

При 300 и 80 К получено: $\Delta = 17 \pm 1$ и $7 \pm 0,5$ мэВ и (с учетом G) $\varepsilon_g^d(\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}) = 0,956$ и $1,039$ эВ соответственно.

Заключение

Получены новые сведения о зонной структуре ZnAs_2 при совместном исследовании спектров поглощения, ФП и ФКЗ.

Установлено, что край фундаментального поглощения ZnAs_2 определяется непрямым разрешенным переходом, происходящим с участием экситонных состояний, для которого $\varepsilon_g^i(\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}) = 0,89$ эВ (300 К) и $\beta^i(\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}) = (-4,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$ эВ/К в области $80 \div 300$ К. Оценены энергии фононов, участвующих в поглощении.

Показано, что при поляризации $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$ также имеет место прямой разрешенный переход, происходящий с участием экситонных состояний; для него определены $\varepsilon_g^d(\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}) = 0,956$ эВ (300 К) и $\beta^d(\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}) = (-3,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$ эВ/К в области $80 \div 300$ К.

Литература

1. Лазарев В.Б., Шевченко В.Я., Гринберг Я.Х., Соболев В.В. Полупроводниковые соединения группы $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{V}}$. М., 1978.
2. Сырбу Н.Н. Оптоэлектронные свойства соединений группы $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{V}}$. Кишинев, 1983.

3. Turner W.J., Fischler A.S., Reese W.E. // Phys. Rev. 1961. **121**, No. 3. P. 759.
4. Sobolev V.V., Syrbu N.N. // Phys. Stat. Solidi. 1972. **51**, No. 2. P. 863.
5. Маренкин С.Ф., Раухман А.М., Пищиков Д.И., Лазарев В.Б. // Изв. РАН, Неорг. матер. 1992. **28**, № 9. С. 1813.
6. Морозова В.А., Маренкин С.Ф., Кошелев О.Г., Мионов А.Г. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1998. № 6. С. 62 (Moscow University Phys. Bull. 1998. No. 6. P. 78).
7. Sobolev V.V., Syrbu N.N., Ugai Ya.A. // Phys. Stat. Solidi. 1969. **31**. P. 51.
8. Соболев В.В., Козлов А.И., Маренкин С.Ф., Соколовский К.А. // Изв. АН СССР, Неорг. матер. 1985. **21**, № 8. С. 1276.
9. Кошелев О.Г., Морозова В.А., Баранова Э.Ю. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. № 4. С. 87 (Moscow University Phys. Bull. 1998. No. 4. P. 80).
10. Морозова В.А., Семененя Т.В., Маренкин С.Ф. и др. // Там же. 1996. № 5. С. 86 (Ibid. 1996. No. 5. P. 77).
11. Васильев А.М., Ландсман А.П. Полупроводниковые фотопреобразователи. М., 1971.
12. Elliott R.I. // Phys. Rev. 1957. **108**, № 6. P. 1384.
13. Маренкин С.Ф., Пищиков Д.И., Леонтьева В.А. и др. // Изв. РАН, Неорг. матер. 1993. **29**, № 5. С. 607.
14. Weszka J., Mazurak Z., Pishchikov D.I. // Phys. Stat. Solidi (b). 1992. **170**. P. 89.

Поступила в редакцию
22.03.99

УДК 567.145

ПОЧЕМУ ВОЗНИКАЕТ ЭФФЕКТ МЕЙССНЕРА?

Н. Б. Брандт, Г. А. Миронова, В. В. Ржевский

(кафедра физики низких температур)

Описывается возможный эксперимент, позволяющий определить необходимые и достаточные условия возникновения эффекта Мейсснера в классических сверхпроводниках.

Как известно, эффект Мейсснера, открытый в 1933 г. [1], заключается в том, что при охлаждении массивного односвязного сверхпроводника в постоянном магнитном поле с напряженностью, меньшей напряженности критического поля: H_c для сверхпроводников первого и H_{c1} для сверхпроводников второго рода, магнитное поле при переходе в сверхпроводящее состояние выталкивается из толщи образца и в поверхностном слое толщиной λ (λ — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник) начинает течь сверхпроводящий ток, компенсирующий внешнее поле так, что внутри сверхпроводника индукция магнитного поля $\mathbf{B}$ всегда равна нулю. Заметим, что эффект Мейсснера нельзя объяснить на основании классической электродинамики Максвелла, в которой ток проводимости создается сторонними силами (химическими источниками тока, ЭДС индукции и т. п.). При эффекте Мейсснера сторонние силы отсутствуют. Поэтому возникающий ток, строго говоря, нельзя отождествить с током про-

водимости и, чтобы подчеркнуть это отличие, его следует называть мейсснеровским током. Формально возникновение мейсснеровского тока можно рассматривать как частный случай явления самоорганизации, хотя это мало что проясняет.

Почему возникает эффект Мейсснера? Точнее, какими свойствами должен обладать ансамбль частиц, чтобы в нем реализовался этот эффект, и чему соответствует состояние, в котором индукция внутри системы частиц становится равной нулю? По этому поводу нет единой точки зрения и можно выделить три различных подхода к объяснению эффекта Мейсснера.

1. П. де Жен [2] показал, что если записать выражение для свободной энергии сверхпроводника в виде

$$F = \int_V F_s dV + E_J + E_M, \quad (1)$$

где V — объем образца, F_s — плотность энергии конденсации сверхпроводящих электронов, $E_J = \frac{1}{2} \int_V n_s \cdot m v_s^2 dV$ — кинетическая энергия сверхпроводящих токов $\mathbf{j}_s(\mathbf{r}) = n_s e \mathbf{v}_s$, n_s — концентрация сверхпроводящих электронов, e — их заряд, $\mathbf{v}_s(\mathbf{r})$ — скорость дрейфа сверхпроводящих электронов, $E_M = \int_V \frac{\hbar^2}{8\pi} dV$ — магнитная энергия, связанная с микроскопическим магнитным полем $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ внутри образца, создаваемым токами $\mathbf{j}_s(\mathbf{r})$, то минимизация выражения (1) относительно распределения поля $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ приводит к уравнению Лондонов:

$$\mathbf{h} + \lambda_L^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{h} = 0, \quad \lambda_L = \left(\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

формально описывающему эффект Мейсснера. Выбрав лондоновскую калибровку для векторного потенциала $\mathbf{A}(\mathbf{r})$, ($\operatorname{rot} \mathbf{A} = \mathbf{h}$): $\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$, $\mathbf{A}_n = 0$ на поверхности образца, где $\mathbf{A}_n$ — нормальная к поверхности образца компонента вектора $\mathbf{A}$, получаем

$$\mathbf{j} = -\frac{n_s e^2}{mc} \mathbf{A}. \quad (3)$$

Отсюда делается вывод, что состояние сверхпроводника с нулевой индукцией в объеме и экранирующим мейснеровским током (3) соответствует минимуму его свободной энергии.

Обратим внимание на следующее интересное обстоятельство. В приведенном выводе уравнения (2) нигде не предполагается, что система сверхпроводящих электронов когерентна. Выражение для кинетической энергии тока в (1) имеет точно такой же вид для системы заряженных ферми-частиц, если они по какой-либо причине создают бездиссипативный ток, т. е. имеют постоянную составляющую скорости $\mathbf{v}_s$.

2. Фейнман [3] для объяснения эффекта Мейсснера использовал общее квантовомеханическое выражение для плотности тока

$$\mathbf{j} = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{\hat{p} - q\mathbf{A}/c}{\mu} \psi \right]^* \psi + \left[\frac{\hat{p} - q\mathbf{A}/c}{\mu} \psi \right] \psi^* \right\}, \quad (4)$$

где $\hat{p} = \frac{\hbar}{i} \nabla$ — оператор импульса частицы, μ и q — масса и заряд, $\psi(\mathbf{r}, t)$ — волновая функция частицы, квадрат модуля которой определяет вероятность обнаружить частицу в точке $\mathbf{r}$ в момент времени t . Для заряженных бозе-частиц произведение $\psi\psi^*$ можно интерпретировать как плотность $\rho(\mathbf{r})$ заряда частиц в точке $\mathbf{r}$ в момент времени t и, полагая $\psi(\mathbf{r}) = \sqrt{\rho(\mathbf{r})/2} \exp i\theta(\mathbf{r})$, выражение для стационарного тока переписать в виде

$$\mathbf{j} = \frac{\hbar}{2\mu} \left(\nabla\theta - \frac{q}{\hbar c} \mathbf{A} \right) \rho(\mathbf{r}). \quad (5)$$

Учитывая, что для односвязного сверхпроводника дивергенция тока должна равняться нулю, и полагая

$\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$, находим, что $\nabla^2 \theta = 0$. Для однородного трехмерного материала $\nabla^2 \theta = 0$ только при условии, что $\theta = \text{const}$. Подставляя (5) в (4), получаем уравнение Лондонов $\mathbf{j} = -\rho(\mathbf{r}) \frac{q}{2\mu c} \mathbf{A}$ или, учитывая, что $q = 2e$, $\mu = 2m$ и в однородном сверхпроводнике $\rho(\mathbf{r}) = qn_s$, находим

$$\mathbf{j} = -\frac{n_s e^2}{mc} \mathbf{A} = -\frac{c}{4\pi \lambda_L^2} \mathbf{A}.$$

Таким образом, по Фейнману, эффект Мейсснера является следствием когерентности бездиссипативной бозе-системы заряженных частиц. Термодинамика здесь вообще не рассматривается.

3. Уравнение Лондонов можно получить также из второго уравнения теории Гинзбурга–Ландау [4]:

$$\mathbf{j}_s(\mathbf{r}) = \frac{c|\phi(\mathbf{r})|^2}{4\pi \lambda_L^2} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla\theta - \mathbf{A} \right),$$

где $\phi(\mathbf{r}) = |\phi| \exp i\theta(\mathbf{r}) = \psi(\mathbf{r})/\psi_0$ — безразмерная волновая функция, ψ_0 — равновесный параметр упорядочения, $|\psi(\mathbf{r})|^2 = n_s/2$, Φ_0 — квант магнитного потока. Перенормируя векторный потенциал $\mathbf{A} = \mathbf{A}' + \Phi_0/2\pi \nabla\theta$, находим

$$\mathbf{j}_s(\mathbf{r}) = -\frac{c|\phi(\mathbf{r})|^2}{4\pi \lambda_L^2} \mathbf{A}.$$

С этой точки зрения эффект Мейсснера соответствует минимуму свободной энергии Гиббса для бездиссипативной когерентной системы заряженных бозе-частиц.

Возникает вопрос, можно ли экспериментально определить, является ли условие понижения свободной энергии при переходе сверхпроводника в мейснеровское состояние необходимым для возникновения эффекта Мейсснера? Насколько нам известно, этот вопрос в литературе не обсуждался. Ниже предлагается эксперимент, который позволяет определить, какие из указанных выше условий являются необходимыми и достаточными для возникновения эффекта Мейсснера.

Рассмотрим длинный, тонкий цилиндрический образец радиуса r_0 , помещенный в постоянное, параллельное его оси магнитное поле $\mathbf{H}_0$, меньшее критического значения H_c или H_{c1} . Сравним значения свободной энергии для состояния, когда магнитное поле пронизывает образец и мейснеровский ток отсутствует, и мейснеровского состояния, когда внешнее поле $\mathbf{H}_0$ экранируется мейснеровским током.

В первом случае свободная энергия на единицу длины образца равна $F_1 = \frac{H_0^2}{8\pi} \pi r_0^2$, во втором случае

$$F_2 = \int_V \left(\frac{B(\mathbf{r})^2}{8\pi} + \frac{n_s m v_s(\mathbf{r})^2}{2} \right) dV.$$

Выражение для разности энергий $\Delta F = F_1 - F_2$ при заданной цилиндрической форме образца имеет вид

$$\Delta F = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{2\pi\lambda}{c} \right)^2 C_0^2 I_0(r_0/\lambda) \times \left\{ I_0(r_0/\lambda) - \frac{2\lambda}{r_0} I_1(r_0/\lambda) \right\}, \quad (6)$$

где λ — экспериментально измеренная величина глубины проникновения магнитного поля. Для $r_0 \gg \lambda$, $F_2 \ll F_1$ мейснеровское состояние, в соответствии с расчетами де Жена, энергетически более выгодно. При уменьшении r_0 величина ΔF убывает и возникает вопрос, можно ли, уменьшая r_0 , сделать ΔF отрицательным, т. е. реализовать ситуацию, когда мейснеровское состояние, наоборот, обладает большей свободной энергией (за счет энергии тока) и становится энергетически невыгодным.

Анализ выражения (13) для разности энергий показывает, что не существует такого значения радиуса образца r_0 , при котором энергетическая выгода перехода сверхпроводника в состояние Мейсснера исчезает.

Однако определить, является ли требование минимума энергии необходимым условием существования эффекта Мейсснера, можно, по-видимому, следующим образом.

Выше сопоставлялись энергии тока и магнитного поля при заданных значениях температуры T , глубины проникновения λ , внешнего магнитного поля H и изменении радиуса образца r_0 . Рассмотрим теперь, как будет изменяться свободная энергия образца при заданных значениях внешнего магнитного поля H и радиуса образца r_0 при изменении $\lambda(T)$. Возьмем образец с радиусом $r_0 \gg \lambda(0)$. Приведенная на рис. 1 зависимость λ от T (кривая 2) означает, что если при температуре $T < T_c$ включить магнитное поле или поместить сверхпроводник в магнитное поле, то в сверхпроводнике индуцируется экранирующий сверхпроводящий ток $\mathbf{j}_s$, текущий в поверхностном слое толщиной $\lambda(T)$, которая соответствует данной температуре T .

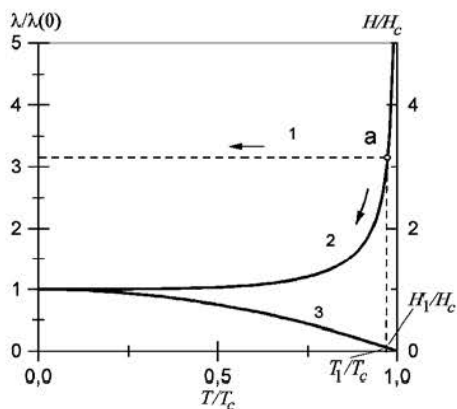


Рис. 1. Характерные температурные зависимости $\lambda(T)$ (кривые 1 и 2) и $H_c(T)$ (кривая 3). Стрелки указывают на ход $\lambda(T)$ при охлаждении в магнитном поле H_1 : пунктирная линия 1 (случай 1) и сплошная линия 2 (случай 2)

Рассмотрим теперь, как будет изменяться глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник в эффекте Мейсснера, когда сверхпроводник охлаждается в постоянном магнитном поле $H_1 \ll H_c(0)$. При температуре T_1 магнитное поле выталкивается из толщи сверхпроводника. Возникает мейснеровский ток, который течет в поверхностном слое толщиной $\lambda(T_1)$. Это значение $\lambda(T_1)$ ($\lambda(T_1) \gg r_0$) определяется точкой «а» на кривой $\lambda(T)$. При дальнейшем понижении температуры возможны два варианта.

1. В образце при охлаждении ниже T_1 «замораживается» глубина проникновения магнитного поля λ , соответствующая температуре

$$T_1 = T_c - \frac{H_1}{(dH_c/dT)_{T_c}}, \quad (7)$$

где H_1 — величина поля, в котором производится охлаждение образца. На рис. 1 и 2 этому случаю отвечают пунктирные линии 1.

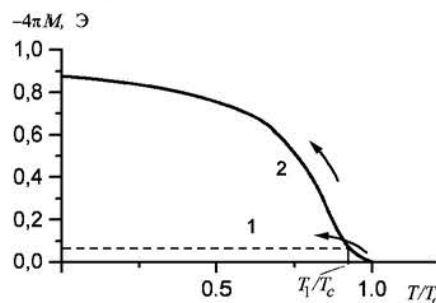


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности цилиндрического образца при охлаждении: в случае 1 — пунктирная линия 1, в случае 2 — сплошная линия 2

2. При охлаждении образца, независимо от величины магнитного поля, в котором проводится охлаждение, глубина проникновения поля $\lambda(T)$ уменьшается, соответствуя кривой 2 на рис. 1. В этом случае изменение магнитного момента образца при охлаждении описывается кривой 2 на рис. 2.

В первом случае λ определяется концентрацией сверхпроводящих электронов $n_s(T_1)$, соответствующей температуре T_1 , при которой параллельная оси абсцисс прямая $H_1 = \text{const}$ пересекает кривую критических полей $H_c(T)$, и эта концентрация определяет величину мейснеровского экранирующего сверхпроводящего тока. При этом ни радиальное распределение, ни величина мейснеровского тока в образце не меняются при понижении температуры, несмотря на то, что равновесное значение концентрации сверхпроводящих электронов $n_s(T)$ увеличивается.

Во втором случае, при понижении температуры, часть сверхпроводящих электронов $n_s(T) - n_s(T_1)$ вовлекается в мейснеровский ток (хотя вопрос о механизме такого вовлечения остается открытым), в результате чего плотность сверхпроводящих электронов, создающих экранирующий ток, увеличивается и $\lambda(T)$ уменьшается до значения λ_0 при $T \rightarrow 0$.

Теперь сравним свободную энергию образца при $T < T_c/2$ для этих двух случаев. В первом случае, при замораживании $\lambda(T_1) > r_0$, во всем объеме образца существует магнитное поле, величина которого лишь

несущественно меньше поля H_1 , и при этом во всем объеме образца течет «слабый» мейсснеровский ток. Свободная энергия на единицу длины складывается из энергии магнитного поля и энергии тока.

Во втором случае при $T < T_c/2$, $\lambda = \lambda_0$, а магнитное поле H вытеснено из объема образца и проникает только на глубину λ_0 вблизи его поверхности. В этом случае свободная энергия является суммой энергии «сильного» мейсснеровского тока и энергии создаваемого им магнитного поля в слое λ . Расчеты показывают, что, как и следовало ожидать, энергетически более выгодной оказывается ситуация с вытесненным магнитным полем из объема образца.

Таким образом, если экспериментально будет установлено, что реализуется второй случай, то это будет означать, что вытеснение магнитного поля из толщи образца соответствует минимуму свободной энергии и переход образца в мейсснеровскую фазу есть переход из состояния с большей свободной энергией в состояние с меньшей энергией. Мейсснеровский ток всегда обеспечивает максимально возможное понижение напряженности магнитного поля внутри образца (в том числе при изменении температуры уже в сверхпроводящем состоянии). То есть требование минимума свободной энергии является необходимым условием возникновения эффекта Мейсснера.

Если же имеет место первый случай, то это означает, что может существовать сверхпроводящее состояние с более высоким значением свободной энергии, т. е. с очень слабым эффектом Мейсснера. Или, другими словами, может существовать сверхпроводящее состояние, в котором большая часть сверхпроводящих электронов не участвует в мейсснеровском токе.

Таким образом, «замораживание» глубины проникновения при охлаждении, если оно реализуется, свидетельствует о приоритетной роли требования когерентности системы сверхпроводящих электронов, так как в этом случае эффект Мейсснера существует

в условиях, при которых энергия образца не является минимальной.

Для осуществления предлагаемого эксперимента наиболее удобно использовать сверхпроводники второго рода, у которых глубина проникновения λ магнитного поля велика. Проводить измерения необходимо обязательно в статических условиях с использованием постоянного магнитного поля $H_0 < H_{c1}$, чтобы исключить возможность генерации на поверхности образца экранирующих токов. Можно, например, регистрировать поворот образца, подвешенного за середину на тонкой упругой нити в однородном магнитном поле $H_0 < H_{c1}$, ориентированном перпендикулярно нити, при его охлаждении ниже температуры T_c . При этом ось образца должна быть расположена в горизонтальной плоскости и составлять небольшой угол с направлением поля H_0 .

Итак, в работе рассмотрены различные аспекты физической природы эффекта Мейсснера: бездиссипативность, условие минимума свободной энергии, когерентность системы сверхпроводящих электронов. Очевидно, что бездиссипативность является основным условием существования стационарного эффекта Мейсснера. Вопрос же о том, какое из двух других условий является необходимым или необходимым все три условия, остается открытым. Предложен эксперимент, который позволяет установить, является ли эффект Мейсснера следствием перехода образца в состояние с минимальной свободной энергией во внешнем магнитном поле.

Литература

1. Meissner W., Ochsenfeld R. // Naturwiss. 1933. 21. P. 787.
2. де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1968. С. 12.
3. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 9. М.: Мир, 1967. P. 238.
4. Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д. // ЖЭТФ. 1950. 20. С. 1064.

Поступила в редакцию
05.04.99

УДК 539.1

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕЖАТОМНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В СПЛАВАХ С БЛИЗКИМИ АТОМНЫМИ НОМЕРАМИ КОМПОНЕНТОВ (Cu–Zn и Cu–Ni)

А. А. Кацнельсон, В. М. Силонов, Т. В. Скоробогатова, О. В. Крисько

(кафедра физики твердого тела)

Методом диффузного рассеяния рентгеновских лучей установлено существование ближнего порядка в сплавах Cu–Zn и ближнего расслоения в сплавах Cu–Ni.

Существование ближнего порядка установлено прямыми дифракционными методами примерно в 70 бинарных и многокомпонентных твердых растворах. Отличительной особенностью изученных сплавов является существенная разница (на 10 и более) атомных номеров их компонент. С другой стороны, хо-

рошо известно, что широкое применение в технике находят сплавы, компоненты которых имеют близкие атомные номера. До последнего времени тонкая структура подобных сплавов прямыми рентгеновскими методами практически не изучалась. Известно лишь небольшое число нейтронографических иссле-