}\right)\right] \tag{1}$$

порождает проблему поиска таких решений, которые не могут быть получены методами линеаризации, для тех случаев, когда уравнение движения параметра порядка η (1) рассматривается совместно с другими уравнениями.

Одним из весьма распространенных случаев в акустике сегнетоэлектриков и ферромагнетиков является совместное рассмотрение уравнения (1) с уравнением движения деформаций. При этом наиболее часто реализуется квадратичная связь параметра порядка с деформациями (квадратичная стрикция). В области фазового перехода в уравнении движения деформаций необходимо учитывать не только члены, квадратичные по параметру порядка, но и члены, квадратичные по деформациям. С учетом нелинейных членов уравнения движения параметра порядка η и деформации ε можно представить в форме

$$\begin{gathered}\eta_{t}=\mathscr{L}\left(-A\eta-B\eta^{3}+D\eta_{xx}+g\eta\varepsilon\right),\\ \rho\varepsilon_{tt}-\varkappa\varepsilon_{xt}-c\varepsilon_{xx}=c\Gamma\left(\varepsilon_{x}^{2}+\varepsilon\varepsilon_{xx}\right)-g\left(\eta_{x}^{2}+\eta\eta_{xx}\right).\end{gathered} \tag{2}$$

Здесь B, D — коэффициенты, которые можно считать температурно-независящими в области фазового перехода; $A=A_0\,(T-T_c)$, где T_c — температура Кюри; g — коэффициент стрикции; $\mathscr{L}$ — кинетический коэффициент; ρ — плотность среды; c — модуль упругости; $\varkappa$ — феноменологически вводимый коэффициент поглощения; Γ — нелинейный акустический параметр.

Решение системы уравнений (2) ищем в виде

$$\eta=\eta_{0}\left[\operatorname{th}\left(\frac{x-Vt}{\Delta}\right)-1\right],\quad \varepsilon=\varepsilon_{0}\left[\operatorname{th}\left(\frac{x-Vt}{\Delta}\right)-1\right]. \tag{3}$$

Действуя в духе работы [1], систему уравнений, определяющих скорость V, ширину Δ, коэффициент поглощения $\varkappa$ и амплитуды η_0, ε_0 солитонов, можно записать в форме

$$V=\mathscr{L}\Delta\left(-\frac{A}{2}+\frac{2D}{\Delta^{2}}\right),\quad \Delta^{2}=\frac{2D}{B\eta_{0}^{2}},\quad \varkappa=\frac{c-\rho V^{2}}{V}, \tag{4)—(6}$$

$$\eta_{0}^{2}\pm\frac{\eta_{0}g^{3/2}}{4B\sqrt{c\Gamma}}+\frac{A}{4B}=0, \tag{7}$$

$$\varepsilon_{0}^{2}\pm\frac{\varepsilon_{0}g^{2}}{4Bc\Gamma}+\frac{Ag}{4Bc\Gamma}. \tag{8}$$

При $T\to T_c$, $A\to 0$ уравнения (7), (8) имеют ненулевые решения

$$\eta_{0}=\mp\frac{g^{3/2}}{4B\sqrt{c\Gamma}},\quad \varepsilon_{0}=\mp\frac{g^{2}}{4Bc\Gamma}, \tag{9}$$

так что ширина и скорость солитона остаются конечными

$$\Delta=\frac{4\sqrt{2Dc\Gamma B}}{g^{3/2}},\quad V=\frac{8\mathscr{L}D^{3/2}\sqrt{2c\Gamma}}{g^{3/2}}. \tag{10)—(11}$$

Следует отметить, что рассмотренные решения имеют смысл в области перехода лишь в том случае, когда $g/(c\Gamma) > 0$.

Литература

[1] *Мелькер А. И., Овидько И. А.* ФТТ, 1985, т. 27, № 2, с. 594—597.

Липецкий политехнический институт
Липецк

Поступило в Редакцию
3 марта 1988 г.

УДК 539.292

Физика твердого тела, том 30, в. 9, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 9, 1988

ЭЛЕКТРОННОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В НЕОДНОРОДНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ

М. А. Белоголовский, А. И. Дьяченко

Туннельная спектроскопия сверхпроводников с малой фермиевской скоростью и, в частности, нахождение энергетической щели методом электронного туннелирования представляют собой определенную проблему [1]. Дело в том, что длина свободного пробега электрона в таких материалах оказывается сравнительно небольшой (десятки ангстрем). Поэтому фактически в экспериментах по туннелированию в такие металлы измеряются не объемные свойства, а характеристики поверхностного слоя с пониженным параметром порядка. Особые трудности возникают при исследовании открытых недавно металлооксидных сверхпроводников с высокими критическими параметрами, сложные туннельные характеристики которых имеют неоднозначную интерпретацию (см., например, [2]). Иногда для устранения отмеченного недостатка преднамеренно создают туннельные контакты, в которых между исследуемым сверхпроводником и изолятором находится тончайшая прослойка нормального металла [1]. В описанных ситуациях в окрестности барьера возникает координатная зависимость параметра порядка, которая ведет к искажению вида туннельных характеристик по сравнению с туннелированием в однородный сверхпроводящий образец. В настоящей работе исследуется проблема нахождения величины энергетической щели Δ_1 изучаемого сверхпроводника S_1 из данных по электронному туннелированию в слоистых структурах S_2—I—N/S_1-типа (S_2 — сверхпроводящий инжектор, I — изолятор, N — нормальный слой).

Для таких структур с малой прозрачностью барьера (именно они используются на эксперименте) зависимость туннельного тока J от приложенного напряжения U имеет вид [3]

$$J(U) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{0}^{1} d(\cos\theta)\, D(\cos\theta)\, N_T^{(2)}(\omega - U)\, N_T^{(1)}(\omega, \cos\theta)\, [f(\omega - U) - f(\omega)], \qquad (1)$$

где функция $D(\cos\theta)$ описывает угловую зависимость вероятности туннелирования электрона; туннельная плотность состояний исследуемого сверхпроводника $N_T^{(1)}(\omega, \cos\theta)$ пропорциональна мнимой части электронной функции Грина; соответствующая функция для инжектора описывается стандартной формулой $N_T^{(2)}(\omega) = \mathrm{Re}\{\omega/\sqrt{\omega^2 - \Delta_2^2}\}$; Δ_2 — энергетическая щель инжектора; $f(\omega)$ — функция распределения Ферми; $U = eV$.

На основе результатов работы [3] в приближении зеркального туннелирования было рассчитано характерное поведение интеграла $N_T(\omega) =$