

§ 48. Структура смешанного состояния

Будем снова (как и в предыдущем параграфе) рассматривать цилиндрический образец сверхпроводника второго рода, находящийся в продольном магнитном поле \mathfrak{H} . Выясним структуру смешанного состояния, в котором тело будет находиться в полях, лишь немногим превышающих нижнее критическое поле H_{c1} ¹⁾.

В этом случае в основную, сверхпроводящую фазу вкраплены зародыши нормальной фазы. Для достижения максимальной термодинамической выгоды они должны иметь (при отрицательном поверхностном натяжении!) по возможности большую поверхность. Естественно поэтому структура, в которой зародыши n -фазы представляют собой нити, параллельные направлению поля. Вблизи этих нитей (их называют *вихревыми*) сосредоточены и проникшее в тело магнитное поле, и охватывающие нити кольцевые сверхпроводящие токи.

Чем ближе внешнее поле к H_{c1} , тем меньше в теле таких нитей и тем больше расстояние между ними. Когда последнее достаточно велико, к отдельным вихревым нитям становятся применимыми изложенные в конце § 44 соображения, в силу которых полный сосредоточенный вблизи нити магнитный поток должен быть целым кратным от элементарного кванта потока $\phi_0 = \pi \hbar c / |e|$; мы увидим ниже, что термодинамически выгодны нити с наименьшим возможным потоком — одним ϕ_0 . Именно конечность ϕ_0 ставит предел дальнейшему дроблению зародышей нормальной фазы.

Когда внешнее поле, увеличиваясь от малых значений, достигает значения H_{c1} , в цилиндре появляется одна вихревая нить. Напишем термодинамическое условие, определяющее этот момент, не вникая сначала в структуру самой нити, а учитывая лишь то обстоятельство, что с ней связана некоторая (положительная!) энергия; эту энергию, отнесенную к единице длины нити, обозначим через ε (в дальнейшем она будет вычислена).

Очевидно, что в цилиндрическом теле в продольном внешнем поле индукция \mathbf{B} тоже будет везде направлена вдоль оси цилиндра. Это же относится и к макроскопической напряженности поля $\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}$, введенной в § 46. Из уравнения $\text{rot } \mathbf{H} = 0$ следует тогда, что \mathbf{H} постоянно вдоль сечения (а потому и всего объема) цилиндра; в силу граничного условия непрерывности тангенциальной компоненты \mathbf{H} это постоянное значение совпадает с внешним полем: $\mathbf{H} = \mathfrak{H}$. Таким образом, мы должны рассмотреть термодинамическое равновесие тела при заданных его объеме, температуре и напряженности поля \mathbf{H} . Условие такого

¹⁾ Излагаемые в этом параграфе (и в задачах к нему) результаты принадлежат А. А. Абрикосову (1957).

равновесия состоит в минимальности \tilde{F} — термодинамического потенциала по отношению к указанным переменным (см. VIII §30). Пусть \tilde{F}_s — этот потенциал для сверхпроводящего цилиндра (поскольку в сверхпроводящей фазе $\mathbf{B}=0$, то \tilde{F}_s совпадает со свободной энергией F_s). Тогда потенциал \tilde{F} для цилиндра с одной вихревой нитью будет

$$\tilde{F} = \tilde{F}_s + L\varepsilon - \int \frac{\mathbf{H}\mathbf{B}}{4\pi} dV = F_s + L\varepsilon - \frac{\oint}{4\pi} \int B dV.$$

Член $L\varepsilon$ есть свободная энергия нити (L — длина нити, совпадающая с длиной цилиндра), а последний член отличает потенциал \tilde{F} от свободной энергии F . Поскольку индукция \mathbf{B} в теле сосредоточена лишь вблизи вихревой нити, то $\int B dV = L\phi_0$, где ϕ_0 — поток индукции через сечение нити. Таким образом,

$$\tilde{F} = \tilde{F}_s + L\varepsilon - \frac{L\phi_0\oint}{4\pi}. \quad (48,1)$$

Возникновение вихревых нитей становится термодинамически выгодным, когда добавка к \tilde{F}_s делается отрицательной. Приравняв же ее нулю, мы найдем, следовательно, критическое значение внешнего поля

$$H_{c1} = 4\pi\varepsilon/\phi_0. \quad (48,2)$$

Рассмотрим теперь структуру одиночной вихревой нити. Мы ограничимся важным случаем, когда

$$\kappa \gg 1, \quad (48,3)$$

т. е. $\delta \gg \xi$. Длина ξ определяет порядок величины радиуса «сердцевины» нити, в которой $|\psi|^2$ меняется от нуля (отвечающего нормальному состоянию на оси нити) до конечного значения, отвечающего основной s -фазе; на больших расстояниях r от оси нити $|\psi|^2$ остается уже постоянным¹⁾. Индукция же $B(r)$ меняется значительно медленнее, затухая лишь на расстояниях $r \sim \delta \gg \xi$. Другими слова-

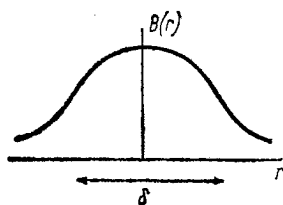
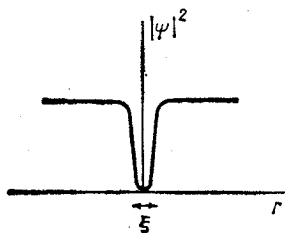


Рис. 9.

ми, весь магнитный поток в основном проходит по области вне сердцевинки нити, где $|\psi|^2 = \text{const}$ (рис. 9).

¹⁾ В этом параграфе буква r будет обозначать цилиндрическую координату — расстояние от оси.

Последнее обстоятельство позволяет использовать для нахождения распределения поля уравнение Лондонов (применимость которого, напомним, не связана с близостью температуры к T_c). Для придания ему нужного здесь вида прежде всего перепишем формулу (44,7), связывающую плотность сверхпроводящего тока с фазой волновой функции:

$$\mathbf{A} + \delta^2 \operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{\phi_0}{2\pi} \nabla \Phi, \quad (48,4)$$

введя в нее глубину проникновения δ и выразив \mathbf{j} через индукцию согласно $\mathbf{j} = c \operatorname{rot} \mathbf{B} / 4\pi$. Лондоновскому приближению отвечает предположение $\delta = \text{const}$. Проинтегрируем равенство (48,4) по замкнутому контуру C , охватывающему нить и проходящему на расстояниях $r \gg \xi$ от ее оси. Преобразовав интеграл от \mathbf{A} по теореме Стокса в интеграл по поверхности, опирающейся на контур C , получим

$$\int \mathbf{B} d\mathbf{f} + \delta^2 \oint \operatorname{rot} \mathbf{B} d\mathbf{l} = \phi_0, \quad (48,5)$$

а преобразовав таким же образом и второй интеграл, пишем

$$\int (\mathbf{B} + \delta^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B}) d\mathbf{f} = \phi_0; \quad (48,6)$$

в правой стороне написано наименьшее возможное (отличное от нуля) значение, отвечающее приращению фазы всего на одно 2π . Если контур C проходит на расстояниях $r \gg \delta$ от нити, где поле и токи уже можно считать отсутствующими, второй интеграл в (48,5) может быть опущен, и мы видим, что ϕ_0 совпадает с полным потоком индукции, сосредоточенным вокруг изолированной вихревой нити. Самая же ось нити представляет собой особую линию, обход вокруг которой меняет фазу волновой функции.

Поскольку равенство (48,6) должно выполняться для любого контура C (удовлетворяющего указанным условиям), то из него следует, что должно быть

$$\mathbf{B} + \delta^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = \mathbf{B} - \delta^2 \Delta \mathbf{B} = \phi_0 \delta(\mathbf{r}), \quad (48,7)$$

где \mathbf{r} — двумерный радиус-вектор в плоскости поперечного сечения вихревой нити. Запись правой стороны этого уравнения в виде δ -функции означает, что расстояния $\sim \xi$ рассматриваются здесь как нулевые. Во всем пространстве, за исключением линии $\mathbf{r} = 0$, (48,7) совпадает с уравнением Лондонов (44,11), но для описания вихревой нити требуется решение с особенностью при $r = 0$.

Распределение поля на расстояниях r от оси в области $\delta \gg r \gg \xi$ может быть найдено прямо из (48,5). Выберем в качестве контура C окружность радиуса r в этой области. Поток

индукции через этот контур (первый член в левой стороне (48,5)) составляет лишь малую часть всего магнитного потока—его долю $\sim (r/\delta)^2$; пренебрежем ею. Во втором члене $d\mathbf{l}$ есть элемент длины окружности, а поскольку вектор \mathbf{B} направлен вдоль оси z (цилиндрической системы координат с осью вдоль оси нити) и зависит лишь от r , то

$$\mathbf{l}[\nabla\mathbf{B}] = [\mathbf{l}\nabla]\mathbf{B} = -\frac{\partial B_z}{\partial r} = -\frac{dB}{dr}$$

(\mathbf{l} —единичный вектор касательной к окружности). Таким образом, приходим к уравнению

$$\mathbf{l} \operatorname{rot} \mathbf{B} = -\frac{dB}{dr} = \frac{\phi_0}{2\pi r \delta^2}, \quad (48,8)$$

откуда

$$B(r) = \frac{\phi_0}{2\pi \delta^2} \ln \frac{\delta}{r}, \quad \xi \ll r \ll \delta. \quad (48,9)$$

Ввиду логарифмического характера этой зависимости верхний предел интегрирования (на котором должно быть $B \approx 0$) может быть положен совпадающим с верхней границей рассматриваемой области расстояний r .

Для продолжения найденного распределения в область $r \geq \delta$ воспользуемся уравнением (48,7), применимым при всех $r \gg \xi$. Раскрыв оператор Лапласа в цилиндрических координатах (с учетом того, что $B = B_z(r)$), перепишем уравнение (при $r \neq 0$) в виде

$$B'' + \frac{1}{r} B' + \delta^{-2} B = 0.$$

Решение этого уравнения, убывающее при $r \rightarrow \infty$, есть

$$B(r) = \operatorname{const} \cdot K_0(r/\delta),$$

где K_0 —функция Макдональда (функция Ганкеля от мнимого аргумента). Постоянный коэффициент определяется путем «сшивки» с решением (48,9): используя известное предельное выражение $K_0(z) \approx \ln(2/z\gamma)$ при $z \ll 1$ ($\gamma = e^C = 1,78$). Таким образом, окончательно

$$B(r) = \frac{\phi_0}{2\pi \delta^2} K_0\left(\frac{r}{\delta}\right), \quad r \gg \xi. \quad (48,10)$$

С помощью известного асимптотического выражения $K_0(z) \approx (\pi/2z)^{1/2} e^{-z}$ при $z \rightarrow \infty$ находим отсюда, в частности, закон затухания поля вдали от оси нити:

$$B(r) = \frac{\phi_0}{(8\pi r \delta^2)^{1/2}} e^{-r/\delta}. \quad (48,11)$$

Обратим внимание на очевидную аналогию между свойствами вихревых нитей в сверхпроводниках и в жидком гелии (§ 29). В обоих случаях речь идет об особых линиях, обход вокруг которых меняет фазу конденсатной волновой функции. Круговым траекториям сверхтекучего движения вокруг вихревых нитей в жидком гелии соответствуют круговые токи в сверхпроводнике; в первом случае по закону $1/r$ убывает скорость сверхтекучего движения v_s , а во втором — по такому же закону убывает плотность сверхпроводящего тока

$$j = \frac{c}{4\pi} |\operatorname{rot} \mathbf{B}| = \frac{c\phi_0}{8\pi^2 \delta^2 r}. \quad (48,12)$$

Это совпадение вполне естественно, поскольку в обоих случаях эти законы являются прямым следствием существования особой линии. Но в то время как в жидком гелии указанная зависимость $v_s(r)$ простирается до любых расстояний, в сверхпроводнике убывание $j(r)$ при $r \gg \delta$ становится экспоненциальным. Это различие связано с заряженностью электронной жидкости: движение заряженных частиц создает магнитное поле, которое, в свою очередь, экранирует поле (если устремить заряд частиц к нулю, то глубина проникновения $\delta \rightarrow \infty$).

Теперь можно вычислить свободную энергию вихревой нити. Вклад в нее, происходящий от области пространства вне сердцевинки ($r \gg \xi$), дается взятыми по этой области интегралами

$$F_{\text{нити}} = \frac{1}{8\pi} \int \mathbf{B}^2 dV + \frac{\delta^2}{8\pi} \int (\operatorname{rot} \mathbf{B})^2 dV. \quad (48,13)$$

Действительно, варьируя это выражение по \mathbf{B} (при заданной температуре, т. е. заданном δ), мы прямо получим уравнение Лондонов (48,7) (для $r \neq 0$)¹⁾. Второй интеграл в (48,13), логарифмически расходящийся на обоих краях области $\delta \gg r \gg \xi$, велик по сравнению с первым. Подставив сюда $|\operatorname{rot} \mathbf{B}|$ из (48,8), получим для энергии на единице длины нити

$$\epsilon = \left(\frac{\phi_0}{4\pi\delta} \right)^2 \ln \frac{\delta}{\xi}. \quad (48,14)$$

¹⁾ Второй член в (48,13), будучи выражен через ток j , принимает вид

$$2\pi c^2 \delta^2 \int j^2 dV = \int \frac{\rho_s v_s^2}{2} dV;$$

во втором выражении подставлено также $\delta^2 = mc^2/4\pi e^2 n_s$ и введена плотность и скорость сверхтекучей компоненты согласно $\mathbf{j} = e\rho_s \mathbf{v}_s/m$ (см. примечание на стр. 208). Мы видим, что этот член можно рассматривать как кинетическую энергию сверхпроводящих электронов.

Это выражение имеет логарифмическую точность, т. е. предполагается не только $\delta/\xi \gg 1$, но и $\ln(\delta/\xi) \gg 1$; именно с этой точностью можно пренебречь вкладом в ϵ от сердцевины нити.

Результат (48,14) дает, в частности, возможность обосновать сделанное выше утверждение о том, что термодинамически выгодно возникновение вихревых нитей с наименьшим по величине магнитным потоком. Действительно, поскольку свободная энергия нити пропорциональна квадрату связанного с нитью магнитного потока, то для нити с потоком $n\phi_0$ в энергии появился бы множитель n^2 ; распадение же такой нити на n нитей с токами ϕ_0 приведет к выигрышу в энергии в n раз.

Подставив (48,14) в (48,2), найдем для нижнего критического поля

$$H_{c1} = \frac{\phi_0}{4\pi\delta^2} \ln \frac{\delta}{\xi}. \quad (48,15)$$

При $T \rightarrow T_c$ это выражение можно переписать с учетом (45,19) также и в виде¹⁾

$$H_{c1} = H_c \frac{\ln \kappa}{\sqrt{2} \kappa}. \quad (48,16)$$

По мере увеличения внешнего поля растет число вихревых нитей и тем самым увеличивается проникновение магнитного поля в сверхпроводник. При учете взаимодействия между нитями термодинамическому равновесию отвечает определенное упорядоченное расположение нитей, образующее двумерную решетку (в плоскости сечения цилиндра)²⁾. При любой плотности числа нитей ось каждой из них остается линией, обход вокруг которой меняет фазу волновой функции ψ на 2π . Среднее же (по сечению цилиндра) значение индукции

$$\bar{B} = v\phi_0, \quad (48,17)$$

где v — число нитей на единицу площади сечения. Действительно, если проинтегрировать соотношение (48,4) по контуру всего сечения образца, то мы придем к уравнению (48,5) с $Sv\phi_0$ в правой стороне (S — площадь сечения); в левой же стороне первый интеграл есть полный поток индукции $S\bar{B}$, а второй представляет собой краевой эффект, малый по сравнению с первым в отношении $\sim \delta/R$ и потому пренебрежимый (R — линейные

¹⁾ Поскольку эта функция выведена в предположении $\ln \kappa \gg 1$, ею нельзя пользоваться при $\kappa \sim 1$! В частности, при $\kappa = 1/\sqrt{2}$ поле H_{c1} (как и H_{c2}) должно просто совпадать с H_c .

²⁾ Наиболее выгодна, по-видимому, решетка, образованная равносторонними треугольниками с вихревыми нитями в их вершинах.

размеры сечения); здесь существенно, конечно, что поле вокруг нитей затухает на расстояниях $\sim \delta$.

До тех пор пока расстояния d между нитями остаются большими по сравнению с корреляционным радиусом ξ , можно утверждать, что магнитные поля вихревых нитей просто складываются. Действительно, при $d \gg \xi$ все еще можно провести контур, охватывающий собой любое число вихревых нитей таким образом, чтобы он везде проходил далеко (на расстояниях $\gg \xi$) от их сердцевин. На таком контуре выполняется условие лондоновского приближения (постоянство δ), и потому мы снова приходим к уравнению, отличающемуся от (48,7) лишь тем, что в его правой части δ -функция заменяется суммой δ -функций от расстояний до каждой из нитей; ввиду линейности этого уравнения отсюда следует сделанное утверждение.

Когда внешнее поле приближается к H_{c2} , расстояния между вихревыми нитями становятся сравнимыми с ξ . Это ясно видно и из самого выражения критического поля (47,2), если его написать (с помощью (45,9), (45,16—18)) в виде

$$H_{c2} = \phi_0 / 2\pi\xi^2; \quad (48,18)$$

оно отвечает потоку ϕ_0 , сосредоточенному на площади $\sim \xi^2$.

Исчезновение сверхпроводимости при $\mathfrak{H} = H_{c2}$ происходит как фазовый переход второго рода. В духе общей теории таких переходов можно утверждать, что параметр порядка ψ как функция внешнего поля обращается в нуль по закону $|\psi|^2 \sim H_{c2} - \mathfrak{H}$. С другой стороны, намагниченность вещества $M = (B - H) / 4\pi$ (как величина, не зависящая от выбора фазы ψ) в этой области сама пропорциональна $|\psi|^2$. Учитывая, что при $\mathfrak{H} = H_{c2}$ должно быть и $B = H_{c2}$, мы приходим, таким образом, к линейному закону зависимости индукции B в сверхпроводнике от внешнего поля вблизи точки перехода

$$B - H_{c2} \sim \mathfrak{H} - H_{c2}. \quad (48,19)$$

Задачи

1. Вычислить энергию взаимодействия двух вихревых нитей, расположенных на расстоянии $d \gg \xi$ друг от друга.

Решение. Преобразуем выражение свободной энергии (48,13) для системы двух вихревых нитей к виду, в котором интегрирования производятся лишь вблизи каждой отдельной нити. Для этого пишем, используя уравнение (48,7):

$$\mathbf{B}^2 + \delta^2 (\text{rot } \mathbf{B})^2 = \delta^2 \{ -\mathbf{B} \text{ rot rot } \mathbf{B} + (\text{rot } \mathbf{B})^2 \} = \delta^2 \text{div} [\mathbf{B} \text{ rot } \mathbf{B}].$$

Объемный интеграл преобразуется в интеграл

$$F_{\text{нитей}} = \frac{\delta^2}{8\pi} \int_{i_1 + i_2} [\mathbf{B} \text{ rot } \mathbf{B}] \, d\mathbf{f}, \quad (1)$$

взятый по цилиндрическим поверхностям f_1 и f_2 (малого радиуса r_0 ; $\xi \ll r_0 \ll \delta$), охватывающим сердцевину нитей. При $d \gg \xi$ поля нитей аддитивны, т. е. $\mathbf{B} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2$. Энергия взаимодействия нитей дается той частью интеграла (1), которая зависит одновременно от \mathbf{B}_1 и \mathbf{B}_2 :

$$L\epsilon_{12} = \frac{\delta^2}{8\pi} \left\{ \int [\mathbf{B}_2 \text{ rot } \mathbf{B}_1] df_1 + \int [\mathbf{B}_1 \text{ rot } \mathbf{B}_2] df_2 \right\}$$

(интегралы же вида $\int [\mathbf{B}_2 \text{ rot } \mathbf{B}_1] df_2$ стремятся к нулю при $r_0 \rightarrow 0$). С помощью (48,8) и (48,10) находим отсюда

$$\epsilon_{12} = 2 \frac{\delta^2}{8\pi} 2\pi r_0 \frac{\phi_0}{2\pi r_0 \delta^2} B(d) = \frac{\phi_0^2}{8\pi^2 \delta^2} K_0 \left(\frac{d}{\delta} \right).$$

В частности, на расстояниях $d \gg \delta$:

$$\epsilon_{12} = \frac{\phi_0^2}{2^{7/2} \pi^{3/2} \delta^2} \left(\frac{\delta}{d} \right)^{1/2} e^{-d/\delta}. \quad (2)$$

2. Определить зависимость средней (по сечению цилиндрического образца) магнитной индукции \bar{B} от внешнего поля \mathfrak{H} в смешанном состоянии, в котором вихревые нити расположены на расстояниях $d \gg \delta$ друг от друга, образуя (в сечении образца) решетку из равносторонних треугольников.

Решение. Площадь равностороннего треугольника равна $\sqrt{3}d^2/4$ (d — длина стороны), а число нитей равно половине числа треугольников в решетке (N треугольников имеют $3N$ вершин, но в решетке каждая вершина принадлежит шести соприкасающимся треугольникам), поэтому $\nu = 2/\sqrt{3}d^2$.

Термодинамический потенциал \tilde{f} единицы объема тела в смешанном состоянии

$$\tilde{f} = \tilde{f}_s - \frac{\phi_0}{4\pi} \nu (-H_{c1} + \mathfrak{H}) + \frac{1}{2} \sum_{i, k} \epsilon_{ik},$$

где второй член отвечает выражению (48,1) (с H_{c1} из (48,2)); в третьем члене ϵ_{12} — энергия взаимодействия двух нитей, а суммирование производится по всем нитям, пересекающим единицу площади. Ввиду экспоненциального убывания ϵ_{12} при $d \gg \delta$, в сумме достаточно учесть лишь пары соседних нитей. В треугольной решетке каждая нить имеет 6 ближайших соседей, поэтому

$$\frac{1}{2} \sum_{i, k} \epsilon_{ik} = \frac{6}{2} \sum_i \epsilon_{i1} = 3\nu \epsilon_{12}(d).$$

Подставив ϵ_{12} из формулы (2) предыдущей задачи, находим

$$\tilde{f} = \tilde{f}_s + \frac{\phi_0}{2\sqrt{3}\pi\delta^2} \left[-\frac{\mathfrak{H} - H_{c1}}{a^2} + \frac{3\phi_0}{2\sqrt{2\pi}\delta^2} \frac{e^{-a}}{a^{5/2}} \right],$$

где $a = d/\delta$. Зависимость a от \mathfrak{H} определяется условием минимальности функции $\tilde{f}(a)$; это дает

$$\mathfrak{H} - H_{c1} = \frac{3\phi_0}{4\sqrt{2\pi}\delta^2} \sqrt{a} e^{-a} \quad (3)$$

(опущен член более высокого порядка по $1/a \ll 1$). Это уравнение вместе с равенством $\bar{B} = \nu\phi_0$, т. е.

$$a = (2\phi_0/\sqrt{3}\delta^2\bar{B})^{1/2},$$

определяет искомую зависимость $\bar{B}(\xi)$. Отметим, что при $\xi \rightarrow H_{c1}$ производная $d\bar{B}/d\xi$ стремится к бесконечности по закону

$$\frac{d\bar{B}}{d\xi} \propto \frac{1}{\xi - H_{c1}} \ln^{-3} \frac{1}{\xi - H_{c1}}.$$

§ 49. Диамагнитная восприимчивость выше точки перехода

В конце § 45 уже было отмечено, что область температур вблизи T_c , в которой флуктуации параметра порядка ψ становятся большими, в сверхпроводнике чрезвычайно узка. Вне этой области флуктуационные поправки к термодинамическим величинам, вообще говоря, очень малы. Они могут, однако, оказаться существенными для магнитной восприимчивости металла выше точки перехода: появление вследствие флуктуаций даже относительно малого числа сверхпроводящих электронов может привести к вкладу в магнитную восприимчивость, превышающему обычно очень малую восприимчивость нормального металла вдали от точки перехода¹⁾.

Рассмотрим металл в слабом ($\xi \ll H_c$) внешнем магнитном поле при температуре выше точки T_c , но близкой к ней. Равновесное значение параметра порядка здесь $\psi = 0$, а для вычисления его флуктуаций можно использовать свободную энергию из теории Гинзбурга — Ландау. При этом в выражении (45,10) можно, в виду малости флуктуаций, сохранить только квадратичные по ψ члены, опустив член с $|\psi|^4$ и понимая под \mathbf{A} векторный потенциал однородного поля \mathfrak{H} . Флуктуации индукции \mathbf{B} , связанные с флуктуациями ψ , квадратичны по ψ (ввиду квадратичности плотности тока \mathbf{j}). Поэтому в члене $\mathbf{B}^2/8\pi$ можно понимать под \mathbf{B} среднее (термодинамическое) значение индукции, пренебрегая ее флуктуациями. Таким образом, изменение полной свободной энергии металла при флуктуации дается следующим выражением — функционалом от ψ^2):

$$\Delta F[\psi] = \int \left\{ \frac{1}{4m} \left| \left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c}\mathbf{A} \right) \psi \right|^2 + a|\psi|^2 \right\} dV. \quad (49,1)$$

Для вычисления флуктуационного вклада ΔF в свободную энергию надо рассматривать функционал (49,1) как «эффектив-

¹⁾ Этот эффект был указан В. В. Шмидтом (1966).

²⁾ Во избежание недоразумений подчеркнем, что магнитное поле не является по отношению к сверхпроводнику «внешним полем» h в том смысле, как оно было введено в V §-144. Последнее должно было входить в свободную энергию в виде члена $-h(\psi + \psi^*)$, что в данном случае заведомо невозможно ввиду неинвариантности такого члена по отношению к выбору фазы ψ .