1970 г. Октябрь **Том 102, вып. 2**

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

537.312.62

ДАЛЬНИЙ ПОРЯДОК ПРИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ ПЕРЕХОДЕ *)

П. Хоэнберг

Согласно теориям сверхпроводимости Гинзбурга — Ландау [1] (ГЛ) и Бардина — Купера — Шриффера [2] (БКШ) главным свойством, характерным для сверхпроводника, является существование не равного нулю параметра порядка. Уже в работе Гинзбурга и Ландау [1] было установлено, что этот параметр связан с предельным значением матрицы плотности, когда расстояние между ее двумя пространственными аргументами стремится к бесконечности. После открытия куперовского спаривания [2] стало ясно, что соответствующая матрица плотности имеет вид

$$\rho_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \mathbf{r}_1', \mathbf{r}_2') = \langle \psi(\mathbf{r}_1)\, \psi(\mathbf{r}_2)\, \psi^+(\mathbf{r}_1')\, \psi^+(\mathbf{r}_2') \rangle,$$

а параметр порядка Ψ может быть определен из соотношения [3]

$$\lim_{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|\to\infty} \rho_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}; \mathbf{r}', \mathbf{r}') = \Psi(\mathbf{r})\, \Psi(\mathbf{r}'). \tag{1}$$

В теориях БКШ и ГЛ достаточным условием для сверхпроводимости является условие $\Psi \neq 0$, поскольку оно приводит к эффекту Мейснера, квантованию потока и сверхпроводящему току. Эти теории представляют собой примеры «теорий среднего поля», или «теорий Ландау», когда под Ψ понимается его усредненное значение (при данных внешних условиях), а флуктуации предполагаются пренебрежимо малыми.

Важное следствие этого предположения — классический фазовый переход II рода, который следует из теорий БКШ и ГЛ, и, в частности, конечный скачок теплоемкости и резкое падение сопротивления при переходе. Однако в последние годы пристальное внимание привлекли такие аспекты теории сверхпроводимости, когда флуктуациями пренебречь нельзя и простые теории «среднего поля» для описания таких явлений уже недостаточны [4]. Сделаем обзор некоторых наиболее существенных результатов, полученных в этой области.

I. ОЦЕНКА ФЛУКТУАЦИЙ

Почему теории среднего поля оказались так хорошо применимыми к явлению сверхпроводимости? Чтобы это понять, можно использовать выражение для свободной энергии из теории ГЛ для оценки среднего квадратичного отклонения величины параметра порядка от его среднего значения **) [5]. Вблизи критической температуры T_c получается следующее

*) P. C. Hohenberg, Long-Range Order at the Superconducting Transition, Доклад на XI Международной конференции по физике низких температур Шотландия, Август 1968). Перевод с препринта В. В. Шмидта.

**) Более полное обсуждение оценки флуктуаций проведено автором в работе [4] (стр. 305); см. там же работу R. Ferrell'a, стр. 239.

выражение:

$$\frac{\langle |\Psi|^2 - |\langle\Psi\rangle|^2\rangle}{|\langle\Psi\rangle|^2} \sim \left(\frac{E_F}{k_B T_c}\right) \frac{1}{k_F^3 \xi^2(0)\,|\varepsilon|} \int\limits_0^{\xi^{-1}} \frac{d^s k}{k^2 + \xi^{-2}}, \tag{2}$$

где зависящая от температуры длина когерентности

$$\xi(T) \sim \xi(0)\,|\varepsilon|^{-1/2}, \tag{3}$$

$$\varepsilon = (T - T_c)/T_c; \tag{4}$$

здесь $\xi(0) = \xi_0 = 0{,}18\hbar v_F/k_B T_c$ для «чистых» сверхпроводников (длина свободного пробега $l \gg \xi_0$) и $\xi(0) = \sqrt{\xi_0 l}$ для «грязных» сверхпроводников ($l \ll \xi_0$). Элемент объема k-пространства $d^s k$ равен: 1) d^3k для массивного образца ($s = 3$), 2) $(\pi/d)\,d^2k$ для тонкой пленки $d \ll \xi$ ($s = 2$) и 3) $(\pi/d)^2\,dk$ для нити с поперечным сечением $d^2 \ll \xi^2$ ($s = 1$). Из выражения (2) следует, что величина флуктуаций в основном определяется тремя факторами: длиной свободного пробега нормальных электронов l, температурным интервалом ε и размерностью s.

Роль малой длины свободного пробега в увеличении флуктуаций подчеркивалась Андерсоном [6] и Феррелом и Х. Шмидтом [7]. Однако два последних автора в своих количественных расчетах переоценили этот эффект и сделали неверный вывод, что в «грязных» массивных сверхпроводниках флуктуации могут наблюдаться непосредственно экспериментально. Действительно, критический температурный интервал, в котором роль флуктуаций существенна, может быть получен из уравнения (2), если его левую часть положить равной единице:

$$\varepsilon_{c3} \approx (E_F/k_B T_c)^2\,[k_F \xi(0)]^{-6} \qquad (s = 3), \tag{5а}$$

$$\varepsilon_{c2} \approx (E_F/k_B T_c)\,[k_F^3 \xi^2(0)\,d]^{-1} \qquad (s = 2), \tag{5б}$$

$$\varepsilon_{c1} \approx (E_F/k_B T_c)^{2/3}\,[k_F^3 \xi(0)\,d^2]^{-2/3} \qquad (s = 1). \tag{5в}$$

В «чистом» массивном материале $\varepsilon_{c3} \approx (k_B T_c/E_F)^4 \approx 10^{-16}$, а в «грязном» материале $\varepsilon_{c3} \approx (k_B T_c/E_F)(k_F l)^{-3} < 10^{-5}$. Для $|\varepsilon| > \varepsilon_{c3}$ флуктуациями можно пренебречь, и теории БКШ и ГЛ становятся правильными, за исключением все равно ненаблюдаемо малой перенормировки критической температуры T_c.

Таким образом, ясно, что для наблюдения флуктуаций надо обратиться к образцам меньшей размерности и работать очень близко к критической температуре.

II. ОДНОМЕРНЫЕ И ДВУМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

Несколько лет назад Литтлом [8] и Гинзбургом [9] было высказано предположение, что в одномерной и двумерной системах может существовать другой механизм спаривания электронов, отличный от того, который определяется электрон-фононным взаимодействием. Это может привести к существованию сверхпроводимости при более высоких температурах, чем в трехмерном образце. Однако, как было показано выше, в одномерной и двумерной системах роль флуктуаций становится существенной. Феррелом [10] и Райсом [11] было показано, что флуктуации *фазы* параметра порядка (которые не учитываются уравнением (2)) полностью разрушают когерентность, необходимую для существования сверхпроводимости. Их рассуждения подобны тем, которые привели к выражению (2), и основываются исключительно на теориях ГЛ и БКШ.

Тогда было высказано возражение [12], что эти результаты указывают только на противоречивость теорий среднего поля и что более точная теория даст существование сверхпроводящего дальнего порядка (в смысле выражения (1)) в одномерных и двумерных сверхпроводниках.

Действительно, оказывается, что такой дальний порядок может быть *строго* исключен при $T \neq 0$ [13]. Доказательство этого утверждения опирается на калибровочную инвариантность гамильтониана и применимо к различным системам, для которых в упорядоченном состоянии отсутствует непрерывная группа симметрии. Более того, оно может быть обобщено и для бесконечных прутков и цилиндров с одним или двумя конечными размерами [14]. Отсюда следует, что *обычное* определение сверхпроводящего параметра порядка с помощью (1) в этих случаях невозможно.

С другой стороны, эта теорема не отвечает на многие вопросы, и мне бы хотелось некоторые из них сейчас обсудить.

III. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ

Есть ли какой-нибудь смысл говорить, что одномерные и двумерные системы — сверхпроводящие, даже если критерий, задаваемый выражением (1), не выполняется? Если да, то как надо определить параметр порядка? Если нет, то можно ли найти «приближенный» параметр порядка, отвечающий пусть и не бесконечному в пространстве, но хотя бы дальнему порядку, и рассматривать тогда одномерные и двумерные системы как «приближенно» сверхпроводящие, т. е. обладающие большой, но все же конечной проводимостью? Есть ли фазовый переход в одномерных и двумерных системах?

IV. ФИЗИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ

Есть ли практически какая-либо разница между «приближенной» и «точной» сверхпроводимостью? Можно ли экспериментально наблюдать флуктуации, из-за которых разрушается бесконечное в пространстве упорядочение в одномерной и двумерной системах? Можно ли нефононный механизм взаимодействия, который предлагали Литтл [8] и Гинзбург [9], использовать для получения «приближенной» сверхпроводимости в реальных металлах при высоких температурах?

Хотя исчерпывающие ответы на эти вопросы еще не известны, тем не менее, по-видимому, общепринято, что реальные пленки и проволочки показывают при низких температурах приближенную сверхпроводимость, которая неотличима от точной сверхпроводимости [15–17]. Детальное изучение точно решаемых моделей [16, 18] сможет, по-видимому, осветить природу этих «квазисверхпроводящих» состояний и математически показать, как приближенная сверхпроводимость переходит в точную по мере увеличения размеров образца.

Однако, по существу, результат работ [10, 11, 13] есть следствие расходимости интегралов на длинных волнах, которая для конечных систем может быть устранена.

Если *предположить* теперь существование параметра порядка $\Psi(\mathbf{r})$ и использовать теории БКШ и ГЛ для оценки флуктуаций этого параметра, то они окажутся малыми, если T не близко к T_c. Это означает, что при низких температурах сверхпроводящие токи в течение очень долгого времени будут метастабильными и что для изучения флуктуаций нужно подойти очень близко к критической температуре T_c.

V. ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ СОСТОЯНИЕ

Рассмотрим сверхпроводник с критической температурой «нулевого порядка» T_c^0. Флуктуации приведут к сдвигу критической температуры T_c и к изменению зависимости разных физических величин от температуры вблизи T_c по сравнению с тем, что дает простая теория среднего поля. Экспериментально наиболее удобно изучать электрическое сопротивление, и, хотя были проведены расчеты и для других характеристик переноса [19], [20] и для удельной теплоемкости [21], мы ограничимся рассмотрением электросопротивления. Если температурный интервал ε отнесен к T_c^0, то можно выделить три характерные области, зависящие от отношения $\varepsilon/\varepsilon_c$ (5).

$$1)\ T < T_c^0, \qquad -\varepsilon \gg \varepsilon_c.$$

В этой области флуктуации параметра порядка вызывают появление *сопротивления* в сверхпроводящем состоянии. Расчет этого явления для одномерного случая был выполнен Лангером и Амбегаокаром [22] с использованием выражения для свободной энергии из теории ГЛ. Было получено следующее выражение для сопротивления:

$$R/R_N \approx \exp\left[\gamma - (-\varepsilon/\varepsilon_{c1})^{3/2}\right], \tag{6}$$

$$\gamma \approx \ln\left[(k_F d)^4 (E_F/k_B T_c)\right] \approx 44. \tag{7}$$

Из выражения (6) следует, что сопротивление достигает своего нормального значения при температуре $T_1 \equiv T_c^0 (1 - \gamma' \varepsilon_{c1})$, где $\gamma' = \gamma^{2/3} \approx 12$, и что оно спадает экспоненциально на ширине ε_{c1} при более низких температурах (см. ниже рисунок). Таким образом, даже для образца строго бесконечной длины при низких температурах должна существовать «приближенная» сверхпроводимость, поскольку длина образца не входит в формулу (6). Следовательно, флуктуации фазы, из-за которых разрушается «бесконечно дальний» порядок [10,11,13], не приводят к затуханию сверхпроводящих токов, в противоположность предположению Гроффа и др. [23].

Теория Лангера и Амбегаокара [22] была использована для интерпретации экспериментов Вебба и Уорбартона [24], которые получили сдвиг T_c, согласующийся с предсказанным. Параметр T_c^0 определялся экстраполяцией критического тока к нулю при больших значениях $|\varepsilon|$, где выполняется температурная зависимость критического тока, даваемая теорией ГЛ. Необходимо отметить, что теория [22] справедлива постольку, поскольку R/R_N мало и можно ожидать, что (6) перестает быть справедливым при $(-\varepsilon/\varepsilon_c)^{2/3} \approx \gamma$, т. е. при $|\varepsilon| \approx \gamma' \varepsilon_{c1}$ (см. обсуждение ниже, в конце раздела 3)). С другой стороны, поскольку сопротивление возрастает с температурой по экспоненте и $\gamma' \gg 1$, выражение (6) дает достаточно точное значение величины T_1.

Параметр $\gamma' = \gamma^{2/3}$ сильно зависит от размера рассматриваемой сверхпроводящей системы. Для пленок и массивных образцов никаких количественных расчетов сопротивления для случая $-\varepsilon \gg \varepsilon_c$, $T < T_c^0$ не сделано. Недавно Каданов и Лармор [25] качественно оценили сопротивление пленки. Они получили экспоненциальное затухание сопротивления с температурой $R \sim \exp(-|\varepsilon|/\varepsilon_{c2})$, но множитель, соответствующий величине γ, не оценивали. Нужно отметить, что экспоненциальное спадание сопротивления — это следствие предположения о том, что в двумерном случае не происходит фазового перехода.

$$2)\ T \approx T_c^0, \qquad |\varepsilon| \lesssim \varepsilon_c.$$

В этой области, где роль флуктуаций велика, исследование температурной зависимости сопротивления проводилось методом подобия (scaling) [25,20]. В массивных системах температурный интервал ε_{c3}, по-види-

мому, всегда наблюдаемо мал, и эксперименты должны ставиться на пленках или проволочках. Но в этих случаях для рассматриваемой области не существует никакой теории; даже существование здесь фазового перехода ставится под сомнение, и идеи метода подобия почти наверняка неприменимы. Выше уже отмечалось, что в случае одного измерения область, где флуктуации существенны, распространяется ниже T_c на расстояние $-\varepsilon \approx \gamma' \varepsilon_{c1}$.

$$3)\ T > T_c^0, \qquad \varepsilon \gg \varepsilon_c.$$

В этой области температур флуктуации параметра порядка приводят к *уменьшению* сопротивления, которое может быть получено из микротеории с использованием малого параметра $\varepsilon_c/\varepsilon$. Асламазов и Ларкин [19] впервые рассчитали этот эффект для пленок, проволочек и массивных образцов при произвольной длине свободного пробега. В случае двух измерений при $\varepsilon_{c2} \ll \varepsilon \ll 1$ результат представляется в очень простой форме:

$$(\sigma - \sigma_N)/\sigma_N = R_N e^2/16\hbar\varepsilon \approx \varepsilon_{c2}/\varepsilon. \tag{8}$$

Характерная ширина перехода зависит только от измеряемой величины — сопротивления в нормальном состоянии R_N. Предсказываемую зависимость сопротивления от температуры (8) можно, таким образом, проверить с большой степенью точности, так как единственный подгоночный параметр здесь — это T_c^0, который входит в ε. Независимо от этих расчетов Глоувер [26], а позднее Стронгин и др. [27] экспериментально исследовали изменение сопротивления при переходе в тонкой пленке. Согласие с теорией оказалось очень хорошим *). Нужно, однако, заметить, что теоретическая формула (8) дает *нижний предел* для наблюдаемой области перехода. Следует ожидать, что неоднородности и дефекты образца приведут к дополнительному размазыванию перехода.

Интересно сравнить формулу (8) с оценкой, сделанной восемнадцать лет назад Пиппардом [28], который рассчитал уменьшение сопротивления при приближении T к T_c ($T > T_c$) за счет флуктуационного образования капелек сверхпроводящей фазы. Если средний объем капелек, образующихся внутри массивного материала, принять равным ξ^3, а в пленке — $\xi^2 d$, то в последнем случае результат Пиппарда таков:

$$(\sigma - \sigma_N)/\sigma_N \sim e^{-\varepsilon/\varepsilon_{c2}}, \qquad \varepsilon \gg \varepsilon_{c2}. \tag{9}$$

Это выражение не согласуется с (8), но имеет такой же вид, как и результат работы [26] для случая $T < T_c$. Более длинный «хвост», предсказанный Асламазовым и Ларкиным [19], возникает из-за того, что флуктуации действуют по-разному выше и ниже T_c. В сверхпроводящем состоянии текут сверхпроводящие токи, и вклад в сопротивление могут давать только такие флуктуации, которые меняют параметр порядка на конечную величину [15,22]. Выше T_c носителями тока являются нормальные электроны и флуктуации, приводящие к появлению даже бесконечно малого параметра порядка, уже увеличивают проводимость. Таким образом, при $T > T_c$ для флуктуаций, уменьшающих сопротивление, порог отсутствует, в то время как для флуктуаций, увеличивающих сопротивление при $T < T_c$, такой порог есть. Поэтому сопротивление имеет степенную зависимость от ε (8), а не экспоненту (9), как предполагал Пиппард.

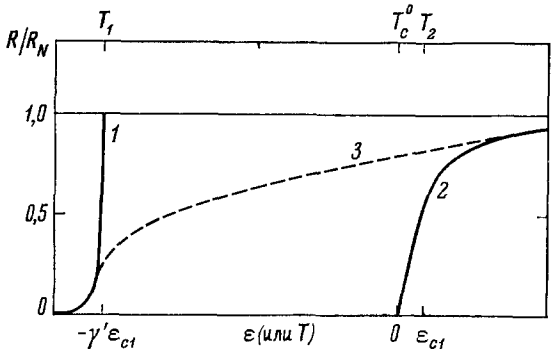
---

*) Теоретическое обсуждение Феррелом и Шмидтом [7] результатов Глоувера [26] неверно, так как авторы вообще переоценили вклад флуктуаций и не учитывали конечную толщину пленки. Однако эти две ошибки скомпенсировали одна другую и численный результат оказался близким к наблюдаемому в эксперименте.

Для одномерного случая Асламазов и Ларкин [19] получили

$$(\sigma - \sigma_N)/\sigma_N \approx (\varepsilon_{c1}/\varepsilon)^{2/3}. \qquad (10)$$

Формула справедлива при $\varepsilon_{c1} \ll \varepsilon \ll 1$, $T > T_c^0$. Если экстраполировать эту формулу в ту область, где она не работает, то получим, что нулевое сопротивление достигается при $\varepsilon = 0$, т. е. при $T = T_c^0$, в то время как выражение (6), полученное [22] для случая низких температур, дает конечное сопротивление при $-\varepsilon \approx \gamma'\varepsilon_{c1} \gg \varepsilon_{c1}$. Чтобы согласовать обе теории, необходимо внести серьезные поправки в выражение (10) для $\varepsilon = \varepsilon_{c1}$, $T = T_2$ и в выражение (6) для $-\varepsilon = \gamma'\varepsilon_{c1}$, $T = T_1$, как показано на рисунке. С другой стороны, значения параметра γ' меньшие, чем те, которые предсказываются в работе [22], позволили бы расширить область, где выражения (6) и (10) правильны. В любом случае из рисунка ясно, что наблюдаемая область перехода имеет порядок $\gamma'\varepsilon_{c1}$, а не ε_{c1}, как предполагали Вебб и Уорбартон [24] на основании выражения (6). К сожалению, их данные недостаточно точны, чтобы можно было детально проверить температурную зависимость, даваемую выражениями (6) и (10), но они показывают, что область перехода шире, чем ε_{c1}.



Сопротивление проволоки как функция ε согласно теории Лангера и Амбегаокара [22] (6) (кривая *1*) и согласно теории Асламазова и Ларкина [19] (10) (кривая *2*).

Штриховая линия *3* — экстраполяция между двумя предельными случаями.

Будущее покажет, насколько эти идеи и предсказания способны выдержать испытание более точными и тонкими экспериментами, но уже ясно, что тщательное изучение превращения сверхпроводник — несверхпроводник даст новую информацию о флуктуационных явлениях, которые не рассматриваются строгими теориями БКШ и ГЛ.

ДОБАВЛЕНИЕ ПЕРЕВОДЧИКА

1. Уже из формул (5а)—(5в) видно, что с уменьшением «размерности» сверхпроводника резко увеличивается область температур, где флуктуации существенны. Действительно, даже предполагая в случае чистого сверхпроводника $\xi(0) = \xi_0$, на основании формул (5б) и (5в) имеем $\varepsilon_{c2} \sim 10^{-6}$ и $\varepsilon_{c1} \sim 10^{-3}$ при $d \sim 10^{-6}$ *см*. Еще большего расширения критической области температур следует ожидать для сверхпроводящих частиц, диаметр которых $d \ll \xi$. Представляя результат соответствующего расчета [29, 30] в обозначениях настоящей работы, имеем

$$\varepsilon_{c0} \sim (E_F/k_B T_c)^{1/2} (k_F d)^{-3/2}.$$

Предполагая снова, что $d \sim 10^{-6}$ *см*, получим $\varepsilon_{c0} \sim 0{,}1$. Итак, критическая область температур расширилась от 10^{-16} для массивного чистого сверхпроводника до 0,1 для маленькой сверхпроводящей частички. Как физически можно объяснить такой колоссальный эффект? В сверхпроводниках очень велика корреляция для сверхпроводящих электронов, иначе говоря, велик коэффициент при градиентном члене в выражении ГЛ для свободной энергии. Этим объясняется подавление флуктуаций, которые, вообще говоря, должны быть велики вблизи точки фазового перехода II рода. Действительно, вероятность флуктуации параметра порядка $\Psi(\mathbf{r})$ резко уменьшается с увеличением объема, охваченного флуктуацией. Следовательно, вообще говоря, вероятны флуктуации лишь в малых объемах массивного сверхпроводника. Но для реализации таких флуктуаций должны возникать большие градиенты параметра порядка, что

приведет к резкому увеличению корреляционной энергии и сделает чрезвычайно маловероятной даже такую флуктуацию в малом объеме массивного сверхпроводника. Совсем другое дело, когда весь сверхпроводник представляет собой малую частичку, диаметр которой меньше корреляционной длины. Теперь параметр порядка может свободно флуктуировать во всей частице сразу, причем градиент параметра порядка может оставаться равным нулю. Это существенно «развязывает» флуктуации Ψ и расширяет критическую область температур до величины порядка градуса.

2. Бóльшая часть экспериментов по обнаружению флуктуаций в сверхпроводниках состоит в исследовании флуктуационного сопротивления тонких пленок и тонких нитей. Необходимо, однако, отметить, что существует другая возможность для обнаружения и исследования флуктуаций в сверхпроводниках. Речь идет о диамагнитной восприимчивости сверхпроводников или непосредственно об их диамагнитном моменте. Рассмотрим сверхпроводящую частицу в магнитном поле. Предположим, что диаметр частицы много меньше глубины проникновения магнитного поля. Хорошо известно, что в этом случае при некотором поле H_c — критическом поле частицы — она перейдет в нормальное состояние, причем это будет фазовый переход II рода. Поэтому в некоторой окрестности поля H_c опять должны быть велики флуктуации параметра порядка. Это должно привести к наблюдаемому «размазыванию» перехода по полю и соответственно к появлению аномального диамагнетизма у частицы, находящейся в нормальном состоянии при внешнем поле большем, но близком к H_c. Расчеты, очень близкие по духу к работе [29*], дали следующий результат [30*]. Усредненный по флуктуациям диамагнитный момент единицы объема частицы $\overline{M}$ действительно остается отличным от нуля в полях $H > H_c$. Этот «хвост» магнитного момента заходит сравнительно далеко за критическое поле частицы:

$$\frac{\overline{M}}{M_{\max}} \sim \left(\frac{\xi^2(0)}{k_F d}\right)\left(\frac{k_B T}{E_F}\right)\left(\frac{T_c}{T_c - T}\right)^2 \frac{H/H_c}{(H/H_c)^2 - 1},$$

где $M_{\max}$ — максимальное значение магнитного момента ($M_{\max} = -(3\sqrt{3}\pi)^{-1} H_{cm}^2 H_c^{1-}$, H_{cm} — термодинамическое критическое магнитное поле), H — внешнее поле, d — диаметр частицы. Из этой формулы следует, что при $d \sim 10^{-6}$ *см* и $H = 2H_c$ величина $\overline{M}/M_{\max}$ будет иметь порядок

$$\overline{M}/M_{\max} \sim 10^{-2}\,[T_c/(T_c - T)]^2.$$

При исследовании намагничивания коллоидов ртути Шёнберг [31*] наблюдал затягивание перехода в нормальное состояние на сравнительно большом интервале магнитных полей и объяснил это неодинаковостью размеров частиц коллоида. Вполне вероятно, однако, что здесь проявился аномальный диамагнетизм флуктуационного происхождения. Сильная зависимость этого эффекта от $(T_c - T)$ могла бы помочь при интерпретации результатов соответствующих экспериментов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **20**, 1064 (1950).
2. J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
3. C. N. Yang, Rev. Mod. Phys. **34**, 694 (1962).
4. Proceedings of the Conference on Fluctuations in Superconductors (W. S. Goree, F. Chilton, Eds.), Asilomar, California, May 1968.
5. В. Л. Гинзбург, ФТТ, **2**, 2031 (1960).
6. P. W. Anderson, Critical Phenomena (M. S. Green, J. V. Sengers, Eds.), NBC Misc. Publ. 273, Washington, 1966, стр. 102.
7. R. A. Ferrell, H. Schmidt, Phys. Lett. **25A**, 544 (1967).
8. W. A. Little, Phys. Rev. **134**, A1416 (1964).
9. V. L. Ginsburg, Phys. Lett. **13**, 101 (1964).

9*. В. Л. Гинзбург, УФН **95**, 91 (1968) *).

10. R. A. Ferrell, Phys. Rev. Lett. **13**, 331 (1964).
11. T. M. Rice, Phys. Rev. **140**, A1889 (1965).
12. Ю. А. Бычков, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **50**, 738 (1966).
13. P. C. Hohenberg, Phys. Rev. **158**, 383 (1967).
14. D. A. Krueger, Phys. Rev. Lett. **19**, 563 (1967); Phys. Rev. **172**, 211 (1968).
15. W. A. Little, Phys. Rev. **156**, 396 (1967).
16. J. S. Langer, Phys. Rev. **167**, 183 (1968); см. также [4], стр. 83.
17. G. Lasher, см. [4], стр. 255.

*) Литература, отмеченная звездочкой, добавлена переводчиком. (*Прим. ред.*)

18. E. Lieb, W. Liniger, Phys. Rev. **130**, 1605 (1963); E. Lieb, Phys. Rev. **130**, 1616 (1963).
19. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, ФТТ **10**, 1104 (1968); L. G. Aslamasov, A. I. Larkin, Phys. Lett. **26A**, 238 (1968).
20. K. Maki, Progr. Theor. Phys. (Kyoto) **40**, 193 (1968).
21. D. Thouless, Ann. Phys. (N.Y.) **10**, 553 (1960).
22. J. S. Langer, V. Ambegaokar, Phys. Rev. **164**, 498 (1967).
23. R. P. Groff, S. Marcelja, W. E. Masker, R. D. Parks, Phys. Rev. Lett. **19**, 1328 (1967).
24. W. Webb, R. Warburton, Phys. Rev. Lett. **20**, 461 (1968).
25. L. P. Kadanoff, G. Larmore, Phys. Rev. **175**, 579 (1968).
26. R. E. Glover, Phys. Lett. **25A**, 542 (1967).
27. M. Strongin, O. F. Kammerer, J. Crow, R. S. Thompson, H. L. Fine, Phys. Rev. Lett. **20**, 922 (1968).
28. A. B. Pippard, Proc. Roy. Soc. (London) **A203**, 210 (1950).
29*. В. В. Шмидт, Письма ЖЭТФ **3**, 141 (1966).
30*. В. В. Шмидт, Труды X Международной конференции по физике низких температур, М., Изд. ВИНИТИ, 1967, стр. 205.
31*. D. Shoenberg, Proc. Roy. Soc. **175A**, 49 (1940).