Письма в ЖЭТФ, том 77, вып. 10, с. 668 – 669 © 2003 г. 25 мая

О глубине проникновения сильного поля в сверхпроводники

В. И. Марченко[1], *Е. Р. Подоляк*

Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН, 117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 апреля 2003 г.

В теории Гинзбурга–Ландау определена зависимость глубины проникновения магнитного поля от его величины во всей области стабильности и метастабильности мейснеровского состояния. Предложена простая интерполяционная формула.

PACS: 74.20.De,74.25.Op

Гинзбург и Ландау [1] вычислили поправку по малой амплитуде магнитного поля к глубине проникновения поля при произвольном значении параметра κ:

$$\delta(H) = \delta(0)\left(1 + \frac{\kappa(\kappa + 2\sqrt{2})}{8(\kappa + \sqrt{2})^2}\frac{H^2}{H_c^2}\right). \qquad (1)$$

В предельных случаях больших и малых κ этот результат применим во всей области существования равновесного мейснеровского состояния (до поля H_c в сверхпроводниках I рода и до поля H_{c1} в сверхпроводниках II рода).

В сверхпроводниках I рода фазовый переход нормальный металл – сверхпроводник во внешнем магнитном поле является фазовым переходом I рода и при этом возможны явления перегрева и переохлаждения. В сверхпроводниках II рода разрушение сверхпроводимости происходит через промежуточную стадию смешанного состояния. Переход из нормального состояния в смешанное в поле H_{c2} является классическим переходом II рода. Возникновение же смешанного состояния в сверхпроводнике в поле H_{c1} (равно как и его перестройка по мере изменения поля) должно сопровождаться явлениями перегрева и переохлаждения даже в отсутствие эффектов пиннинга. Дело в том, что при вхождении вихрей внутрь сверхпроводников существует энергетический барьер Бина–Ливингстона [2] . В пределе больших значений параметра Гинзбурга–Ландау барьер для вхождения вихрей исчезает в поле $H_m = H_c$ (см. §34 в книге [3]), значительно превышающем поле перехода в смешанное состояние H_{c1}.

На рис.1 представлена фазовая диаграмма (κ, H) сверхпроводников вблизи температуры перехода, когда применима теория Гинзбурга-Ландау. Поле максимально возможного перегрева мейснеровского состояния $H_m(\kappa)$ определил Гинзбург [4] с помощью численного решения уравнений Гинзбурга–Ландау.

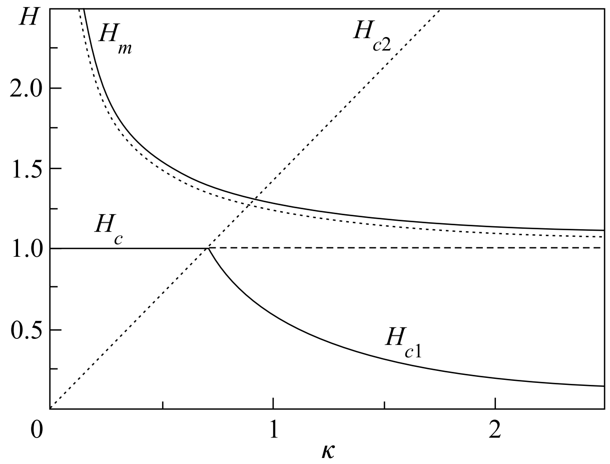

Рис.1. Фазовая диаграмма сверхпроводников в теории Гинзбурга–Ландау. Сплошные линии (помимо H_c) – поле максимального перегрева H_m и поле H_{c1} (равное отношению энергии одноквантового вихря к кванту магнитного потока) – численные результаты. Точечная линия – функция $H_{GL}(\kappa)$ (7)

В пределе больших κ Гинзбург [4] получил также аналитическое решение задачи о законе спадания магнитного поля в глубь сверхпроводника:

$$B = 2H_c \mathrm{sh}\left(\frac{x}{\delta} + C\right)\mathrm{ch}^{-2}\left(\frac{x}{\delta} + C\right), \qquad (2)$$

где константа C является функцией внешнего поля, определяемой следующим соотношением

$$\mathrm{ch}\,(C) = \frac{H_c}{H}\left(\sqrt{1 + \frac{H}{H_c}} + \sqrt{1 - \frac{H}{H_c}}\right). \qquad (3)$$

Решение Гинзбурга определяет зависимость глубины проникновения магнитного поля

$$\delta(H) = \frac{1}{H}\int_0^\infty B dx$$

[1] e-mail: mar@kapitza.ras.ru

от величины магнитного поля во всем интервале $0 < H < H_m = H_c$, где возможно наблюдение мейснеровского состояния при больших κ:

$$\delta(H) = 2\delta(0)\left(\sqrt{1+\frac{H}{H_m}}+\sqrt{1-\frac{H}{H_m}}\right)^{-1}. \qquad (4)$$

В пределе малых κ решение уравнений Гинзбурга–Ландау для мейснеровского состояния определил Галайко [5]. Здесь на расстояниях больших по сравнению с глубиной проникновения можно пренебречь наличием поля. Тогда

$$\psi = \operatorname{th}\frac{\kappa(x+a)}{\sqrt{2}}. \qquad (5)$$

Параметр a определяется сшивкой решения (5) с решением вблизи границы в области проникновения поля.

Проникновение поля в рассматриваемом приближении будет описываться простой экспонентой $A = H|\psi_0|^{-1}\exp(-|\psi_0|x)$. С помощью установленного [5] решения, нетрудно убедиться, что зависимость глубины проникновения магнитного поля $\delta(H) = \psi_0^{-1}$ от величины внешнего поля и в этом пределе определяется выражением (4), где поле перегрева H_m равно значению

$$H_m = \frac{H_c}{\sqrt{\sqrt{2}\kappa}}. \qquad (6)$$

Совпадение вида полевой зависимости при малых и больших значениях параметра κ представляется совершенно неожиданным. Нами было проведено численное решение уравнений Гинзбурга–Ландау при произвольных κ и оказалось, что поведение глубины проникновения практически во всей области полей слабо отличается (см. рис.2) от естественной в данной ситуации интерполяционной формулы вида (4), в которой, для случая произвольной величины κ, в качестве критического поля перегрева принято значение

$$H_m = H_{GL} = H_c\frac{\kappa+\sqrt{2}}{\sqrt{\kappa^2+2\sqrt{2}\kappa}}, \qquad (7)$$

следующего из сравнения с пределом малых полей (1).

Обратим внимание на корневую особенность при приближении к максимальному полю перегрева как в выражении (4), так и в результатах численного решения уравнений Гинзбурга–Ландау (рис.2). Такая особенность характерна при потере устойчивости метастабильного состояния относительно однородных возмущений (см. разд.3 нашей работы [6]).

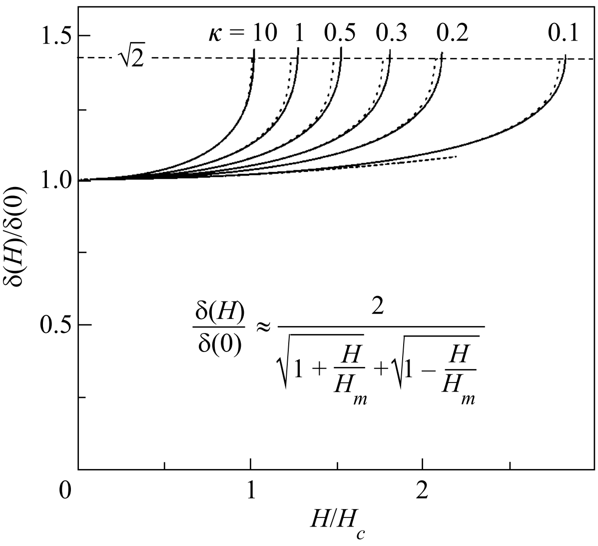

Рис.2. Зависимость глубины проникновения магнитного поля от величины магнитного поля при различных значениях параметра κ. Сплошные линии – результаты численного решения уравнений Гинзбурга–Ландау. Точечные линии – интерполяционные выражения (4). Штриховая линия – квадратичное приближение малых полей Гинзбурга–Ландау (1)

Близость результатов численного счета для функции $H_m(\kappa)$ и кривой $H_{GL}(\kappa)$ (см. рис.1), а также близость максимального увеличения глубины проникновения к фактору $\sqrt{2}$ (см. рис.2) демонстрируют степень точности предложенной интерполяционной формулы. Таким образом, из результатов измерения полевой зависимости глубины проникновения в массивных сверхпроводниках можно надежно установить параметры сверхпроводника H_c и κ лишь в комбинации, входящей в выражение для H_{GL}. Для отдельного же их определения с точностью 10^{-1} необходима точность измерения глубины проникновения не хуже, чем 10^{-3}.

Мы благодарим Г.М. Элиашберга и В.Ф. Гантмахера, обративших наше внимание на работы [4] и [5]. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (# 00-02-16250, # 03-02-16958).

1. В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау, ЖЭТФ **20**, 1064 (1950).
2. C.P. Bean and J.D. Livingston, Phys. Rev. Lett. **12**, 14 (1964).
3. В.В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, М.: МЦНМО, 2000.
4. В.Л. Гинзбург, ЖЭТФ **34**, 113 (1958).
5. В.П. Галайко, ЖЭТФ **50**, 717 (1966).
6. В.И. Марченко, Е.Р. Подоляк, ЖЭТФ **124**, (2003).