Задача

Определить магнитный момент сверхпроводящего шарика радиуса $R \ll \delta$, находящегося в магнитном поле, в лондоновском случае.

Решение. При $R \ll \delta$ можно считать магнитное поле внутри шарика постоянным и равным внешнему полю $\mathfrak{H}$. Если выбрать векторный потенциал в виде $\mathbf{A} = {}^1/_2 [\mathfrak{H}\mathbf{r}]$, то можно положить просто

$$\mathbf{j} = -(n_s e^2/mc)\,\mathbf{A}$$

(т. е. положить в (44,7) $\Phi = 0$); граничное условие исчезновения нормальной составляющей тока ($\mathbf{nj} = 0$) на поверхности шарика выполняется тогда автоматически. Магнитный момент вычисляется как интеграл

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2c}\int [\mathbf{rj}]\, dV$$

по объему шарика и равен

$$\mathbf{M} = -\frac{R^5}{30\delta^2}\,\mathfrak{H}.$$

§ 45. Уравнения Гинзбурга — Ландау

Полная теория, описывающая поведение сверхпроводника в магнитном поле, очень сложна. Ситуация, однако, существенно упрощается в области температур вблизи точки перехода. Здесь оказывается возможным построить систему относительно простых уравнений, причем применимых не только в слабых, но и в сильных полях[1]).

В общей теории Ландау фазовых переходов второго рода отличие «несимметричной» фазы от «симметричной» описывается параметром порядка, обращающимся в точке перехода в нуль (см. V § 142). Для сверхпроводящей фазы естественным таким параметром является конденсатная волновая функция Ξ. Во избежание излишних (с принципиальной точки зрения) усложнений будем считать симметрию металлического кристалла кубической; как было указано в § 44, в этом случае сверхпроводящее состояние характеризуется скалярной величиной n_s — плотностью сверхпроводящих электронов. Более удобным выбором параметра порядка в этом случае является величина (обозначим ее через ψ), пропорциональная Ξ, но нормированная условием $|\psi|^2 = n_s/2$. Фаза величины ψ совпадает с фазой функции Ξ:

$$\psi = \sqrt{\frac{n_s}{2}}\, e^{i\Phi}. \qquad (45,1)$$

---

[1]) Излагаемая ниже теория принадлежит *В. Л. Гинзбургу* и *Л. Д. Ландау* (1950). Замечательно, что она была построена феноменологическим путем, еще до создания микроскопической теории сверхпроводимости.

Плотность сверхпроводящего тока (44,2), выраженная через ψ, записывается в виде

$$\mathbf{j}_s = \frac{e\hbar}{m} |\psi|^2 \nabla\Phi = -\frac{ie\hbar}{2m}(\psi^*\nabla\psi - \psi\nabla\psi^*). \tag{45,2}$$

Отправным пунктом теории является выражение для свободной энергии сверхпроводника как функционала от функции $\psi(\mathbf{r})$. В соответствии с общими положениями теории Ландау, оно получается разложением плотности свободной энергии по степеням малого (вблизи точки перехода) параметра порядка ψ и его производных по координатам. Сначала рассмотрим сверхпроводник в отсутствие магнитного поля.

В соответствии со своим смыслом как величины, пропорциональной гриновской функции $F(X, X) \equiv -i\Xi(X)$, параметр порядка ψ неоднозначен: поскольку функция $F(X, X)$ составлена из двух операторов $\hat{\Psi}$, то произвольное изменение фазы этих операторов, $\hat{\Psi} \to \hat{\Psi} e^{i\alpha/2}$, приводит к изменению фазы функции F на α. Физические величины не должны, конечно, зависеть от этого произвола, т. е. должны быть инвариантны по отношению к преобразованию комплексного параметра порядка: $\psi \to \psi e^{i\alpha}$. Этим требованием исключаются члены нечетных степеней по ψ в разложении свободной энергии.

Конкретный вид этого разложения устанавливается на основе тех же соображений, что и в общей теории фазовых переходов второго рода (см. V § 146). Не повторяя этих рассуждений, напишем следующее разложение полной свободной энергии сверхпроводящего тела [1]):

$$F = F_n + \int \left\{ \frac{\hbar^2}{4m} |\nabla\psi|^2 + a|\psi|^2 + \frac{b}{2}|\psi|^4 \right\} dV. \tag{45,3}$$

Здесь F_n — свободная энергия в нормальном состоянии (т. е. при $\psi = 0$); b — зависящий лишь от плотности вещества (но не от температуры) положительный коэффициент; величина a зависит от температуры по закону

$$a = (T - T_c)\alpha, \tag{45,4}$$

обращаясь в нуль в точке перехода; коэффициент $\alpha > 0$ в соответствии с тем, что сверхпроводящей фазе отвечает область $T < T_c$; коэффициент при $|\nabla\psi|^2$ в (45,3) выбран так, чтобы для тока получалось выражение (45,2) (см. ниже) [2]). Тот факт, что

---

[1]) Напомним лишь, что написанный вид градиентного члена связан с предположенной кубической симметрией кристалла. При более низкой симметрии он имел бы вид более общей квадратичной формы из производных $\partial\psi/\partial x_i$.

[2]) Этот выбор (в том числе отождествление m с истинной массой электрона) не имеет, конечно, глубокого смысла и условен в той же мере, как и определение n_s в (44,2).

в (45,3) фигурируют лишь первые производные от ψ, связан с предположением о достаточной медленности изменения ψ в пространстве.

В однородном сверхпроводнике, в отсутствие внешнего поля, параметр ψ не зависит от координат. Тогда выражение (45,3) сводится к

$$F=F_n+aV|\psi|^2+\frac{bV}{2}|\psi|^4. \tag{45,5}$$

Равновесное значение $|\psi|^2$ (при $T<T_c$) определяется условием минимальности этого выражения:

$$|\psi|^2=-\frac{a}{b}=\frac{\alpha}{b}(T_c-T); \tag{45,6}$$

плотность сверхпроводящих электронов в зависимости от температуры обращается в точке перехода в нуль по линейному закону.

Подставив значение (45,6) обратно в (45,5), найдем разность свободных энергий сверхпроводящего и нормального состояний:

$$F_s-F_n=-V\frac{\alpha^2}{2b}(T_c-T)^2. \tag{45,7}$$

Дифференцированием по температуре отсюда можно найти разность энтропий, а затем и скачок теплоемкости в точке перехода[1]):

$$C_s-C_n=V\frac{\alpha^2 T_c}{b}. \tag{45,8}$$

Вблизи точки перехода разность (45,7) представляет собой малую добавку в свободной энергии. Согласно теореме о малых добавках (V § 15), эта же величина (выраженная в функции температуры и давления вместо температуры и объема) дает разность термодинамических потенциалов $\Phi_s-\Phi_n$. С другой стороны, согласно общей формуле термодинамики сверхпроводников (см. VIII (43,7)), эта разность совпадает с величиной $-VH_c^2/8\pi$, где H_c—критическое поле, разрушающее сверхпроводимость. Таким образом, находим для последнего следующий

---

[1]) Сравнив формулы (45,6) и (45,8) для $|\psi|^2=\rho_s/2m$ и для скачка теплоемкости с формулами (40,16) и (40,11) для тех же величин в модели БКШ, можно найти значения коэффициентов α и b в этой модели (*Л. П. Горьков*, 1959):

$$\alpha=6\pi^2T_c/7\zeta(3)\mu=7{,}04\cdot T_c/\mu, \qquad b=\alpha T_c/n;$$

использована связь плотности числа частиц $n=\rho/m$ и химического потенциала μ (при $T=0$) с предельным импульсом как для идеального газа:

$$n=p_F^3/3\pi^2\hbar^3,\ \mu=p_F^2/2m.$$

закон температурной зависимости вблизи точки перехода[1]):

$$H_c = \left(\frac{4\pi a^2}{b}\right)^{1/2} = \left(\frac{4\pi \alpha^2}{b}\right)^{1/2} (T_c - T). \tag{45,9}$$

При наличии магнитного поля выражение (45,3) для свободной энергии должно быть изменено в двух отношениях. Во-первых, к подынтегральному выражению надо добавить плотность энергии магнитного поля $\mathbf{B}^2/8\pi$ (где $\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}$ — магнитная индукция в теле). Во-вторых, надо изменить градиентный член таким образом, чтобы удовлетворить требованию калибровочной инвариантности. В предыдущем параграфе было показано, что это условие приводит к необходимости замены градиента фазы конденсатной волновой функции $\nabla\Phi$ разностью $\nabla\Phi - 2e\mathbf{A}/\hbar c$. В данном случае это значит, что надо заменить:

$$\nabla\psi = e^{i\Phi}\nabla|\psi| + i\psi\nabla\Phi \to \nabla\psi - \frac{2ie}{\hbar c}\mathbf{A}\psi.$$

Таким образом, мы приходим к следующему основному выражению:

$$F = F_{n0} + \int \left\{ \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} + \frac{\hbar^2}{4m} \left| \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c}\mathbf{A} \right)\psi \right|^2 + a|\psi|^2 + \frac{b}{2}|\psi|^4 \right\} dV \tag{45,10}$$

(F_{n0} — свободная энергия тела в нормальном состоянии в отсутствие магнитного поля). Подчеркнем, что коэффициент $2ie/\hbar c$ в этом выражении имеет безусловный характер (в отличие от отмеченной выше условности выбора коэффициента $\hbar^2/4m$). Удвоение заряда электрона в нем есть следствие эффекта Купера (*Л. П. Горьков*, 1959); этот коэффициент не мог бы быть, конечно, установлен чисто феноменологическим путем.

Дифференциальные уравнения, определяющие распределение волновой функции ψ и магнитного поля в сверхпроводнике, находятся теперь минимизацией свободной энергии как функционала от трех независимых функций: ψ, ψ^* и $\mathbf{A}$.

Комплексная величина ψ есть совокупность двух вещественных величин; поэтому ψ и ψ^* надо рассматривать при варьировании как независимые функции. Варьируя интеграл по ψ^* и преобразовав интеграл от члена $(\nabla\psi - 2ie\mathbf{A}/\hbar c)\nabla\delta\psi^*$ интегри-

---

[1]) В модели БКШ:

$$H_c = 2{,}44\,(mp_F/\hbar^3)^{1/2}\,(T_c - T) \text{ при } T \to T_c.$$

Приведем также значение H_c в этой же модели при $T = 0$:

$$H_c = 0{,}99\,T_c\,(mp_F/\hbar^3)^{1/2}$$

(оно получается приравниванием $-VH_c^2/8\pi$ разности энергий (40,9)).

рованием по частям, получим

$$\delta F = \int \left\{ -\frac{\hbar^2}{4m} \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \mathbf{A} \right)^2 \psi + a\psi + b|\psi|^2\psi \right\} \delta\psi^* \, dV + \\ + \frac{\hbar^2}{4m} \oint \left(\nabla\psi - \frac{2ie}{\hbar c} \mathbf{A}\psi \right) \delta\psi^* \, d\mathbf{f}; \qquad (45,11)$$

второй интеграл берется по поверхности тела. Положив $\delta F = 0$, получим, в качестве условия равенства нулю объемного интеграла при произвольном $\delta\psi^*$, следующее уравнение:

$$\frac{1}{4m} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi + a\psi + b|\psi|^2\psi = 0 \qquad (45,12)$$

(варьирование же интеграла по ψ приводит к комплексно-сопряженному уравнению, т. е. не дает ничего нового).

Аналогичным образом, варьирование интеграла по $\mathbf{A}$ приводит к уравнению Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \qquad (45,13)$$

причем плотность тока дается выражением

$$\mathbf{j} = -\frac{ie\hbar}{2m} (\psi^*\nabla\psi - \psi\nabla\psi^*) - \frac{2e^2}{mc} |\psi|^2 \mathbf{A}, \qquad (45,14)$$

совпадающим с (44,7) (мы пишем $\mathbf{j}$ вместо $\mathbf{j}_s$, так как в термодинамическом равновесии нормальный ток отсутствует). Отметим, что из (45,13) следует уравнение непрерывности $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$; это уравнение можно получить также и прямым дифференцированием выражения (45,14) с учетом уравнения (45,12).

Уравнение (45,12—14) составляют полную систему *уравнений Гинзбурга—Ландау*.

Граничные условия к этим уравнениям получаются из условия равенства нулю интегралов по поверхности в вариации δF. Из (45,11), таким образом, получается граничное условие

$$\mathbf{n} \left(-i\hbar\nabla\psi - \frac{2e}{c} \mathbf{A}\psi \right) = 0, \qquad (45,15)$$

где $\mathbf{n}$ — вектор нормали к поверхности тела. Отметим, что в силу этого условия обращается в нуль, как и следовало, также и нормальная компонента тока (45,14): $\mathbf{nj} = 0$[1]).

---

[1]) При граничном условии (45,15) само ψ не обращается в нуль, как это, казалось бы, должно было быть для волновой функции на границе тела. Это обстоятельство связано с тем, что в действительности ψ убывает до нуля лишь на расстояниях $\sim\xi_0$ от поверхности; между тем такие расстояния в теории Гинзбурга—Ландау рассматриваются как пренебрежимо малые.

Условие (45,15) выведено здесь по существу для границы сверхпроводника с вакуумом. Оно остается в силе и для границы с диэлектриком, но для

Что касается граничных условий для поля, то из уравнения (45,13) с учетом конечности $\mathbf{j}$ во всем пространстве (вплоть до поверхности тела) следует непрерывность тангенциальной компоненты индукции $\mathbf{B}_t$. Из уравнения же

$$\operatorname{div}\mathbf{B}=0$$

следует непрерывность нормальной составляющей индукции B_n. Другими словами, граничные условия требуют непрерывности всего вектора $\mathbf{B}$.

В слабом магнитном поле можно пренебречь его влиянием на $|\psi|^2$ и считать $|\psi|^2$ равным постоянному вдоль тела значению (45,6). Тогда подстановка (45,14) в (45,13) (и последующее применение операции rot к обоим сторонам уравнения) приводит к уравнению Лондонов (44,11) с глубиной проникновения

$$\delta=\left[\frac{mc^2b}{8\pi e^2|a|}\right]^{1/2}=\left[\frac{mc^2b}{8\pi e^2\alpha(T_c-T)}\right]^{1/2}. \qquad (45,16)$$

Наряду с этим размером уравнения Гинзбурга—Ландау содержат еще одну характерную длину: корреляционный радиус флуктуаций параметра порядка ψ (в отсутствие поля); обозначим его через $\xi(T)$. По известным формулам теории флуктуаций (см. V § 146), этот радиус выражается через коэффициенты в свободной энергии (45,3) согласно

$$\xi(T)=\frac{\hbar}{2(m|a|)^{1/2}}=\frac{\hbar}{2(m\alpha)^{1/2}(T_c-T)^{1/2}}. \qquad (45,17)$$

Характерными длинами (45,16—17) определяется порядок величины расстояний, на которых существенно меняется параметр порядка ψ и магнитное поле, описываемые уравнениями Гинзбурга—Ландау. При этом длина δ характерна, вообще говоря, для магнитного поля, а длина $\xi(T)$—для распределения ψ. Обе эти длины должны быть велики по сравнению с «размерами пары» ξ_0 для того, чтобы выполнялось предположение о достаточной медленности изменения всех величин в пространстве. Поскольку обе длины возрастают при приближении к точке перехода (по закону $(T_c-T)^{-1/2}$), то вблизи нее это условие, вообще говоря, выполняется (см. ниже).

границы раздела между различными металлами (из которых один сверхпроводящ, а другой нормален) оно непригодно—в нем не учитывается эффект частичного проникновения сверхпроводящих электронов в нормальный металл. В этом случае (45,15) заменяется условием более общего вида, совместимого с требованием $\mathbf{n}\mathbf{j}=0$:

$$\mathbf{n}\left(-i\hbar\nabla\psi-\frac{2e}{c}\mathbf{A}\psi\right)=\frac{i\psi}{\lambda}, \qquad (45,15а)$$

где λ—вещественная постоянная (размерности длины); оценка этой постоянной требует, однако, более детального микроскопического исследования.

Важное значение в излагаемой теории играет *параметр Гинзбурга—Ландау*, определяемый как постоянное (не зависящее от температуры) отношение двух указанных длин:

$$\varkappa = \frac{\delta(T)}{\xi(T)} = \frac{mcb^{1/2}}{(2\pi)^{1/2}|e|\hbar}. \tag{45,18}$$

По порядку величины $\varkappa \sim \delta_0/\xi_0$, где ξ_0—длина когерентности (39,21), а δ_0—лондоновская глубина проникновения при абсолютном нуле. Укажем также формулу

$$\varkappa = 2\sqrt{2}\frac{|e|}{\hbar c} H_c(T)\,\delta^2(T), \tag{45,19}$$

получающуюся с помощью (45,9) и (45,16) и выражающую $\varkappa$ непосредственно через наблюдаемые величины.

Установив вид уравнений, обсудим теперь вопрос об области их применимости.

Со стороны низких температур эта область во всяком случае ограничена условием $T_c - T \ll T_c$, позволяющим считать параметр порядка малым и тем самым лежащим в основе всего произведенного разложения свободной энергии. Этим же условием обеспечивается соблюдение неравенства $\xi(T) \gg \xi_0$, но для соблюдения неравенства $\delta(T) \gg \xi_0$ условие оказывается более жестким в случае сверхпроводников с малыми значениями параметра $\varkappa$ [1]); в этих случаях из неравенства $\delta \gg \xi_0$ следует условие

$$T_c - T \ll \varkappa^2 T_c. \tag{45,20}$$

Со стороны же $T \to T_c$ применимость уравнений ограничена лишь общим условием применимости теории фазовых переходов Ландау, связанным с возрастанием флуктуаций параметра порядка. В данном случае, однако, это условие оказывается чрезвычайно слабым. Действительно, оно выражается через коэффициенты разложения (45,3) неравенством

$$T_c - T \gg \frac{b^2 T_c^2}{\alpha(\hbar^2/m)^3}$$

(см. V (146,15)). Оценив, например, выражение в правой стороне с помощью значений b и α в модели БКШ, получим

$$(T_c - T)/T_c \gg (T_c/\mu)^4. \tag{45,21}$$

Ввиду крайней малости отношения $T_c/\mu \sim 10^{-3}$—10^{-4} можно

---

[1]) Приведем для примера значения $\varkappa$ для некоторых чистых металлов: Al—0,01, Sn—0,13, Hg—0,16, Pb—0,23.

считать, что это условие выполняется практически вплоть до самой точки перехода. Флуктуационная же область для перехода второго рода между сверхпроводящей и нормальной фазами практически отсутствует.

Задача

Для плоской пленки с толщиной $d \ll \xi$, δ найти критическое значение магнитного поля (параллельного плоскости пленки), разрушающего сверхпроводимость (*В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау*, 1950)[1]).

Решение. Выберем серединную плоскость пленки в качестве плоскости xz с осью x вдоль направления поля. В уравнении (45,13) для поля $B \equiv B_x(y)$ (меняющегося по оси y поперек пленки) можно считать $\psi = \mathrm{const}$. Тогда первый член в выражении тока (45,14) исчезает и применение операции rot к (45,13) приводит к уравнению $B'' = \theta^2 B/\delta^2$, где $\theta = \psi/\psi_0$, $\psi_0^2 = |a|/b$. Симметричное по y решение этого уравнения

$$B(y) = \mathfrak{H}\frac{\operatorname{ch}(y\theta/\delta)}{\operatorname{ch}(d\theta/2\delta)} \approx \mathfrak{H}\left[1 + \frac{y^2 - (d/2)^2}{2\delta^2}\theta^2\right]$$

($\mathfrak{H}$ — внешнее поле). Этому полю отвечает распределение тока

$$j = j_z = -\frac{c}{4\pi}B' \approx -\frac{c\theta^2\mathfrak{H}}{4\pi\delta^2}y.$$

В уравнении же (45,12) зависимостью ψ от y полностью пренебречь нельзя: малая производная $\partial^2\psi/\partial y^2$ фактически умножается здесь на $\hbar^2/m|a| \sim \xi^2$ и тем самым приобретает большой (в силу условия $d \ll \xi$) множитель $(\xi/d)^2$; в то же время в этом уравнении можно пренебречь потенциалом $A = A_z(y)$, приводящим здесь к членам более высокого порядка малости по d/ξ. Чтобы избавиться от необходимости рассмотрения зависимости ψ от y, усредним уравнение (45,12) по толщине пленки; производные по y при этом выпадут в силу граничного условия $\partial\psi/\partial y = 0$ на поверхности пленки. Заметив также, что

$$-\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} \approx \left(\frac{mj}{|e|\hbar|\psi|^2}\right)^2\psi$$

в силу зависимости фазы функции ψ от x (и связи ее градиента с током) найдем, после сокращения на ψ:

$$\frac{m\overline{j^2}}{4e^2|\psi|^4} - |a| + b|\psi|^2 = 0,$$

где

$$\overline{j^2} = \frac{1}{d}\int_{-d/2}^{d/2} j^2\,dy = \frac{c^2 d^2\theta^4\mathfrak{H}^2}{3(8\pi)^2\delta^4}.$$

Использовав также выражения (45,9) и (45,16), придем к уравнению

$$\frac{1}{24}\left(\frac{\mathfrak{H}d}{H_c\delta}\right)^2 = 1 - \frac{|\psi|^2}{\psi_0^2},$$

определяющему значение ψ для пленки в магнитном поле. Критическое зна-

---

[1]) Аналогичную задачу для маленького шарика, см. в § 47.

чение поля для пленки $H_c^{(\text{пл})}$ есть то, при котором ψ обращается в нуль. Оно связано с критическим полем H_c массивного сверхпроводника равенством

$$H_c^{(\text{пл})} = \sqrt{24} H_c \delta / d.$$

В рассмотренных условиях разрушение сверхпроводимости полем происходит путем фазового перехода второго рода: ψ обращается в нуль при увеличении $\mathfrak{H}$ непрерывным образом. Это вполне естественно, поскольку при $d \ll \delta$ поле фактически проникает в сверхпроводящую пленку, так что нет причин для перехода первого рода, который как раз и состоял бы во внезапном проникновении поля в тело.

§ 46. Поверхностное натяжение на границе сверхпроводящей и нормальной фаз

Уравнения Гинзбурга—Ландау позволяют, в частности вычислить поверхностное натяжение на границе сверхпроводящей (s) и нормальной (n) фаз (в одном и том же образце), связав его с величинами, характеризующими объемные свойства вещества (*В. Л. Гинзбург*, *Л. Д. Ландау*, 1950). Напомним, что такие границы существуют в металлических образцах, находящихся в так называемом промежуточном состоянии в магнитном поле. Поскольку все отличие обоих фаз сводится к тому, что в одной из них $\psi \neq 0$, а в другой $\psi = 0$, то переход между ними совершается непрерывно в некотором слое и описывается уравнениями Гинзбурга—Ландау с граничными условиями, поставленными лишь на больших расстояниях по обе стороны этого слоя.

Рассмотрим плоскую границу раздела между n- и s-фазами металла. Выбрав эту границу в качестве плоскости yz, направим ось x в глубь s-фазы; распределение всех величин в обоих фазах зависит только от координаты x. Векторный потенциал поля, выбор которого оставался еще неоднозначным, подчиним калибровке, в которой $\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$; в данном случае это дает $dA_x/dx = 0$, откуда видно, что можно положить $A_x = 0$. Из соображений симметрии очевидно, что вектор $\mathbf{A}$ лежит везде в одной плоскости; пусть это будет плоскость xy, так что $A_y \equiv A$, тогда вектор индукции лежит в плоскости xz, причем

$$B \equiv B_z = A' \tag{46,1}$$

(штрих означает дифференцирование по x).

Далее, перепишем уравнение (45,13) в обычном в макроскопической электродинамике виде $\operatorname{rot} \mathbf{H} = 0$, введя напряженность поля $\mathbf{H}$ согласно[1])

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{M}, \quad c \operatorname{rot} \mathbf{M} = \mathbf{j}.$$

[1]) Напомним, во избежание недоразумений, что замечание в VIII § 41 о нецелесообразности введения величины $\mathbf{H}$ относилось к электродинамике сверхпроводников, в которой область проникновения магнитного поля рассматривалась как бесконечно тонкая. Уравнения же Гинзбурга—Ландау применяются именно к структуре этой области.