Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 263 – 265 *5 сентября 1970 г.*

О ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ОТ ПЛОТНОСТИ ДИСЛОКАЦИЙ

Г.А.Барамидзе, З.К.Саралидзе

В последние годы в литературе большое внимание уделяется вопросу взаимодействия вихрей Абрикосова с упругими неоднородностями кристаллической решетки [1–5]. С этим взаимодействием обычно связывают явление закрепления вихревых нитей и следовательно возможность получения больших критических токов в сверхпроводниках второго рода в смешанном состоянии. Основную роль в закреплении-пининге вихрей играют неоднородности упругих полей дислокаций.

В работах [1–3] рассмотрено взаимодействие одиночного вихря с одной дислокацией и на основе полученного выражения для энергии взаимодействия оценивается величина силы пининга.

Однако, полученный таким образом результат может оказаться неверным, поскольку при таких больших плотностях дислокаций (10^{10} $см^{-2}$), для которых согласно [1] ожидается максимальная сила пининга, распределение упругих полей может быть существенно искажено даже вблизи дислокации.

В настоящей работе на основе простой модели взаимодействия вихря с упругими полями, учитывающей только так называемый объемный фактор, найдена зависимость энергии связи вихря от плотности дислокаций при их однородном и изотропном распределении.

Представим вихрь в виде цилиндрической области с однородной спонтанной дилатацией, равной относительному изменению объема элементарной ячейки Δv при фазовом переходе. Тогда энергия взаимодействия вихря единичной длины с упругими полями будет иметь вид

$$E \approx \Delta v\, \xi^2 K \bar{\epsilon}, \tag{1}$$

где ξ – радиус вихря, K – объемный модуль, а $\bar{\epsilon}$ – вызванная дислокациями средняя дилатация решетки в области, занимаемой вихрем. Энергию связи вихря, по порядку величины, можно определить как разность между возможными максимальным и минимальным значениями этой энергии.

Следуя работе [6] определим функцию $I(\epsilon)$, представляющую собой плотность вероятности различных значений дилатации, или что тоже самое относительное число ячеек с заданной дилатацией. Приближенно эта функция имеет вид

$$I(\epsilon) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\epsilon_0} \exp\left(-\frac{\epsilon^2}{2\epsilon_0^2}\right), \tag{2}$$

где $\epsilon_0 \approx b\sqrt{\rho}$, b – величина вектора Бюргерса, а ρ – плотность краевых дислокаций. Хотя (2) справедлива для деформаций в интервале $10^{-2} \gg |\epsilon| \gg 10^{-6}$, мы будем пользоваться ею во всем интервале, считая что ошибка в окончательном результате будет несущественной если $\bar{\epsilon}$ лежит в указанном интервале.

Поскольку величина $d \sim \rho^{-1/2}$ является параметром неоднородности дилатационного поля кристалла, можно считать, что минимальный объем, в котором, при его соответствующем выборе, относительное число ячеек с заданной дилатацией еще будет задаваться (2), порядка d^3. Внутри вихря это число не всегда определяется (2). Однако при любом его расположении всегда можно добавить к вихрю объем порядка d^3 так, чтобы в полученном объеме распределение дилатаций имело вид (2). Таким образом, если считать что подвижность вихря определяется подвижностью его участка длиной d, то средняя дилатация в вихре такой длины будет определяться тем, как $n = (\xi^2/\Omega)\, d$ ячеек, содержащихся в вихре длины d, будут заполнять $N = [\,(\xi^2 + d^2)/\Omega\,]d$ "состояний" с дилатациями распределенными по (2) (Ω – объем элементарной ячейки).

$\bar{\epsilon}$ будет иметь наибольшее отрицательное значение если n ячеек заполняют все "состояния" полностью, начиная с наибольших отрицательных значений дилатаций. Однако такая возможность отсутствует, так как вихрь будучи компактным образованием будет перекрывать и области с большими дилатациями. Поэтому будем считать, что при определении минимальной средней дилатации вероятность заполнения "состояний" с дилатацией ϵ можно задать функцией распределения случайной величины

$$F(\epsilon) = \frac{1}{2}\left[1 - \phi\left(\frac{\epsilon - \epsilon_1}{\theta}\right)\right], \tag{3}$$

где $\phi(z)$ – интеграл вероятности, ϵ_1 – подлежащее определению состояние с вероятностью заполнения 1/2, а θ – характерная ширина, учитывающая указанное выше перекрывание областей с большими дилатациями.

$$\theta = \epsilon_0\, \xi^2/d^2,$$

где ϵ_0 – нормальная ширина, характеризующая распределение (2), а отношение ξ^2/d^2 – мера перекрытия.

Величина ϵ_1 определяется из уравнения:

$$\frac{n}{N} = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\epsilon)F(\epsilon)\,d\epsilon = \frac{1}{2}\left[1 - \phi\left(\frac{\epsilon_1}{\sqrt{\epsilon_0^2 + \theta^2}}\right)\right], \tag{4}$$

а минимальная средняя дилатация в вихре имеет вид:

$$|\bar{\epsilon}_{min}| = \frac{N}{n}\int_{-\infty}^{+\infty} I(\epsilon)F(\epsilon)\,\epsilon\, d\epsilon = \frac{N\epsilon_0^2}{\sqrt{2\pi}\,n\sqrt{\epsilon_0^2 + \theta^2}}\exp\left(-\frac{\epsilon_1^2}{2(\epsilon_0^2 + \theta^2)}\right). \tag{5}$$

Подставляя (5) в (1) для энергии связи вихря получаем:

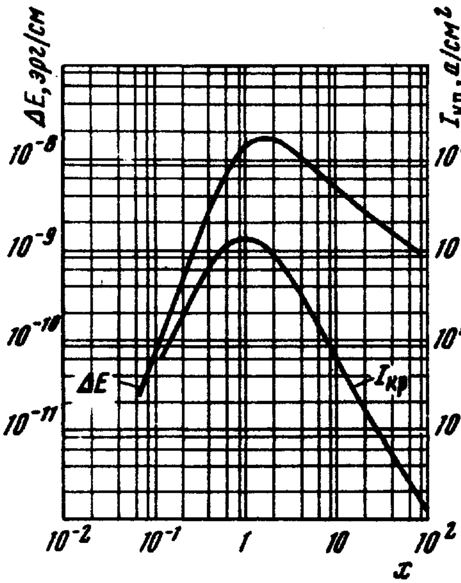
$$\Delta E = \Delta v K b\, \xi\, \frac{x(1 + x^2)}{\sqrt{1 + x^4}}\exp\left(-\frac{1}{2}u^2\right), \tag{6}$$

где u – определяется из уравнения:

$$\phi(u) = 1 - \frac{2}{1 + x^2},$$

а $x = d/\xi$.

Зависимость ΔE от x приведена на рисунке. Максимальное значение энергии связи, достигающееся при $x = 1,7$, что при $\xi = 10^{-5}$ *см* соответствует плотности дислокаций $\rho = 3 \cdot 10^9$ *см*$^{-2}$, порядка 10^{-8} *эрг/см* (при оценке использованы следующие значения $\Delta v = 3 \cdot 10^{-7}$ [2], $K = 10$ *дин/см*^{2}). При увеличении плотности дислокаций энергия связи быстро стремится к нулю. Она также уменьшается и при уменьшении плотности дислокаций.



Если для оценки силы пининга воспользоваться приближением $F = \Delta E/d$, то для плотности критического тока, при максимальной энергии связи, получим $J_{кр} = 10^5$ *а/см*^{2}. На рисунке приведена также зависимость плотности критического тока от безразмерного параметра x.

Следует отметить, что выше изложенное справедливо только для однородного распределения дислокаций. Если распределение дислокаций неоднородно, то большие значения плотности критического тока можно связать с существованием дислокационных стенок [7], в которых большие плотности дислокаций могут достигаться и при сравнительно малых средних плотностях.

Можно ожидать, что полученная нами зависимость будет иметь место для сильно деформированных образцов, в которых распределение дислокаций близко к однородному.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
8 июля 1970 г.

Литература

[1] W.W.Webb. Phys. Rev. Lett., 11, 191, 1963.

[2] E.J.Kramer, C.L.Bauer. Phil. Mag., 15, 1189, 1967.

[3] U.Krammerer. Phys. Stat. Sol. 34, 81, 1969.

[4] R.Labusch. Phys. Rev., 170, 470, 1968.

[5] H.Kronmüller, H.Riedel. Phys. Stat. Sol., 38, 403, 1970.

[6] A.M.Stonebam. Proc. Phys. Soc., 89, 909, 1966.

[7] В.П.Галайко. Письма в ЖЭТФ, 8, 294, 1968.