

Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 3, стр. 185 – 188

5 августа 1974 г.

ПИННИНГ И ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ РЕШЕТКИ ВИХРЕЙ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ ВТОРОГО РОДА

М.И.Турчинская, А.Л.Ройтбурд

Рассматривается возможность преодоления препятствий при движении вихревой решетки вследствие ее пластической деформации.

Жесткость сверхпроводников второго рода, как известно, обусловлена взаимодействием вихрей с неоднородностями кристалла (дефектами, включениями инородных фаз и т. п.). Зацепление или пиннинг вихрей на неоднородностях кристаллической структуры приводит к закреплению вихревой решетки (ВР), перемещение которой под действием электродинамических сил не происходит до тех пор, пока эти силы не превысят некоторой критической величины. В этой связи проблема определения критических условий, в частности, критического тока (I_c),

обычно сводится к определению локальных сил взаимодействия ВР с каждой неоднородностью и к статистическому усреднению локальных сил пиннинга. Однако во многих реальных случаях не все вихри закреплены неоднородностями и условие сохранения локальных зацеплений является необходимым, но недостаточным для предотвращения перемещения всей ВР: незакрепленные вихри могут "обтекать" удерживаемые центрами пиннинга участки ВР. При этом происходит относительное взаимное перемещение отдельных областей ВР, т. е. ее пластическая деформация. Возможность "обтекания" закрепленных или менее подвижных областей ВР более подвижными, которая существует в любой системе с пространственно неоднородным пиннингом, как правило, не учитывается при построении теории пиннинга или интерпретации экспериментальных результатов (см., например, обзоры [1, 2]¹⁾). Цель настоящей статьи – обратить внимание на существенную роль в процессах, определяющих жесткость сверхпроводников второго рода, неоднородной пластической деформации ВР, состоящей в рождении (аннигиляции) и перемещении дефектов решетки вихрей.

Рассмотрим конкретный пример: сверхпроводник, содержащий макроскопические включения нормальной фазы (радиус включений $R \gg a$, a – период ВР). Все включения одинаковы и располагаются на равном расстоянии L друг от друга, причем $L > R$. Как известно, пиннинг в такой системе обусловлен сцеплением вихрей с поверхностью включений. В предположении, что это сцепление имеет магнитную природу, критическая сила, необходимая для преодоления силы пиннинга равна [5]

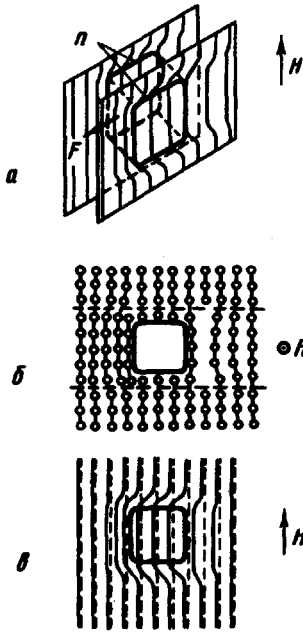
$$p = BI_c = (k/\kappa^3) B_{c2}^2 b^{1/2} (1 - b)(R^2/L^3), \quad b \equiv B/B_{c2}, \quad (1)$$

где B – индукция, κ – параметр Гинзбурга – Ландау, B_{c2} – индукция, соответствующая второму критическому полю, k – численный коэффициент, порядка единицы. Эта формула качественно хорошо описывает экспериментальные результаты, полученные при изучении эвтектик $Pb - Bi$ [5] и некоторых композитных материалов.

Предположим, однако, что нарушение пиннинга не происходит: взаимодействие вихрей с поверхностью раздела фаз достаточно прочно и смещение ВР на поверхности частиц отсутствует. Тогда при приложении внешних сил (например, при наличии тока I) смещение ВР, как целого, приводит к упругой деформации ВР в окрестности частицы. Проблема относительного движения ВР и частиц сводится к выяснению условий "продавливания" частицы сквозь "вихревой кристалл" под действием силы $F = BIL^3$. Элементарным актом "продавливания" является смещение частицы на период a . При смещении в плотноупакованном

¹⁾ В качестве исключения следует упомянуть работу [3], в которой возможность "обтекания" связывается с локальной потерей устойчивости ВР относительно сдвига и на этом основании определяется критический ток для простой одномерной модели [4].

направлении ВР необратимое перемещение частицы относительно решетки равносильно образованию двух дислокационных петель в плоскостях скольжения, ограничивающих частицу (рисунок 1)¹⁾. Энергетическим



a – Дислокационные петли в плоскостях скольжения (Π), *b* – поперечное сечение ВР и плоскостей скольжения, *c* – вихревая структура в плоскости скольжения

критерием протекания процесса является равенство работы внешней силы F и энергии дислокационных петель:

$$Fa = 2(\mu a^2 / 2\pi) [\ln(8R/a) - 1] 2\pi R \approx k^* \mu a^2 R, \quad (k^* \sim 1), \quad (2)$$

где $\mu = (c_{44}c_{66}/\pi)^{1/2}$ – средний модуль сдвига ВР [2], $k^* \mu a^2 / 4\pi$ – линейная энергия дислокационной петли [6] радиусом R . Откуда следует, что объемная плотность внешних сил, приводящая к пластическому продавливанию частицы сквозь ВР, равна

$$p_{\text{пл}} = BI = F/L^3 = (k^{**}/\kappa) \phi_0^{1/2} B_c^{3/2} b^{1/2} (1-b)/(R/L^3), \quad (3)$$

k^{**} – численный коэффициент порядка единицы. Сравнение (1) и (3), показывает, что пластическое обтекание становится лимитирующим, т. е. $p_{\text{пл}} < p$ при $R > R_{\text{ГР}} \sim \kappa^2 \xi$, где ξ – длина когерентности. Действительно, имеющиеся экспериментальные данные [2, 5] показывают,

¹⁾ В обычном кристалле продавливание может идти с образованием пары призматических петель: междоузельной перед, и вакансионной за частицей [6]. В ВР призматические петли не образуются в силу постулируемого условия неразрывности вихревых линий внутри сверхпроводника. Предполагается также, что в объеме не происходит рождения или уничтожения вихрей.

что при варьировании радиуса частиц величина $Bl_c L^3/R^2$ в области больших частиц перестает быть постоянной и уменьшается, как $1/R$ ¹⁾.

Очевидно, вопрос о соотношении процессов "депиннинга" и пластической деформации имеет весьма общий характер. Под действием электродинамических сил ВР смещается и, как реакция, в ее объеме возникают локальные силы пиннинга, приводящие к неоднородной упругой деформации. При увеличении внешней силы неоднородная упругая деформация растет и достигается критическое состояние, при котором начинается отрыв вихрей от точек пиннинга, либо пластическая деформация ВР под действием локальных напряжений. В реальных случаях смещение ВР начинается в наиболее слабом месте, откуда зона смещения распространяется, последовательно преодолевая находящиеся на ее границе препятствия. Для реализации такого неоднородного движения ВР необходимо, чтобы отдельные ее части могли смещаться относительно друг друга, т. е. сопротивление для перемещения решетки в целом зависит от ее пластической податливости. При этом развитие пластической деформации в локальных областях зависит не только от изменяющихся полей напряжений в этих областях, но и от исходной дефектной структуры²⁾

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 июня 1974 г.

Литература

- [1] D.Dew-Hughes. Report on Progress in Physics, 34, 821, 1971; P.H.Melville. Adv. Phys., 21, 647, 1972.
- [2] A.M.Campbell, J.E.Evetts. Adv. Physics, 21, 199, 1972.
- [3] E.J.Kramer. J.Appl. Phys., 44, 1360, 1973.
- [4] E.J.Kramer. J.Appl. Phys., 41, 621, 1970.
- [5] A.M.Campbell, J.E.Evetts, D.Dew-Hughes. Phil. Mag., 18, 311, 1968; R.I.Coote, J.E.Evetts, A.M.Campbell. Canad. J.Phys., 50, 421, 1972.
- [6] Ж.Фридель. Дислокации, М., 1967.

¹⁾ При анизотропной форме частиц при пластическом обтекании должна наблюдаться существенная зависимость функциональной связи $Bl(b)$ при изменении ориентации частиц относительно поля. Поскольку $R_{пл} \sim [(c_{44}c_{66})^{1/2}R + c_{66}R^2]a$, где R – винтовая, R' – краевая компоненты дислокационной петли, для иглообразных частиц, вытянутых вдоль поля ($R' \gg R$) $R_{пл} \sim c_{66}a \sim b^{-1/2}(1-b)^2$, в отличие от (3) для частиц поперек поля.

²⁾ Условие применимости дислокационных представлений – большая протяженность длины, характеризующей неоднородность сил пиннинга по сравнению с параметром ВР a .