Письма в ЖЭТФ, том 11, стр.550 – 553 *5 июня 1970 г.*

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТОРМОЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

М.И.Каганов, В.Д.Нацик

В последнее время несколькими экспериментальными группами обнаружено влияние сверхпроводящего перехода на кинетику пластической деформации металлов [1–3][1]. Так как при сверхпроводящем переходе свойства кристаллической решетки практически не меняются, то естественно наблюдаемый эффект приписать влиянию электронов проводимости. Возможный механизм такого влияния заключается в следующем. Как известно, пластические свойства кристаллов в конечном итоге определяются подвижностью отдельных дислокаций. Ранее Кравченко было показано [4], что движущаяся в нормальном металле дислокация испытывает силу торможения, обусловленную ее взаимодействием с электронами проводимости. Эта сила имеет заметную величину и ее изменение, ожидаемое при сверхпроводящем переходе, может существенно сказаться на балансе сил, определяющих подвижность дислокаций. В настоящем сообщении приводятся результаты исследования силы электронного торможения дислокаций в сверхпроводниках. Ниже будет показано, что характер изменения этой силы при переходе металла из нормального состояния в сверхпроводящее не является столь простым, как предполагалось ранее [4, 5], а обнаруживает ряд интересных особенностей.

Движущаяся с постоянной скоростью V дислокация создает в кристалле переменное поле упругих деформаций $u_{in}(\mathbf{r} - \mathbf{V}t)$, со стороны которого на электрон проводимости действует сила, определяемая деформационным потенциалом $\lambda_{in} u_{in}(\mathbf{r} - \mathbf{V}t)$ (компоненты тензора λ_{in} имеют величину порядка энергии Ферми ϵ_F [6]). Благодаря этому потенциалу, движущаяся дислокация вызывает переходы в электронной системе, на возмущение которой тратится ее энергия. Определяемая такими потерями сила торможения дислокации равна по абсолютной величине энергии, поглощаемой электронами при перемещении дислокации на единицу пути.

Можно показать, что гамильтониан взаимодействия электронов с движущейся дислокацией в представлении вторичного квантования имеет вид:

$$\mathcal{H}_{\text{вз}} = \frac{1}{L_1 L_2} \sum_{\mathbf{q}} \sum_{\mathbf{k}} \lambda_{in} u_{in}^{\mathbf{q}} e^{-i\omega_{\mathbf{q}} t} (a^+_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\uparrow} a_{\mathbf{k}\uparrow} + a^+_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\downarrow} a_{\mathbf{k}\downarrow}),$$

$$\omega_{\mathbf{q}} = \mathbf{q}\mathbf{V}. \qquad (1)$$

Здесь $u_{in}^{\mathbf{q}}$ – компонента Фурье поля деформаций, волновой вектор $\mathbf{q}$ лежит в плоскости перпендикулярной оси дислокации, L_1, L_2 – размеры кристалла в этой плоскости; $a^+_{\mathbf{k}\uparrow}$, $a_{\mathbf{k}\uparrow}$ – операторы рождения и уничтожения электронов с соответствующим направлением спина. Переходя стандартным образом к

[1] Цитированные статьи не исчерпывают публикаций, в которых отмечалось влияние сверхпроводящего перехода на пластические свойства металлов. Указаны те работы, где, по нашему мнению, эффект выражен наиболее четко.

операторам элементарных возбуждений $\gamma^+_{k\uparrow}$ и $\gamma_{k\uparrow}$ сверхпроводника [1)], получим

$$\mathcal{H}_{\text{вз}} = \frac{1}{L_1 L_2} \sum_q \sum_k \lambda_{in} u^q_{in} e^{-i\omega_q t} [(u_k + {}_q u_k - v_k + {}_q v_k)(\gamma^+_{k + q\uparrow} \gamma_{k\uparrow} +$$

$$+ \gamma^+_{k + q\downarrow} \gamma_{k\downarrow}) + (u_k + {}_q v_k + v_k + {}_q u_k)(\gamma^+_{k + q\downarrow} \gamma^+_{-k\uparrow} + \gamma_{-k - q\uparrow} \gamma_{k\downarrow})]. \quad (2)$$

Наибольший вклад в силу торможения вносят переходы, вызываемые волнами с предельно большими значениями $q \sim q_m$; $q_m \sim 1/r_o$, если $1/r_o < 2k_F$, либо $q_m \sim 2k_F$ в обратном случае, r_o – радиус ядра дислокации, $2\hbar k_F$ – диаметр поверхности Ферми. Так как r_o, $1/2k_F \sim a << \ell$ (ℓ – длина совбодного пробега электронов, a – постоянная решетки), то поглощаемую электронами энергию можно вычислить, считая числа заполнения элементарных возбуждений равновесными [6, 8, 9]. Сила торможения единицы длины дислокации $F(V)$ определяется выражением:

$$F(V) = \frac{1}{L_3 V} \sum_q \sum_k \hbar\omega_q \nu_{k, k+q}. \quad (3)$$

Здесь L_3 – длина дислокации, а $\nu_{kk'}$ – частота переходов с поглощением энергии $\hbar\omega_{k'-k}$, вычисляемая по теории возмущений с матричными элементами гамильтониана (2) и числами заполнения $f(\epsilon_k) = [1 + \exp(\epsilon_k/T)]^{-1}$:

$$\nu_{kk'} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \frac{\lambda_{in} u^{k'-k}_{in}}{L_1 L_2} \right|^2 \Big\{ 2(u_{k'} u_k - v_{k'} v_k)^2 [f(\epsilon_k) - f(\epsilon_{k'})] \delta(\epsilon_{k'} - \epsilon_k - \hbar\omega_{k'-k}) +$$

$$+ (u_{k'} v_k + v_{k'} u_k)^2 [1 - f(\epsilon_k) - f(\epsilon_{k'})][\delta(\epsilon_{k'} + \epsilon_k - \hbar\omega_{k'-k}) -$$

$$- \delta(\epsilon_{k'} + \epsilon_k + \hbar\omega_{k'-k})] \Big\}. \quad (4)$$

В дальнейшем для простоты ограничимся случаем винтовой дислокации, для которой

$$\lambda_{in} u^q_{in} = ib \frac{\lambda_{13} q_2 - \lambda_{23} q_1}{q^2}, \quad (5)$$

если ось "3" направлена вдоль скорости $\mathbf{V}$ дислокации; b – величина вектора Бюргерса.

Подставляя (4) и (5) в (3), переходя от суммирования к интегрированию и учитывая, что волны с $q << k_F$ дают несущественный вклад в силу торможе-

---

2) Мы пользуемся обозначениями, принятыми в [7].

ния $F(V)$, получим:

$$F(V) = \frac{m^2 b^2 \lambda^2}{3\pi^3 \hbar^4}\left\{ 2\int_0^{\hbar q_m V} \frac{d\epsilon'}{\epsilon'} \int_\Delta^\infty d\epsilon \frac{\epsilon(\epsilon'+\epsilon) - \Delta^2}{\sqrt{\epsilon^2-\Delta^2}\sqrt{(\epsilon'+\epsilon)^2-\Delta^2}} \times \right.$$

$$\times [f(\epsilon) - f(\epsilon'+\epsilon)] + \theta(\hbar q_m V - 2\Delta)\int_{2\Delta}^{\hbar q_m V} \frac{d\epsilon'}{\epsilon'} \int_\Delta^{\epsilon'-\Delta} d\epsilon \frac{\epsilon(\epsilon'-\epsilon) + \Delta^2}{\sqrt{\epsilon^2-\Delta^2}\sqrt{(\epsilon'-\epsilon)^2-\Delta^2}} \times$$

$$\left. \times [1 - f(\epsilon) - f(\epsilon'-\epsilon)]\right\},$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0, \end{cases} \qquad (6)$$

где $\lambda^2 = \lambda_{13}^2 + 2\lambda_{23}^2$, m – масса электрона.

Не останавливаясь здесь на подробном анализе выражения (6), выпишем значение $F(V)$ в ряде предельных случаев.

При абсолютном нуле температуры ($T = 0$, $\Delta = \Delta_0$)

$$F(V) = \theta(\hbar q_m V - 2\Delta_0)\frac{m^2 b^2 \lambda^2}{3\pi^3\hbar^4}\int_{2\Delta_0}^{\hbar q_m V} \frac{d\epsilon'}{\epsilon'}\int_{\Delta_0}^{\epsilon'-\Delta_0} d\epsilon \frac{\epsilon(\epsilon'-\epsilon)+\Delta_0^2}{\sqrt{\epsilon^2-\Delta^2}\sqrt{(\epsilon'-\epsilon)^2-\Delta^2}}. \qquad (7)$$

Отсюда видно, что сила электронного торможения равна нулю при скоростях дислокации $V < V_{кр} = \frac{2\Delta_0}{\hbar q_m}$. При $V > V_{кр}$ сила торможения отлична от нуля, причем если $V - V_{кр} \ll V_{кр}$, то по порядку величины

$$F(V) \approx \frac{n\epsilon_F b^2 q_m}{4 v_F}(V - V_{кр}), \qquad (8)$$

где n – плотность электронов в нормальном металле, v_F – фермиевская скорость. Появление критической скорости – следствие существования щели в энергетическом спектре сверхпроводника, и имеет ту же природу, что и пороговое поглощение электромагнитной [10] и звуковой [8] энергии сверхпроводником. Критическая скорость имеет величину порядка $v_F / \rho q_m$, где ρ – радиус куперовской пары ($\rho \sim 10^{-4}$ *см*), т. е. на порядок меньше скорости звука и потому достижима экспериментально. При скоростях, бо́льших по сравнению с $V_{кр}$, сила электронного торможения в сверхпроводнике того же порядка, что и вычисленная в работе [4] для нормального металла.

Если $T \neq 0$, но $T << \Delta$ и $V < V_{кр}$

$$F(V) \approx \begin{cases} \dfrac{n\epsilon_F b^2 q_m}{\pi v_F} e^{-\Delta/T} V, & \hbar q_m V << T << \Delta \\ \dfrac{n\epsilon_F b^2}{\pi \hbar v_F} \sqrt{T}\, e^{-\Delta/T} \sqrt{\hbar q_m V}, & 2\Delta > \hbar q_m V >> T \end{cases} . \quad (9)$$

Следует обратить внимание на то обстоятельство , что при достаточно больших скоростях зависимость $F(V)$ становится нелинейной.

Формулы (6) – (9) показывают , что сила электронного торможения дислокации в сверхпроводнике имеет сложную зависимость от скорости и температуры.

Пользуемся случаем поблагодарить В.П.Галайко, В.Л.Покровского и В.Я.Кравченко за полезные обсуждения результатов работы, а также В.Б.Фикса, с которым обсуждались вопросы, близкие к затронутым в настоящем сообщении.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
27 апреля 1970 г.

Литература

[1] H.Kojima. T.Susuki. Phys. Rev. Lett., 21, 896, 1968.

[2] В.В.Пустовалов, В.И.Старцев, В.С.Фоменко. ФТТ, 11, 1382, 1969.

[3] И.А.Гиндин, Б.Г.Лазарев, Я.Д.Стародубов, В.П.Лебедев. ДАН СССР, 188, 803, 1969; Письма в ЖЭТФ, 11, 288, 1970.

[4] В.Я.Кравченко. ФТТ, 8, 927, 1966.

[5] A.Hikata C.Elbaum. Proc. Int. Conf. Strengt Metals and Alloys, Tokyo 1967, Suppl. Trans. Jap. Ins. Met., 9, 45, 1968.

[6] А.И.Ахиезер, М.И.Каганов, Г.Я.Любарский. ЖЭТФ, 32, 837, 1957.

[7] П.Де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов, М., 1968.

[8] В.Л.Покровский. ЖЭТФ, 40, 143, 1961; ЖЭТФ, 40,898, 1961.

[9] T.Holstein. (см. Приложение в работе: B.R.Tittman, H.E.Bömmel. Phys. Rev., 151, 178, 1966).

[10] J.Bardeen, L.Cooper, J.Schrieffer. Phys. Rev., 108, 1175, 1957.