

ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

Сверхпроводимость и сверхтекучесть
(что удалось и чего не удалось сделать)

В.Л. Гинзбург

Освещена работа автора в области теории сверхпроводимости и сверхтекучести с 1943-го по 1996 гг.

PACS numbers: 01.65.+g, 74.20.De, 74.20.Hn, 47.37.+q, 67.40.-w

Содержание

1. Введение. Первые работы (429).
 2. Ψ -теория сверхпроводимости (теория Гинзбурга – Ландау) (430).
 3. Развитие Ψ -теории сверхпроводимости (436).
 4. Ψ -теория сверхтекучести (440).
 5. Термоэлектрические явления в сверхпроводниках (442).
 6. Разное (сверхтекучесть, астрофизика и др.) (445).
 7. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости (447).
 8. Заключительные замечания (451).
- Список литературы (451).

1. Введение. Первые работы

Мне — автору настоящей статьи — 80 лет и я уже не могу рассчитывать на получение новых существенных научных результатов. Вместе с тем, имеется известная потребность подвести итоги своей работы в течение более пятидесяти лет. При этом речь не идет о работе вообще (я занимался весьма различными проблемами физики и астрофизики; см. [1], с. 312), а только о деятельности в области теории сверхпроводимости и сверхтекучести. Писать подобные статьи, в общем, не принято. Мне кажется, однако, что это результат некоторого предрассудка. Так или иначе, я решил попробовать написать статью такого типа, нечто вроде научной автобиографии, посвященной, правда, лишь двум родственным проблемам — сверхпроводимости и сверхтекучести. Позволю себе заметить, что речь не идет о каких-либо приоритетных или иных претензиях. Мне лишь хочется в такой, пусть и необычной форме продолжить свою работу. Насколько уместна и успешна эта попытка, будут судить читатели.

Работать, т.е. получать какие-то физические результаты, я начал в 1938–1939 гг. по окончании физфака Московского университета. При этом вплоть до войны — до середины 1941 г. занимался классической и квантовой электродинамикой, а также теорией частиц с высшими спинами. Войну мы в какой-то мере ждали и опасались ее, но не готовились к ней, жили надеждой, что "пронесет". Не собираюсь обобщать, но именно такая атмосфера царил в теоретическом отделе ФИАН (Физического института им. П.Н. Лебедева АН СССР). Когда же "не пронесло", то начали, в ожидании призыва в армию или каких-то иных перемен в жизни, искать применения своим силам, могущего оказаться полезным для обороны. Так я, в частности, занялся вопросами распространения радиоволн в ионосфере (см. [1, 2]). Но эти и другие подобные занятия оставались, по крайней мере в моем случае, далекими от каких-либо конкретных оборонных применений. Поэтому я продолжал работать в разных направлениях под действием тех или иных импульсов или влияний. Самое важное такое влияние, если не говорить о продолжении исследований в области релятивистской теории частиц со спином, исходило от Л.Д. Ландау. В 1939 г., после годичного пребывания в тюрьме, Ландау начал работать над созданием теории сверхтекучести гелия II¹. Я присутствовал, вероятно это было в 1940 г., на докладе Ландау, посвященном этой теории (соответствующая статья [4] поступила в редакцию 15 мая 1941 г.). В конце работы [4] рассматривается также сверхпроводимость, трактуемая как сверхтекучесть электронной жидкости в металле. Не знаю, высказывалось ли такое утверждение и раньше, но это маловероятно (некоторый намек на этот счет был сделан в [5]). Ведь сверхтекучесть в собственном смысле слова² была

В.Л. Гинзбург. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
117924 Москва, Ленинский просп. 53, Россия
Тел. (095) 135-85-70
Факс (095) 938-22-51
E-mail: ginzburg @ td.lpi.ac.ru

Статья поступила 20 декабря 1996 г.

¹ Как известно, П.Л. Капица мотивировал просьбу освободить Ландау из тюрьмы как раз стремлением получить его помощь в области теории сверхтекучести (см. [3], с. 345).

² Имеется в виду протекание через капилляры и щели без трения. Если же говорить об аномальном поведении жидкого гелия (речь идет о ⁴He) ниже λ -точки, т.е. при температуре $T < T_\lambda = 2,17$ К, то исследование этого вопроса началось, по сути дела, в 1911 г. Именно в этом году, когда была открыта сверхпроводимость [7] (подробнее см. [8], [9]; статья [7] помещена также в качестве приложения к [9]),

открыта только в 1938 г. независимо и одновременно Капицей [5] и Алленом и Мейзенером [6]. Вместе с тем природа сверхтекучести оставалась неясной. Ландау считал [4], что все дело в спектре "элементарных возбуждений" в жидкости, а бозе-статистика и бозе-эйнштейновская конденсация здесь ни при чем. Ф. Лондон и Тисса, напротив, связывали [12] сверхтекучесть с бозе-эйнштейновской конденсацией. Справедливость последнего мнения стала очевидна после получения в 1948 г. жидкого ^3He , атомы которого подчиняются статистике Ферми, а свойства резко отличаются от свойств жидкого ^4He . В теоретическом плане к такому же выводу пришел Фейнман (см. [13]). Однако в применении к сверхпроводимости отсюда еще ничего не следовало, поскольку электроны подчиняются статистике Ферми. Как мы знаем сегодня, решение задачи (или, правильнее сказать, загадки) заключается в том, что электроны в сверхпроводнике образуют "пары" со спином нуль. Последние же уже могут претерпевать бозе-эйнштейновскую конденсацию, с которой и связывается переход в сверхпроводящее состояние. Мой весьма скромный вклад в это дело состоит в указании на то, что в бозе-газе заряженных частиц должен наблюдаться эффект Мейсснера [14]. До самой же идеи "спаривания" я не додумался. Насколько знаю, ее впервые высказал Огг в 1946 г. [15]. В дальнейшем такую точку зрения развивал Шафрот [16]. Однако причины и механизм спаривания оставались совершенно неясными. И только Купер в 1956 г. [17] указал на конкретный механизм спаривания в ферми-газе с притяжением между частицами. На этой базе в 1957 г. была, наконец, создана Бардином, Купером и Шриффером (БКШ) первая, пусть и модельная, но последовательная микротория сверхпроводимости [18]. Любопытно, что в этой работе нет каких-либо указаний на бозе-эйнштейновскую конденсацию, но по существу дело именно в ней.

Я забежал, однако, если говорить о моей собственной работе, на много лет вперед. Конкретно, в 1943 г. я попытался на основе идей теории сверхтекучести Ландау [4] построить квазимикроскопическую теорию сверхпроводимости [19]. Речь шла о постулировании в металле спектра электронов (заряженных "возбуждений") с некоторой щелью Δ . Для такого спектра должна наблюдаться сверхпроводимость (сверхтекучесть заряженной жидкости). Введение щели обеспечивало температурную зависимость критического поля и глубины его проникновения в сверхпроводник примерно отвечающую действительности. При этом из сравнения теории с опытом

Камерлинг Оннес обнаружил максимум плотности гелия при T_λ [10, 11]. Только в 1928 г. ясно выявилось существование двух фаз — гелия I и гелия II, а в 1932 г. была получена четкая λ -образная кривая для зависимости теплоемкости от температуры вблизи λ -точки. Далее, в 1936 г. была обнаружена (В. Кеезомом и А. Кеезом) сверхтеплопроводность гелия II (см. ссылки в [11, 12]) и, наконец, в 1938 г. была установлена [5, 6] сверхтекучесть. Можно, таким образом, сказать, что открытие сверхтекучести заняло 27 лет (с 1911-го по 1938 гг.) [124]. Такой длительный процесс ярко контрастирует с открытием сверхпроводимости, осуществленным, можно сказать, одним ударом [7] (подробнее см. [8, 9]). Трудно сомневаться в том, что все дело здесь в различных методиках. Открытие сверхпроводимости произошло при измерениях электрического сопротивления проволоки (или, точнее, заполненного ртутью капилляра). Исследовать же характер протекания жидкости (в данном случае гелия II) через щели или капилляры значительно сложнее, да и нужно было додуматься проводить такие измерения.

получалось значение $\Delta/k_B T_c = 3,1$. Как известно, в теории БКШ $2\Delta_0/k_B T_c = 3,52$, но главное $\Delta_0 \equiv \Delta(0)$ — это значение щели при $T = 0$, а с ростом температуры щель уменьшается и $\Delta(T_c) = 0$. В моей же работе щель Δ считалась постоянной, и неплохое согласие с опытом объясняется, возможно, неточностью использованных экспериментальных данных. Не стал я сейчас подробнее анализировать этот вопрос, ибо использованная модель [19] имеет, в лучшем случае, историческое значение. Последнее все же вероятно, так как в [19], например, указывалось на наступление резонансных явлений для падающего излучения на частоте $\nu = \Delta/h$. Во всяком случае тот, что в своей известной обзорной статье [20], опубликованной в 1956 г., Бардин довольно подробно останавливается на работе [19]. Замечу еще, что в статье [19] содержался также некоторый обзор макротории сверхпроводимости. Он был дополнен заметкой [21], в которой рассматривались гиромангнитные и электронно-инерционные опыты со сверхпроводниками. Наконец, в том же 1944 г. была опубликована статья [22], посвященная термоэлектрическим явлениям в сверхпроводниках³. Эта работа остается актуальной и сейчас, о ней пойдет речь в разделе 5. Перечисленные статьи [19, 21, 22] были использованы в написанной в 1944 г. монографии "Сверхпроводимость" [24]. Еще до того, как заняться сверхпроводимостью, я на базе теории Ландау рассмотрел вопрос о рассеянии света в гелии II [23]. На этой работе и на некоторых других, посвященных сверхтекучести, я остановлюсь в разделе 6.

2. Ψ -теория сверхпроводимости (теория Гинзбурга – Ландау)

Изучение сверхпроводимости в первые два десятилетия после ее открытия продвигалось, по современным понятиям, довольно медленно. Это не представляется странным, если учесть, что жидкий гелий, полученный впервые в Лейдене в 1908 г., стал доступен в другом месте лишь через 15 лет — в 1923 г. Не углубляясь в историю (см. [8, 9, 11]), ограничусь замечанием, что эффект Мейсснера был обнаружен лишь в 1933 г. [25], т.е. через 22 года после открытия сверхпроводимости. Только после этого стало ясно, что металл в нормальном и сверхпроводящем состояниях можно рассматривать как две фазы вещества в термодинамическом смысле этого понятия. В результате в 1934 г. пришли к так называемому двухжидкостному подходу к сверхпроводникам [26, 20], и было записано соотношение

$$F_{n0}(T) - F_{s0}(T) = \frac{H_{cm}^2(T)}{8\pi}, \quad (1)$$

где F_{n0} и F_{s0} — плотности свободной энергии (при отсутствии поля) соответственно в нормальной и сверхпроводящей фазах, а H_{cm} — критическое магнитное поле, разрушающее сверхпроводимость. Дифференцирование выражения (1) по T приводит к выражениям для разностей энтропии и теплоемкости.

³ Замечу, что все три статьи [19, 21, 22] поступили в редакцию в один день (23 ноября 1943 г.). Почему так получилось, не помню. Вероятно, это было связано с какими-то условиями опубликования статей в военное время.

В согласии с двухжидкостной картиной полная плотность электрического тока в сверхпроводнике

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n, \quad (2)$$

где \mathbf{j}_s и \mathbf{j}_n — соответственно плотности сверхпроводящего и нормального токов.

Нормальный ток в сверхпроводнике, по сути дела, не отличается от тока в нормальном металле и в локальном приближении

$$\mathbf{j}_n = \sigma_n(T) \mathbf{E}, \quad (3)$$

где \mathbf{E} — напряженность электрического поля и σ_n — проводимость "нормальной части" электронной жидкости; в дальнейшем для простоты, если не оговорено противное, положим $\mathbf{j}_n = 0$.

В 1935 г. Ф. Лондон и Г. Лондон предложили [27] для \mathbf{j}_s уравнения (их называют уравнениями Лондонов)

$$\text{rot}(A \mathbf{j}_s) = -\frac{1}{c} \mathbf{H}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial(A \mathbf{j}_s)}{\partial t} = \mathbf{E}, \quad (5)$$

где A — некоторая постоянная, а напряженность магнитного поля \mathbf{H} здесь и ниже не отличается от магнитной индукции \mathbf{B} .

К этим уравнениям приходим, например, исходя из уравнений гидродинамики для проводящей "жидкости", состоящей из частиц с зарядом e и массой m , имеющих скорость $\mathbf{v}_s(\mathbf{r}, t)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}_s}{\partial t} &= -(\mathbf{v}_s \nabla) \mathbf{v}_s + \frac{e}{m} \mathbf{E} + \frac{e}{mc} [\mathbf{v}_s \mathbf{H}] = \\ &= \frac{e}{m} \mathbf{E} - \nabla \frac{v_s^2}{2} + \left[\mathbf{v}_s \left(\text{rot} \mathbf{v}_s + \frac{e}{mc} \mathbf{H} \right) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Такое уравнение отвечает бесконечной (идеальной) проводимости [28] и не препятствует наличию в сверхпроводнике постоянного магнитного поля, что противоречит существованию эффекта Мейсснера. Поэтому Лондоны наложили как бы дополнительное условие $\text{rot} \mathbf{v}_s + e\mathbf{H}/mc = 0$, представляющее собой условие безвихревого движения для заряженной жидкости. Если записать \mathbf{j}_s в виде $\mathbf{j}_s = en_s \mathbf{v}_s$, где n_s — концентрация зарядов, то дополнительное условие при $n_s = \text{const}$ принимает как раз вид (4), причем

$$A = \frac{m}{e^2 n_s}. \quad (7)$$

Уравнение же (6), с точностью до малого члена, пропорционального ∇v_s^2 (см. раздел 5), переходит в (5). Конечно, при таком подходе основное уравнение Лондонов (4) просто постулируется. По существу, это условие носит квантовый характер и следует из рассматриваемой ниже Ψ -теории сверхпроводимости [29] и из микротемории сверхпроводимости [18, 30], которая в свою очередь переходит вблизи T_c в Ψ -теорию [31].

Уравнение Лондонов (4) совместно с уравнением Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s \quad (8)$$

при $A = \text{const}$ приводит (рассматривается, очевидно, квазистационарный случай) к уравнениям

$$\Delta \mathbf{H} - \frac{1}{\delta^2} \mathbf{H} = 0, \quad \Delta \mathbf{j}_s - \frac{1}{\delta^2} \mathbf{j}_s = 0, \quad (9)$$

$$\delta^2 = \frac{Ac^2}{4\pi} = \frac{mc^2}{4\pi e^2 n_s}. \quad (10)$$

Из (9) следует, что магнитное поле \mathbf{H} и плотность тока \mathbf{j}_s затухают в глубь сверхпроводника по экспоненциальному закону (например, вблизи плоской границы в параллельном ей поле $H = H_0 \exp(-z/\delta)$, где z — расстояние от границы), т.е. имеет место эффект Мейсснера. Уравнение Лондонов сохраняют свое значение и в настоящее время, но только в слабом поле

$$H \ll H_c, \quad (11)$$

где H_c — критическое магнитное поле, разрушающее сверхпроводимость (уравнения Лондонов несправедливы и в условиях нелокальной связи тока с полем [20, 30], но от таких случаев мы здесь отвлекаемся)⁴. Если же поле сильное, т.е. сравнимо с H_c , то теория Лондонов несправедлива или, в других случаях, недостаточна. Так, из теории Лондонов следует, что критическое магнитное поле H_c , в котором разрушается сверхпроводимость плоской пленки с толщиной $2d$ (в параллельном ей поле), равно

$$H_c = \left(1 - \frac{\delta}{d} \text{th} \frac{d}{\delta} \right)^{-1/2} H_{cm},$$

где H_{cm} — критическое поле для массивного образца (см. [32, 33, 24] и указанную там литературу). Это выражение для H_c , однако, противоречит экспериментальным данным. Можно попытаться "спасти" положение, вводя различное поверхностное натяжение σ_n и σ_s на границе нормальной и сверхпроводящей фаз с вакуумом [32]. При этом, однако, оказывается, что

$$\frac{\sigma_n - \sigma_s}{H_{cm}^2/8\pi} \sim \delta \sim 10^{-5} \text{ см.}$$

В то же время следовало бы ожидать, что $(\sigma_n - \sigma_s) \sim (10^{-7} - 10^{-8}) H_{cm}^2/8\pi$, т.е. порядка объемной энергии $H_{cm}^2/8\pi$, умноженной на длину атомных размеров. Далее, в теории, основанной на уравнениях Лондонов, связанное с полем и током поверхностное натяжение (поверхностная энергия) на границе между нормальной и сверхпроводящей фазами $\sigma_{ns}^{(0)} = -\delta H_{cm}^2/8\pi$. Поэтому для получения наблюдаемого для устойчивой границы положительного поверхностного натяжения $\sigma_{ns} = \sigma_{ns}^{(0)} + \sigma_{ns}^{(i)}$ необходимо ввести некоторую поверхностную энергию немагнитного происхождения $\sigma_{ns}^{(i)} > \delta H_{cm}^2/8\pi$. Введение такой относительно большой энергии совершенно необосновано. Напротив, нужно думать, что рациональная теория сверхпроводимости должна автоматически приводить к возможности выразить энергию σ_{ns} через параметры, характеризующие сверхпроводник.

Такой теорией, обобщающей теорию Лондонов, устраняющей отмеченные трудности и приводящей к ряду новых выводов, и является Ψ -теория, построенная

⁴ Здесь имеются в виду сверхпроводники I рода. Для сверхпроводников II рода теория Лондонов имеет более широкую область применимости, включая вихревую фазу при $H \ll H_{c2}$ и любых температурах.

в 1950 г. [29]⁵. В том же году мною был написан обзор, посвященный макротеоории сверхпроводимости [33], включающей Ψ -теорию.

В отсутствии магнитного поля сверхпроводящий переход является переходом второго рода. В общую теорию таких переходов [34] всегда входит некоторый параметр (параметр порядка) η , в равновесии отличный от нуля в упорядоченной фазе и равный нулю в неупорядоченной фазе. Например, в случае сегнетоэлектриков роль η играет спонтанная электрическая поляризация P_s , а в случае магнетиков — спонтанное намагничение M_s (оба эти случая незадолго до нашей работы [29] были обсуждены в обзоре [35]). В сверхпроводниках, где упорядоченной является сверхпроводящая фаза, в качестве параметра порядка мы выбрали комплексную функцию Ψ , играющую роль некоторой "эффективной волновой функции сверхпроводящих электронов". Эту функцию можно нормировать так, что $|\Psi|^2$ есть концентрация "сверхпроводящих электронов" n_s .

Плотность свободной энергии сверхпроводника и поля была записана в виде

$$F_{sH} = F_{s0} + \frac{H^2}{8\pi} + \frac{1}{2m} \left| -i\hbar\nabla\Psi - \frac{e}{c}\mathbf{A}\Psi \right|^2, \\ F_{s0} = F_{n0} + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4, \quad (12)$$

где \mathbf{A} — векторный потенциал поля $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$. Без поля в состоянии термодинамического равновесия $\partial F_{s0}/\partial|\Psi|^2 = 0$, $\partial^2 F_{s0}/\partial^2|\Psi|^2 > 0$ и должно быть $|\Psi|^2 = 0$ при $T > T_c$ и $|\Psi|^2 > 0$ при $T < T_c$. Отсюда следует, что $\alpha_c \equiv \alpha(T_c) = 0$ и $\beta_c \equiv \beta(T_c) > 0$, причем $\alpha < 0$ при $T < T_c$. В пределах справедливости разложения (12) по $|\Psi|^2$ можно положить $\alpha = \alpha'_c(T - T_c)$ и $\beta(T) = \beta_{Tc} \equiv \beta_c$. Отсюда при $T < T_c$ (см. также (1))

$$|\Psi|^2 \equiv |\Psi_\infty|^2 = -\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\alpha'_c(T_c - T)}{\beta_c}, \quad (13)$$

$$F_{s0} = F_{n0} - \frac{\alpha^2}{2\beta} = F_{n0} - \frac{(\alpha'_c)^2(T_c - T)^2}{2\beta_c} = F_{n0} - \frac{H_{cm}^2}{8\pi}.$$

При наличии поля уравнение для Ψ получается при варьировании свободной энергии $\int F_{sH} dV$ по Ψ^* и, очевидно, имеет вид

$$\frac{1}{2m} \left(-i\hbar\nabla - \frac{e}{c}\mathbf{A} \right)^2 \Psi + \alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi = 0. \quad (14)$$

Если на границе сверхпроводника вариация $\delta\Psi^*$ произвольна, т.е. никакого дополнительного условия на Ψ не накладываемся, а также не вводится в (12) член, отвечающий поверхностной энергии, то условием минимальности свободной энергии является так называемое естественное граничное условие на границе сверхпроводника

$$\mathbf{n} \left(-i\hbar\nabla\Psi - \frac{e}{c}\mathbf{A}\Psi \right) = 0, \quad (15)$$

⁵ Эту теорию обычно называют теорией Гинзбурга–Ландау. Я, однако, избегаю использования такой терминологии, причем не из ложной скромности, а в силу мнения, что в подобных случаях употребление своей собственной фамилии не отвечает традициям русского языка. Кроме того, в применении к сверхтекучести (а не сверхпроводимости) Ψ -теория развивалась мною не с Л.Д. Ландау, а с Л.П. Питаевским и А.А. Собыниным (см. раздел 4).

где \mathbf{n} — нормаль к границе (несколько подробнее см. [29] и раздел 3). Условие (15) относится к случаю границы сверхпроводника с вакуумом или диэлектриком. Что касается уравнения для \mathbf{A} , то при условии $\text{div } \mathbf{A} = 0$ оно в результате варьирования интеграла $\int F_{sH} dV$ по \mathbf{A} оказывается таким:

$$\Delta\mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_s, \quad \mathbf{j}_s = -\frac{ie\hbar}{2m}(\Psi^*\nabla\Psi - \Psi\nabla\Psi^*) - \frac{e^2}{mc}|\Psi|^2\mathbf{A}. \quad (16)$$

Выражение, аналогичное (14), получается, конечно, и для Ψ^* , причем, как это и должно быть, на границе $\mathbf{j}_s\mathbf{n} = 0$ (см. (15)). Решение задач о распределении поля, тока и функции Ψ в сверхпроводнике сводится к интегрированию системы уравнений (14) и (16). Если считать, что $\Psi = \Psi_\infty = \text{const}$, то плотность сверхпроводящего тока $\mathbf{j}_s = -e^2|\Psi_\infty|^2\mathbf{A}/mc = -e^2n_s\mathbf{A}/mc$ (при нормировке $|\Psi_\infty|^2 = n_s$). Применяя к этому выражению операцию rot , получим уравнение Лондонов (4) (см. также (7)). Таким образом, Ψ -теория обобщает теорию Лондонов и в предельном случае $\Psi = \Psi_\infty = \text{const}$ переходит в нее.

Статья [29] довольно большая (19 страниц), в ней решен ряд задач, которые еще будут перечислены. В дальнейшем я сам, а иногда с соавторами, посвятил развитию Ψ -теории сверхпроводимости ряд работ, они упоминаются ниже. Наконец, эта теория развивалась и излагается в очень большом числе статей и книг (см., например, [20, 30, 33, 36–41]). За соответствующей литературой я уже не слежу, тем более, что уравнение (14) и его обобщения широко используются в целом ряде случаев помимо сверхпроводимости или лишь в применении к сверхпроводникам (см., например, [42–44]). Это уравнение исследуется также математиками, работ которых я вообще не понимаю (см., например, [42]). Релятивистское обобщение уравнений Ψ -теории и частично связанная с этой теорией идеология нашли широкое применение также в квантовой теории поля (спонтанное нарушение симметрии и т.д.; см., например, [46]). В такой ситуации здесь нет никакой возможности осветить современное состояние Ψ -теории или хотя бы подробно остановиться на исходной работе [29] и последовавших моих статьях.

Но вот о чем я считаю необходимым здесь рассказать, так это об истории появления работы [29], о роли Ландау и моей. Никто другой сделать этого не может, учитывая, что, к великому сожалению, Льва Давидовича Ландау уже давно нет в живых (он скончался в 1968 г., а работать перестал в 1962 г.). В то же время, конечно, речь идет о весьма деликатном вопросе. Поэтому, когда лет 20–25 назад ко мне обратились из библиографического журнала "Current contents" с просьбой осветить историю появления работы [29], я ответил отказом. Мотивировал отказ тем, что мое изложение могло бы рассматриваться как попытка преувеличить свою роль. Да и вообще не хотелось доказывать, что я действительно полноценный соавтор, а не студент или аспирант, которому Ландау "дал тему", а по существу все сделал сам. Ведь если не исходить из такого предположения, то трудно объяснить, почему нашу работу часто цитировали (и цитируют) как работу Ландау и Гинзбурга, хотя в качестве авторов в заглавии статьи указаны Гинзбург и Ландау. Разумеется, я никогда и никому не делал "представлений" на этот счет, да и вообще это мелочь, но все же

считаю подобное цитирование с перестановкой фамилий авторов некорректным. И, конечно, оно было бы некорректным и в том случае, если бы моя роль и в самом деле была второстепенной. Но я так не считаю, не считал так и Ландау, что было хорошо известно в его окружении и вообще в СССР. Что же касается иностранцев, то они действительно были плохо информированы о научной работе в СССР в то время — ведь 1950 год приходился на разгар "холодной войны". Еще в 1947 г. в СССР прекратилось издание хорошего журнала *Journal of Physics*, и статья [29] была опубликована лишь на русском языке. Ездить за границу в этот период мы не могли. Возможно, мы послали отгиск Д. Шенбергу или он сам увидел статью в ЖЭТФ. Во всяком случае, Шенберг по собственной инициативе перевел статью [29] на английский язык, кое-кому ее послал и она стала доступной хотя бы некоторым коллегам. Здесь, конечно, имя Ландау сыграло положительную роль, побудило отнестись к работе с вниманием.

Так или иначе, я решил все же остановиться на том, как родилась работа [29], поскольку настоящая статья не может обладать нужной полнотой, если не коснуться этой темы.

Исходной я считаю уже упоминавшуюся работу [32], выполненную еще в 1944 г. (статья [32] поступила в редакцию 21 декабря 1944 г.). Из [32] совершенно ясно, что теория Лондонов непригодна для описания поведения сверхпроводников в достаточно сильных полях и, в частности, для расчета критического поля в случае пленок. Введение поверхностных энергий σ_n и σ_s было искусственным приемом, причем эти величины были несуразно большими новыми константами, значения которых теорией не предсказывались. То же относится к поверхностной энергии σ_{ns} на границе нормальной и сверхпроводящих фаз. Совершенно неясно было также, как вычислять критический ток в случае сверхпроводников малых размеров. Итак, нужно было как-то обобщать теорию Лондонов, выйти за ее пределы. К сожалению, движение к этой цели шло медленно. Одно из возможных объяснений заключается в том, что подобно многим физикам-теоретикам моего и предыдущего поколений, я почти одновременно занимался различными вопросами и задачами, не концентрировал внимания на чем-то одном (это ясно, например, из библиографического указателя [47]). Но постепенно дело шло. Так, опираясь на представления теории Ландау [4], я пришел к заключению [48], что электромагнитные процессы в сверхпроводниках должны быть нелинейными, и, кстати, указал возможный опыт для обнаружения такой нелинейности. Главное же, в заметке [48] было сделано такое замечание: "Указание на возможную непригодность классического описания сверхпроводящего тока состоит в том, что нулевая энергия возбуждений в сверхпроводнике по порядку величины равна $\hbar^2 n / m \delta \sim 1$ (при $\delta \sim 10^{-5}$ и $n \sim 10^{22}$) и, таким образом, больше магнитной энергии $\delta H^2 / 8\pi \sim 0,1$ (при $H \sim 500$ Ое)". Чувство, что в теории сверхпроводимости нужно учитывать квантовые эффекты, нашло отражение и в заметке [49], посвященной, в основном, критической скорости в гелии II. Вместе с тем в этой статье я попытался также применить к λ -переходу в жидком гелии теорию фазовых переходов второго рода.

Представляется удивительным и, к сожалению, я в свое время не догадался спросить об этом Ландау,

почему он — автор теории фазовых переходов [34] и теории сверхтекучести [4], не задался вопросом о параметре порядка η для жидкого гелия. В [49] я в качестве такого параметра выбрал ρ_s — плотность сверхтекучей фазы гелия II. Однако такой выбор сомнителен, поскольку при этом разложение свободной энергии (термодинамического потенциала) начинается с члена $\alpha \rho_s$, в то время как в общей теории первый член разложения имеет вид $\alpha \eta^2$. Поэтому в качестве параметра порядка нужно скорее выбирать $\sqrt{\rho_s}$. Но $\sqrt{\rho_s}$ пропорционален некоторой волновой функции Ψ , так как именно величина $|\Psi|^2$ пропорциональна плотности числа частиц. К сожалению, я не помню в точности, в какой мере именно такая аргументация побудила меня в дальнейшем ввести параметр порядка $\eta = \Psi$: в [49] об этом не упоминается. Более важным для меня было желание объяснить поверхностное натяжение σ_{ns} за счет градиентного члена $|\nabla \Psi|^2$. В квантовой механике этот член имеет вид кинетической энергии $\hbar^2 |\nabla \Psi|^2 / 2m$. Вот с этим я и пришел к Ландау, вероятно, в конце 1949 г. (статья [29] поступила в печать 20 апреля 1950 г., но работа над ней заняла немало времени). Мы были с Ландау в хороших отношениях, я посещал его семинар и часто советовался с ним по различным вопросам. Идею ввести в качестве параметра порядка некоторую "эффективную волновую функцию сверхпроводящих электронов" Ψ Ландау одобрил и, таким образом, мы сразу же пришли к свободной энергии (12). Чего я не помню (а выдумывать, конечно, не хочу), так это — пришел ли я сразу с выражением

$$\frac{1}{2m} \left| -i\hbar \nabla \Psi - \frac{e}{c} \mathbf{A} \Psi \right|^2$$

или с выражением без векторного потенциала. Введение последнего по аналогии с квантовой механикой очевидно, но возможно, что это было сделано только в разговоре с Ландау. Должен извиниться перед читателями за подобные оговорки и некоторую неопределенность, но ведь с тех пор прошло почти 50 лет (!), никаких записей у меня не осталось, и никогда я не думал, что придется вспоминать о тех далеких днях.

После установления основных в Ψ -теории выражений (12), (14) и (16) нужно было на их основе решать различные задачи, сравнивать теорию с опытом. Естественно, этим в основном занимался я, но мы с Ландау систематически встречались и обсуждали результаты. На основании изложенного может сложиться впечатление, что моя роль в создании Ψ -теории была даже больше роли Ландау. Но это не так, ибо не следует забывать, что в основе всего лежала общая теория фазовых переходов второго рода, развитая Ландау еще в 1937 г. [50, 34], уже использовавшаяся мною для ряда случаев [35, 49], а в работе [29] примененная к сверхпроводимости. Кроме того, я считаю необходимым отметить, что именно Ландау принадлежит важное замечание, содержащееся в [29] и касающееся смысла используемой нами в качестве параметра порядка Ψ -функции. Приведу соответствующее место из [29]: "Можно предполагать, что наша функция $\Psi(\mathbf{r})$ непосредственно связана с матрицей плотности $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int \Psi^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}'_i) \Psi(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_i) d\mathbf{r}'_i$, где $\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}'_i)$ — истинная Ψ -функция электронов в металле, зависящая от координат всех электронов \mathbf{r}_i ($i = 1, 2, \dots, N$) и \mathbf{r}'_i — координаты всех электронов кроме одного выделенного (его координаты суть \mathbf{r} и в другой точке \mathbf{r}'). Как можно

думать, для несверхпроводящего тела, где отсутствует дальний порядок, при $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \rightarrow \infty$, $\rho \rightarrow 0$, а в сверхпроводящем состоянии $\rho(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \rightarrow \infty) \rightarrow \rho_0 \neq 0$. В этом случае естественно допустить, что матрица плотности связана с вводимой нами Ψ -функцией соотношением $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \Psi^*(\mathbf{r})\Psi(\mathbf{r}')$. Согласно сказанному, сверхпроводящую (или сверхтекучую) фазу отличает некоторый дальний порядок, отсутствующий в обыкновенной жидкости (см. также [30], § 26; [51, 51a] и [52], раздел 9.7). Обычно этот результат приписывают Янгу [51] и именуют ODLRO (off-diagonal long range order) [52]. Однако, как видим, на 12 лет раньше Янга возможность существования такого дальнего порядка была осознана Ландау. На этот факт я уже указывал ранее [53].

В выражении (12) и последующих фигурируют коэффициенты e и m . Такие обозначения выбраны, разумеется, по аналогии с квантовомеханическим выражением для гамильтониана частицы с зарядом e и массой m . Однако наша Ψ -функция не является волновой функцией электронов. Коэффициент m можно выбрать любым [29], ибо Ψ -функция не является наблюдаемой величиной, таковой служит глубина проникновения слабого магнитного поля δ_0 , причем (см. (12), (13), (16))

$$\delta_0^2 = \frac{mc^2\beta_c}{4\pi e^2|\alpha|} = \frac{mc^2}{4\pi e^2|\Psi_\infty|^2}. \quad (17)$$

Поскольку Ψ -теория в слабом поле (11) переходит в теорию Лондонов (другое дело, что в теории Лондонов ряд задач при этом даже нельзя поставить), глубина проникновения δ_0 часто называется лондоновской глубиной проникновения и обозначается как δ_L или λ_L .

Если считать [29], что e и m отвечают свободному электрону ($e_0 = 4,8 \times 10^{-10}$, $m_0 = 9,1 \times 10^{-28}$), то $|\Psi_\infty|^2 = n_s$, где n_s — определяемая таким образом концентрация "сверхпроводящих электронов". Фактически же для m можно выбрать любое значение [29, 37], это скажется только на нормировке ненаблюдаемой величины $|\Psi_\infty|^2$. В литературе иногда полагают $m = 2m_0$, что отвечает массе "пары" из двух электронов. Что же касается заряда e в (12) и далее, то он является наблюдаемой величиной (см. ниже). Мне с самого начала казалось, что заряд e в (12) нужно считать некоторым "эффективным зарядом" e_{eff} и оставить его в качестве свободного параметра. Но Ландау возражал против этого, и в статье [29] в качестве некоторого компромисса сказано, что заряд e "нет оснований считать отличным от заряда электрона". Забегая вперед, замечу, что я все же продолжал считать вопрос о значении заряда $e \equiv e_{\text{eff}}$ открытым и указал на возможность выяснить этот вопрос из сравнения теории с опытом (см. [14], с. 107). Дело в том, что существующим параметром, входящим в Ψ -теорию, является величина

$$\kappa = \frac{mc}{e\hbar} \sqrt{\frac{\beta_c}{2\pi}} = \frac{\sqrt{2}e}{\hbar c} H_{cm} \delta_0^2. \quad (18)$$

В [29] мы положили $e = e_0$ и поэтому могли определить κ из экспериментальных данных о H_{cm} и δ_0 . В то же время параметр κ входит в выражения для поверхностной энергии σ_{ns} , глубины проникновения в сильном поле (поле $H \gtrsim H_{cm}$) и выражения для границ перегрева и переохлаждения. Используя имевшиеся в то время, хотя и ориентировочные данные измерений, я пришел к

выводу [54] (эта статья поступила в печать 12 августа 1954 г.), что заряд $e \equiv e_{\text{eff}}$ в (18) в 2–3 раза больше e_0 . При обсуждении этого результата с Ландау он высказал существенное возражение против возможности введения эффективного заряда (вероятно, он имел в виду этот аргумент и ранее, когда мы обсуждали текст статьи [29], но не приводил его). Именно эффективный заряд мог бы зависеть от состава вещества, температуры и давления, а значит оказаться функцией координат. Но в этом случае нарушается градиентная инвариантность теории, что недопустимо. Возражений на это замечание я не нашел и лишь с согласия Ландау привел его мнение в статье [54]. А ведь ларчик, как кажется сейчас, просто открывался. Да, вводить эффективный заряд e_{eff} , могущий зависеть от координат, нельзя. Но вполне возможно, скажем, что $e_{\text{eff}} = 2e_0$. Так оно и оказалось, но выяснилось лишь с созданием в 1957 г. теории БКШ [18] и появлением работы Горькова [31], показавшего, что Ψ -теория вблизи T_c следует из теории БКШ. Точнее, Ψ -теория вблизи T_c , конечно, шире теории БКШ в том смысле, что не зависит от ряда модельных представлений, использованных в модели БКШ. Но это другой вопрос. Образование же пар с зарядом $2e_0$ также является весьма общим явлением. Выше я уже подчеркивал, что идея о спаривании и, главное, о реальности такого спаривания была далеко нетривиальной.

Итак, в Ψ -теории $e = 2e_0$ и, следовательно, (см. (18))

$$\kappa = \frac{2\sqrt{2}e_0}{\hbar c} H_{cm} \delta_0^2. \quad (19)$$

Как показывают вычисления, поверхностное натяжение $\sigma_{ns} > 0$ лишь при $\kappa < 1/\sqrt{2}$. Аналитическое вычисление σ_{ns} затруднительно. В [29] это сделано лишь для достаточно малых κ :

$$\sigma_{ns} = \frac{\delta_0 H_{cm}^2}{\sqrt{2} \cdot 3\pi\kappa}, \quad \Delta = \frac{\sigma_{ns}}{H_{cm}^2/8\pi} = \frac{1,89\delta_0}{\kappa}, \quad \sqrt{\kappa} \ll 1. \quad (20)$$

Уже отсюда видно, что Ψ -теория приводит к значениям σ_{ns} нужного порядка величины. Только в недавно полученном препринте [55] энергия σ_{ns} аналитически вычислена с точностью до членов порядка $\kappa\sqrt{\kappa}$. Результат таков (выражению (20) отвечает значение $\Gamma = 2\sqrt{2}/3$):

$$\sigma_{ns} = \frac{\delta_0 H_{cm}^2}{4\pi\kappa} \Gamma, \quad \Gamma = \frac{2\sqrt{2}}{3} - 1,02817\sqrt{\kappa} - 0,13307\kappa\sqrt{\kappa} + \dots \quad (21)$$

С ростом κ энергия σ_{ns} уменьшается, и в [29] указано, что, согласно численному интегрированию,

$$\sigma_{ns} = 0, \quad \kappa = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (22)$$

Но было также показано, что при $\kappa > 1/\sqrt{2}$ возникает своеобразная неустойчивость нормальной фазы — в ней образуются зародыши сверхпроводящей фазы. Конкретно, эта неустойчивость возникает в поле (нужно отметить, что формула (23) в [29] содержится лишь в неявном виде; явно она выписана в [56]):

$$H_{c2} = \sqrt{2}\kappa H_{cm}. \quad (23)$$

Если $\kappa < 1/\sqrt{2}$, то поле H_{c2} отвечает границе возможного переохлаждения нормальной фазы (при $H < H_{c2}$ эта фаза становится метастабильной; см. также [56], причем в этой и в некоторых других моих статьях поле H_{c2} обозначено как H_{k1}). Если же $\kappa > 1/\sqrt{2}$, то из (23) ясно, что сверхпроводимость в какой-то форме сохраняется и в поле $H > H_{cm}$ и исчезает лишь в поле H_{c2} . Вообще, поведение сверхпроводника явно изменяется именно при $\kappa = 1/\sqrt{2}$. Поэтому не было сомнений в строгой справедливости результата (22). Аналитически это доказано, например, в [30, 37, 38]. Как оказывается, для чистых сверхпроводящих металлов обычно $\kappa < 1/\sqrt{2}$ и даже $\kappa \ll 1/\sqrt{2}$ (например, согласно [30], $\kappa = 0,01$ для Al, 0,13 для Sn, 0,16 для Hg и 0,23 для Pb). Такие сверхпроводники называются сверхпроводниками I рода. При $\kappa > 1/\sqrt{2}$ поверхностное натяжение $\sigma_{ns} < 0$, это сверхпроводники II рода (в основном, сплавы), поведение которых впервые экспериментально было довольно подробно изучено Л.В. Шубниковым⁶ с соавторами еще в 1935–1936 гг. (ссылки и пояснения см. в [57, 24]). В [29] рассматривались лишь сверхпроводники I рода, и имеется такая фраза: "При достаточно больших κ , напротив, $\sigma_{ns} < 0$, что указывает на то, что такие большие κ не соответствуют обычно наблюдаемой картине". Таким образом, возможность существования сверхпроводников II рода мы, фактически, просмотрели. В дальнейшем я сверхпроводники II рода также не занимался, на этот счет имеется лишь замечание в [56]. Теория поведения сверхпроводников II рода на основе Ψ -теории была построена в 1957 г. Абрикосовым [58] (см. также [30, 41]). Как указывается в [58] и [30], с. 227, предположение о том, что в сплавах $\kappa > 1/\sqrt{2}$, впервые было высказано Ландау.

Учитывая (13) и (17), можно записать

$$H_{cm} = \left[\frac{4\pi(\alpha'_c)^2}{\beta_c} \right]^{1/2} (T_c - T),$$

$$\delta_0 = \left(\frac{m_0 c^2 \beta_c}{16\pi e_0^2 \alpha'_c} \right)^{1/2} (T_c - T)^{-1/2}. \quad (24)$$

Эти выражения, как и вся Ψ -теория, строго говоря, справедливы лишь вблизи T_c , т.е. необходимо условие $(T_c - T) \ll T_c$. Фактически, однако, условие применимости теории при малых κ жестче, поскольку глубина проникновения δ_0 для соблюдения локального приближения должна быть значительно больше размеров куперовской пары ξ_0 (соответствующее условие, выписанное в [30], § 45, имеет вид $(T_c - T) \ll \kappa^2 T_c$, но в [29] об этом, конечно, не могло быть речи). Помимо глубины проникновения δ_0 в Ψ -теории фактически фигурирует еще один параметр с размерностью длины — так называемая длина когерентности или корреляционный радиус (длина)⁷

$$\xi = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_0|\alpha|}} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_0\alpha'_c(T_c - T)}} = \frac{\hbar\tau^{-1/2}}{\sqrt{2m_0\alpha'_c T_c}} = \xi(0)\tau^{-1/2}, \quad (25)$$

⁶ Прекрасный физик-экспериментатор Л.В. Шубников был безвинно расстрелян в 1937 г.

⁷ Для сравнения выписанных здесь формул с имеющимися в [30] нужно иметь в виду, что в [30] в выражении (12) положено $m = 2m_0$ и, конечно, $e = 2e_0$.

где $\tau = (T_c - T)/T_c$ и $\xi(0) = \hbar/\sqrt{2m_0\alpha'_c T_c}$ — условный корреляционный радиус при $T = 0$ (условность связана с тем, что Ψ -теория, строго говоря, применима лишь вблизи T_c).

Как легко видеть (см. (18), (19), (24)),

$$\kappa = \frac{m_0 c}{2e_0 \hbar} \sqrt{\frac{\beta_c}{2\pi}} = \frac{\delta_0(T)}{\xi(T)}. \quad (26)$$

В [29], помимо упомянутых, был решен ряд задач: найдены поле в сверхпроводнике в случае полупространства, критические поля для пластин (пленок) в случае разрушения сверхпроводимости полем и током. Глубина проникновения поля в сверхпроводящее полупространство, граничащее с вакуумом, имеет вид

$$\delta = \delta_0 \left[1 + f(\kappa) \left(\frac{H_0}{H_{cm}} \right)^2 \right], \quad f(\kappa) = \frac{\kappa(\kappa + 2\sqrt{2})}{8(\kappa + \sqrt{2})^2}, \quad (27)$$

где H_0 — внешнее поле (поле при $z = 0$) и по определению $\delta = \int_0^\infty H(z) dz / H_0$. Предполагавшаяся еще в [48] нелинейность электродинамики сверхпроводников, отражающаяся в зависимости δ от H_0 , довольно мала. Так, даже при $\kappa = 1/\sqrt{2}$ и $H_0 = H_{cm}$ глубина $\delta = 1,07 \delta_0$. В 1950 г. достаточно точных опытов по измерению $\delta(H)$ еще не было. Не знаю, имеются ли они сейчас, хотя это и весьма вероятно.

Здесь я должен сделать или, точнее, повторить одно общее замечание. Я никогда длительное время не занимался только сверхпроводимостью, работал в различных областях (см. [1], с. 312 и [47]). А макроскопической теорией сверхпроводимости (это Ψ -теория и ее развитие) с какого-то момента вообще мало интересовался (см. раздел 3). В результате я не знаю современного состояния проблемы в целом. К сожалению, не знаю и монографии, где все было бы собрано (боюсь, что такой книги не существует). Более того, я забыл многое из того, что и сам делал и восстанавливаю старое, читая (иногда с удивлением) собственные статьи. Поэтому не могу ругаться за то, что в моих расчетах не содержалось каких-то ошибок, не знаю дальнейших расчетов и сопоставления теории с опытом. Но ведь настоящая статья и не ставит перед собой задачу сделать современный обзор, это лишь попытка осветить некоторые вопросы истории исследований сверхпроводимости и сверхтекучести, причем в автобиографическом плане. Кому подобное не интересно, тот и читать не станет, такая мысль утешает.

Последняя часть статьи [29] посвящена рассмотрению сверхпроводящих пластин (пленок) с толщиной $2d$ в параллельном пленке внешнем магнитном поле H_0 , а также при наличии текущего по пленке сверхпроводящего тока $J = \int_{-d}^d j(z) dz$, где $j(z)$ — плотность тока. Вместо J удобно работать в терминах создаваемого этим током вне пленки поля $H_J = 2\pi J/c$.

Если ток отсутствует, то критическое поле H_c , разрушающее сверхпроводимость для толстых пленок с $d \gg \delta_0$, равно (см. (27))

$$\frac{H_c}{H_{cm}} = 1 + \frac{\delta_0}{2d} \left(1 + \frac{f(\kappa)}{2} \right), \quad d \gg \delta_0. \quad (28)$$

Для достаточно тонких пленок переход в нормальное состояние является переходом второго рода (т.е. при

$H_0 = H_c$ функция $\Psi = 0$), причем при малых \varkappa

$$\left(\frac{H_c}{H_{cm}}\right)^2 = 6\left(\frac{\delta_0}{d}\right)^2 - \frac{7}{10}\varkappa^2 + \frac{11}{1400}\varkappa^4\left(\frac{d}{\delta_0}\right)^2 + \dots, \quad d \ll \delta_0. \quad (29)$$

Для пленок с полутолщиной $d > d_c$, где

$$d_c^2 = \frac{5}{4}\left(1 - \frac{7}{24}\varkappa^2 + \dots\right)\delta_0^2, \quad (30)$$

переход становится уже переходом первого рода с выделением скрытой теплоты перехода (другими словами, d_c есть трикритическая точка или, как раньше говорили, критическая точка Кюри).

При наличии тока и поля (при $\varkappa = 0$)

$$\frac{H_{Jc}}{H_{cm}} = \frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{3}}\frac{d}{\delta_0}\left[1 - \left(\frac{H_0}{H_{cm}}\right)^2\right]^{3/2}, \quad (31)$$

где H_c — критическое поле для данной пленки при отсутствии тока (см. (28)), H_0 — внешнее поле и J_c — критический ток, разрушающий сверхпроводимость ($H_{Jc} = 2\pi J_c/c$).

Поле H_c для таких пленок значительно больше критического поля для массивных образцов H_{cm} , а $H_{Jc} \ll H_{cm}$. Но любопытно, что, согласно (29) и (31) (при $\varkappa = 0$ и $H_0 = 0$),

$$H_c H_{Jc} = \frac{4}{3} H_{cm}^2. \quad (32)$$

В [29] мы попытались, конечно, сопоставить теорию с имевшимися экспериментальными данными. Но последних было немного и, главное, мала была их точность. В дальнейшем, насколько знаю, все результаты теории подтвердились на опыте.

3. Развитие Ψ -теории сверхпроводимости

В работе [29] не были, конечно, решены все задачи, включая даже те, которые легко сформулировать. Поэтому, естественно, в течение ряда лет я, хотя и с перерывами, продолжал заниматься Ψ -теорией. Так, в статье [59] (см. также [14]) было подробнее, чем в [29] рассмотрено разрушение сверхпроводимости тонких пленок, но с полутолщиной $d > d_c$ (см. (30); использовалось условие $(\varkappa d/\delta_0)^2 \ll 1$). Были найдены критические поля для переохлаждения и перегрева. Замечу, что не для пленок, а для цилиндров и шариков критические поля были (на основе Ψ -теории) вычислены Силиным [60] и мной в [61]. В статье [62] был найден критический ток для сверхпроводящих пленок, нанесенных на цилиндрическую поверхность. В уже упоминавшейся статье [56] обсуждается вопрос о перегреве нормальной фазы (см. (27)), а в работе [61] вычисляется также критическое поле для перегрева сверхпроводящей фазы в массивном сверхпроводнике. Так, при малых \varkappa критическое поле для перегрева (оно обозначено в [61] как поле H_{k2}) равно

$$\frac{H_{c1}}{H_{cm}} = \frac{0,89}{\sqrt{\varkappa}}, \quad \sqrt{\varkappa} \ll 1, \quad (33)$$

где коэффициент получен в результате численного интегрирования.

В нескольких статьях (см. [14, 32, 54, 63]) я обсуждал, в частности, поведение сверхпроводников в высокочастот-

ном поле, но в дальнейшем этим вопросом не интересовался и не знаю, содержалось ли в этих статьях что-либо интересное и важное для эксперимента (в отношении поведения в высокочастотном поле).

Как уже подчеркивалось, Ψ -теория непосредственно применима лишь вблизи T_c . Естественно, хотелось обобщить теорию на случай любых температур. В рамках феноменологического подхода этой цели можно достичь разными путями. Так, Бардин [64] предложил заменить выражение для свободной энергии F_{s0} из (12) другим выражением, в котором используется более сложная зависимость $F_{s0}(|\Psi|^2)$ от $|\Psi|^2$. Той же цели можно, однако, достичь [65], не меняя выражение (12), но принимая некоторую зависимость коэффициентов α и β от температуры или, точнее, от отношения T/T_c . Несколько иной подход к проблеме [66] состоит в том, чтобы вообще не задаваться заранее зависимостью $F_{s0}(|\Psi|^2)$, а находить ее из сравнения с опытом.

После создания теории БКШ в 1957 г. и работ Горькова [31] мой интерес к теории сверхпроводимости резко упал. Сверхпроводимость перестала быть загадкой (она была ею долгие 46 лет после открытия сверхпроводимости в 1911 г.). Существовало немало других интересных проблем и я думал, что и вообще перестану заниматься сверхпроводимостью. Просто по инерции в 1959 г., когда окончательно стало ясно, что эффективный заряд в Ψ -теории $e_{\text{eff}} \equiv e = 2e_0$, я сравнил Ψ -теорию с имевшимися экспериментальными данными [67] и убедился, что все обстоит благополучно. Упомяну и о заметке [68], посвященной учету давления в теории фазовых переходов второго рода с применением к сверхпроводящему переходу.

Еще Ф. Лондон [69] указал на то, что магнитный поток через полый массивный сверхпроводящий цилиндр или кольцо должен квантоваться, причем квант потока $\Phi_0 = hc/e$ и поток $\Phi = k\Phi_0$, где k — целое число и e — заряд частиц, переносящих ток. Естественно, Лондон считал, что $e = e_0$ — заряд свободного электрона. Только в 1961 г. были проведены соответствующие опыты (ссылки и описание опытов см., например, в [70]), показавшие, что фактически $e = 2e_0$. Последнее совершенно ясно с точки зрения теории БКШ — переносятся пары электронов. Таким образом,

$$\Phi = \frac{hck}{2e_0} = \frac{\pi\hbar ck}{e_0} = \Phi_0 k, \quad \Phi_0 = 2 \times 10^{-7} \text{ Гс см}^2 \quad (k = 0, 1, 2, \dots). \quad (34)$$

Этот результат (34) относится, однако, лишь к случаю массивных двусвязных образцов, например к полым цилиндрам, у которых толщина стенок значительно превосходит глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник δ . Интерес же представляют образцы с любыми размерами, а также находящиеся во внешнем магнитном поле и т.д. В рамках Ψ -теории эта задача была решена мной в работе [71]. Аналогичное, но менее детальное и полное рассмотрение было примерно одновременно (все статьи [71–73] поступили в печать в середине 1961 г.) проведено в статьях [72, 73].

Выше я не упомянул о своих работах [74, 75], выполненных еще до создания теории БКШ, но не находившихся в русле непосредственного применения Ψ -теории [29]. Так, в [74] Ψ -теория была обобщена на случай анизотропных сверхпроводников. В известных в

то время "низкотемпературных" (обыкновенных) сверхпроводниках анизотропия либо вообще отсутствует (изотропные и кубические материалы), либо довольно мала. Поэтому, вероятно, мы в [29] даже без оговорок считали металлы изотропными. Однако уже в работе [22] при рассмотрении термоэлектрических явлений понадобилось рассмотреть анизотропный (т.е. не кубический) кристалл и в этой связи я обобщил теорию Лондонов (4), (5), введя вместо скаляра Λ симметричный тензор второго ранга A_{jk} , так что $\text{rot } \mathbf{\Lambda}(\mathbf{j}) = -H/c$, $A_i(\mathbf{j}) = A_{ik}j_k$ (здесь $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s$ — плотность сверхпроводящего тока). Такое обобщение, конечно, достаточно очевидно, но я упоминаю о нем, поскольку Бардин в своем большом обзоре [20] ссылается в этой связи лишь на появившиеся позже работы Лауэ [76, 77].

В [74] для анизотропного материала по-прежнему вводится комплексная скалярная функция $\Psi(\mathbf{r})$, но свободная энергия вместо (12) записывается в виде

$$F_{sH} = F_{s0} + \frac{H^2}{8\pi} + \frac{1}{2m_k} \left| -i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial x_k} - \frac{2e_0}{c} A_k \Psi \right|^2, \quad (35)$$

где, разумеется, по дважды встречающимся индексам производится суммирование, и в [74] вместо $2e_0$ фигурировал заряд e ; для изотропного или кубического материала $m_1 = m_2 = m_3 = m$ и получаем (12).

Как было упомянуто, в "обычных" сверхпроводниках анизотропия невелика, т.е. "эффективные массы" m_k мало отличаются друг от друга. Но в большинстве высокотемпературных сверхпроводников, напротив, анизотропия очень значительна, и широко используется именно выражение (35) и следствия из него, частично затронутые еще в [74].

Среди сверхпроводников, известных в 50-е годы, не было ни одного ферромагнетика. Это, конечно, не случайно. Дело в том, что даже отвлекаясь от, так сказать, микроскопических причин, наличие ферромагнетизма затрудняет появление сверхпроводимости [75]. В самом деле, можно видеть, что и в толще ферромагнитного сверхпроводника магнитная индукция \mathbf{B} должна равняться нулю. Но со спонтанным намагничиванием \mathbf{M}_s связана индукция $\mathbf{B} = 4\pi\mathbf{M}_s$. Поэтому в ферромагнитном сверхпроводнике даже при отсутствии внешнего магнитного поля должен течь поверхностный сверхпроводящий ток, компенсирующий "молекулярный" ток, ответственный за намагничивание. Отсюда следует, что термодинамическое критическое магнитное поле для ферромагнитного сверхпроводника

$$H_{cm}(T) = \frac{H_{cm}^{(0)}(T)}{\sqrt{\mu}} - \frac{4\pi M_s}{\mu}, \quad (36)$$

$$H_{cm}^{(0)} = \sqrt{8\pi(F_{n0} - F_{s0})},$$

где ферромагнетик считается "идеальным", т.е. для него $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M} = \mu\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}_s$ (μ — магнитная проницаемость), а F_{n0} и F_{s0} — свободные энергии соответственно для нормальной и сверхпроводящей фаз данного металла в отсутствие намагничивания и магнитного поля. Очевидно, что сверхпроводимость возможна лишь при условии $H_{cm}^{(0)} > 4\pi M_s / \sqrt{\mu}$, которое может, практически, выполняться лишь для ферромагнетиков с очень небольшим спонтанным намагничиванием M_s . С созданием теории БКШ стало ясно, что сверхпроводимость и ферромагнетизм мешают друг другу и независимо от

отмеченного выше, так сказать, электромагнитного фактора. Действительно, "обычная" сверхпроводимость связана со спариванием электронов с противоположно направленными спинами, а ферромагнетизму отвечает параллельная ориентация спинов. Таким образом, обменные силы, приводящие к ферромагнетизму, препятствуют появлению сверхпроводимости. Тем не менее ферромагнитные сверхпроводники были обнаружены, но, естественно, с весьма низкими значениями T_c и температуры Кюри T_M (см. [75а, 213]). К сожалению, я не знаком с соответствующими экспериментами и здесь хочу подчеркнуть, что выше "электромагнитный фактор" был учтен лишь в простейшем, можно сказать, тривиальном случае равновесного однородного намагничивания массивного металла. Имеются, однако, и другие возможности [75]. Так, допустим, что ферромагнитный металл обладает большой коэрцитивной силой и во внешнем поле $H_c < H_{coer}$ намагничивание может оставаться направленным против поля (для простоты рассматриваются цилиндрические образцы в параллельном поле). Тогда при $M_s < 0$ (намагничивание направлено против поля) сверхпроводимость может существовать при условии $H_{cm}^{(0)} > 4\pi|M_s|/\sqrt{\mu} - \sqrt{\mu}H_{coer}$, т.е. в принципе "электромагнитный фактор" может не играть роли. Еще интереснее возможности, возникающие для тонких пленок и, вообще, образцов малых размеров. При этом критическое поле $H_c^{(0)}$, как это хорошо известно и о чем мы уже упоминали, может значительно превосходить поле $H_{cm}^{(0)}$ для массивного металла. В то же время критическое поле для ферромагнитной сверхпроводящей пленки даже при $M_s > 0$ (намагничивание направлено по полю) по-прежнему имеет вид (36), но с заменой $H_{cm}^{(0)}$ на $H_c^{(0)}$. Теперь наличие намагничивания M_s может уже не играть существенной роли. Тем самым открываются дополнительные возможности для изучения ферромагнитных сверхпроводников. Не знаю, учитывались ли когда-нибудь эти возможности.

Выше речь шла исключительно о равновесных или метастабильных (перегретых или переохлажденных) состояниях сверхпроводников, но флуктуации полностью игнорировались. Между тем флуктуации вблизи точек фазовых переходов, особенно переходов второго рода, играют, вообще говоря, большую роль (см., например, [34], § 146). В случае сверхпроводников нужно ожидать флуктуаций параметра порядка Ψ как ниже, так и выше T_c . Могу сообщить о своей деятельности в этом отношении. Так, в 1952 г. в конце статьи [78] отмечено, что и выше T_c должны присутствовать флуктуации "концентрации сверхпроводящих электронов" n_s и это должно сказываться в первую очередь на комплексной диэлектрической постоянной металла. В конце обзора [14] это замечание повторено, причем подчеркнуто, что при $T \rightarrow T_c$ флуктуации должны быть велики. Однако это наблюдение развито мной не было. Прошло 14 лет, прежде чем В.В. Шмидт [79] (безвременно скончавшийся в 1985 г.) пошел дальше и (кстати сказать, со ссылкой на статью [78]) рассмотрел вопрос о флуктуационной теплоемкости маленьких шариков выше T_c , а также упомянул о возможности наблюдать флуктуационный диамагнитный момент таких шариков. Курьезно, что еще два физика с такой же фамилией [80, 81] исследовали этот же вопрос, а также рассматривали флуктуационную проводимость выше T_c (о флуктуационных эффектах см. также [30, 82, 83]).

Перейдем к весьма важной проблеме о границах применимости теории фазовых переходов Ландау как вообще, так и в применении к сверхпроводникам [84].

Теория фазовых переходов Ландау [50, 34] представляет собой, как хорошо известно, теорию среднего поля (или, как иногда говорят, молекулярного или самосогласованного поля). Это значит, что в свободной энергии (или соответствующем термодинамическом потенциале) типа

$$F = F_0 + \alpha\eta^2 + \frac{\beta}{2}\eta^4 + \frac{\gamma}{6}\eta^6 + g(\nabla\eta)^2 \quad (37)$$

не учтен вклад флуктуаций η .

Как мы видели на примере сверхпроводника, когда $\eta = \Psi$ (см. (12), (13)), ниже точки перехода второго рода (полагаем $\gamma = 0$) равновесное значение

$$\eta_0^2 = -\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\alpha'_c(T_c - T)}{\beta_c}. \quad (38)$$

Используя теорию Ландау в качестве первого приближения, на ее основе можно найти флуктуации различных величин, в частности, самого параметра η . При этом, естественно, теория Ландау справедлива и справедливы вычисленные на ее основе флуктуации, только пока они малы по сравнению со средними величинами, получаемыми по теории Ландау. В применении к η это значит, что должно соблюдаться условие

$$\overline{(\Delta\eta)^2} \ll \eta_0^2, \quad (39)$$

где, очевидно, $\overline{(\Delta\eta)^2}$ — среднее статистическое от флуктуации величины η (флуктуация $\overline{(\Delta\eta)} = 0$, поскольку вычисляются отклонения от значения η_0 , отвечающего минимуму свободной энергии).

Использование критерия (39) приводит к следующему условию применимости теории Ландау (см. (37), (38)):

$$\tau \equiv \frac{T_c - T}{T_c} \gg \frac{k_B T_c \beta_c^2}{32\pi^2 \alpha'_c g^3}, \quad (40)$$

где k_B — постоянная Больцмана. Это значит, что теорией Ландау можно пользоваться в области температур T вблизи точки перехода T_c , удовлетворяющих неравенству (40). Условие типа (40) или близкое к нему получается родственными способами в [84–86, 34]. Так, в [86] условие применимости теории Ландау записывается в виде (в наших обозначениях; кроме того, в [86] и [34] положено $k_B = 1$)

$$Gi = \frac{T_c \beta_c^2}{\alpha'_c g^3} \ll \tau \ll 1, \quad \tau = \frac{T_c - T}{T_c}. \quad (41)$$

Здесь Gi в [86] названо числом Гинзбурга, но я такой терминологией не пользуюсь по причине уже указанной ранее в отношении Ψ -теории. Как мне кажется, целесообразнее пользоваться критерием в форме (40), поскольку коэффициент $1/32\pi^2$ весьма мал и это, фактически, расширяет область применимости теории Ландау (замечу, что в [84] коэффициент $1/32\pi^2$ в конечном выражении (56) опущен, но он ясен из формулы (4) для $\overline{(\Delta\eta)^2}$).

Очевидно, чем меньше число Gi , тем ближе к точке перехода можно пользоваться теорией Ландау, в кото-

рой, в частности, теплоемкость терпит просто скачок (без λ -особенности) и $\eta_0^2 \sim T_c - T$. Отсюда сразу ясно, например, что в жидком гелии (гелии ^4He) параметр Gi велик, это и отражается в существовании λ -особенности. В [84] обсуждаются различные переходы, причем наиболее подробно в сегнетоэлектриках, для которых теория Ландау в общем хорошо применима, как и в случае других структурных фазовых переходов. Эта тема была спустя много лет продискутирована в статье [87], но здесь мы ее касаться не будем. Нас в настоящей статье интересуют сверхпроводящие переходы и λ -переход в жидком гелии. О последнем речь пойдет в разделе 4. Что же касается сверхпроводников, то из сравнения выражений (12) с $e = 2e_0$ и $m = m_0$, (25), (26), (37) и (40) вытекает, что условие (40) принимает вид

$$\tau \equiv \frac{T_c - T}{T_c} \gg \tau_G \equiv \frac{(k_B \beta_c)^2}{32\pi^2 (\alpha'_c)^4 T_c^2 [\xi(0)]^6}. \quad (42)$$

Впрочем, ничего специфического для сверхпроводников здесь еще нет, и выражение (42) относится к любым переходам второго рода, описываемым теорией Ландау. В рамках этой теории, как ясно из [34] и, например, из (13) или (37), скачок ΔC теплоемкости $C = T dS/dT$, где энтропия $S = -\partial F/\partial T$, при переходе равен

$$\Delta C = \frac{(\alpha'_c)^2 T_c}{\beta_c}. \quad (43)$$

Из (43) ясно, что в (42) входит, в частности, непосредственно измеримая величина ΔC . Далее, для сверхпроводников⁸ (см. (13), (23), (25), (26) и (34))

$$\begin{aligned} H_{cm}^2 &= \frac{4\pi(\alpha'_c)^2}{\beta_c} (T_c - T)^2 = \frac{4\pi(\alpha'_c)^2 T_c^2}{\beta_c} \tau^2 = H_{cm}^2(0) \tau^2, \\ H_{c2}^2 &= 2\kappa^2 H_{cm}^2, \quad \xi^2 = \frac{\hbar^2}{2m_0 \alpha'_c T_c} \tau^{-1} = \xi^2(0) \tau^{-1}, \\ \kappa^2 &= \frac{m_0^2 c^2 \beta_c}{8\pi e_0^2 \hbar^2}, \quad \xi^{-2}(0) = \frac{2e_0}{\hbar c} H_{c2}(0) = \frac{2\pi H_{c2}(0)}{\Phi_0}, \\ H_{c2}^2(0) &= 2\kappa^2 H_{cm}^2(0). \end{aligned} \quad (44)$$

Учитывая (43) и (44), условие (42) можно переписать в виде

$$\tau \gg \tau_G = \left(\frac{2\pi}{\Phi_0}\right)^3 \frac{H_{c2}^3(0)}{32\pi^2 (\Delta C)^2}, \quad \Phi_0 = \frac{\pi \hbar c}{e_0}. \quad (45)$$

Для сверхпроводников I рода подстановка в (42), (45) известных из опыта значений $\xi(0)$ (или $H_{c2}(0)$) и ΔC приводит даже без учета множителя $1/32\pi^2 \sim 3 \times 10^{-3}$ к оценке $\tau_G \sim 10^{-15}$ (см. [84] при $T_c \sim 1$ К) или на базе модели БКШ к оценке $\tau_G \sim (k_B T_c / E_F)^4 \sim 10^{-12} - 10^{-16}$ (здесь E_F — энергия Ферми; [86], [30], § 45). Физически

⁸ Во избежание недоразумений подчеркнем, что все наше рассмотрение, как и сама Ψ -теория, непосредственно относится лишь к области вблизи T_c . Поэтому величины $H_{cm}(0)$ и $H_{c2}(0)$ имеют несколько формальный характер и отнюдь не представляют собой истинных значений полей $H_{cm}(T)$ и $H_{c2}(T)$ при $T = 0$. В этой связи правильнее было бы использовать измеряемые на опыте производные

$$\left(\frac{dH_{cm}}{dT}\right)_{T=T_c} = -\frac{H_{cm}(0)}{T_c} \quad \text{и} \quad \left(\frac{dH_{c2}}{dT}\right)_{T=T_c} = -\frac{H_{c2}(0)}{T_c}.$$

ясно, что ничтожность числа τ_G для сверхпроводников обусловлена большим значением корреляционного радиуса $\xi(0)$ в сверхпроводниках I рода. В этом случае характерное значение $\xi(0) \sim \xi_0 \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ см — порядка размера куперовской пары. Для структурных фазовых переходов $\xi(0) \sim d \sim 3 \times 10^{-8}$ — порядка межатомного расстояния и, казалось бы, флуктуационная область должна быть большой. Но в этом случае (в частности, в сегнетоэлектриках) сравнительная малость τ_G обусловлена другими факторами (см. [84, 87]).

Итак, для сверхпроводников Ψ -теория, вообще говоря, хорошо применима. Под оговоркой "вообще говоря" имеем в виду несколько обстоятельств. Во-первых, выше рассматривался трехмерный случай. Для квазидвумерных (тонкие пленки), квазиодномерных (тонкие проволоочки и т.д.) и квазиульмерных (маленькие крупинки, скажем, шарики) сверхпроводников условия применимости теории иные, флуктуационная область шире, чем для трехмерной системы. К сожалению, подробностей на этот счет я не знаю (см., однако, [88]). Во-вторых, хорошая применимость приближения среднего поля (теории Ландау и, в частности, Ψ -теории), как уже подчеркивалось, отнюдь не препятствует вычислению различных флуктуационных эффектов, пока они достаточно малы (см., например, [79–83, 88, 89]). Весьма важно, особенно в применении к высокотемпературным сверхпроводникам, что в работе [88] рассмотрен на основе выражения (35) анизотропный случай. В-третьих, в ряде сверхпроводников (грязные сплавы, высокотемпературные сверхпроводники — ВТСП) параметр κ велик или даже очень велик (достигает сотен), а корреляционная длина мала. Тогда флуктуационная область — температурный интервал, в котором неравенство (42), (45) нарушается, не так уж мал. Так, в [88] приводятся для ВТСП значения $\tau_G = (0,2-2) \times 10^{-4}$. В [90] указаны несколько меньшие значения. При $\tau_G \sim 10^{-4}$ и $T_c \sim 100$ К флуктуационная область имеет ширину $\Delta T \sim 10^{-2}$ К (в этой области флуктуации уже велики, а не являются лишь малой поправкой). Казалось бы, эта область не так уж велика, но на опыте изменение теплоемкости некоторых ВТСП вблизи T_c явно имеет λ -образный вид, аналогичный имеющему место в гелии II (см. [91], с. 3, 129, где указана оригинальная литература).

В связи с последним обстоятельством представляет интерес обобщение Ψ -теории на флуктуационную область. Этой темы мы коснемся в следующем разделе 4, так как это обобщение было предложено в применении к жидкому гелию. Но после открытия ВТСП в 1986–1987 гг. такая "обобщенная Ψ -теория" была предложена и в применении к сверхпроводникам [92, 88, 53].

В основе "обобщенной" Ψ -теории сверхпроводимости лежит следующее выражение для свободной энергии:

$$\begin{aligned} \tilde{F} = \tilde{F}_{n0} + \frac{C_0 T_c}{2} \tau^2 \ln \tau + \int \left[-a_0 \tau^{4/3} |\Psi|^2 + \frac{b_0}{2} \tau^{2/3} |\Psi|^4 + \right. \\ \left. + \frac{g_0}{3} |\Psi|^6 + \frac{\hbar}{4m_k} \left| \left(\nabla_k - i \frac{2e_0}{\hbar c} A_k \right) \Psi \right|^2 \right] dV, \end{aligned} \quad (46)$$

которое приводит к уравнению для Ψ

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{4m_k} \left(\nabla_k - i \frac{2e_0}{\hbar c} A_k \right)^2 \Psi + (-a_0 \tau^{4/3} + b_0 \tau^{2/3} |\Psi|^2 + \\ + g_0 |\Psi|^4) \Psi = 0. \end{aligned} \quad (47)$$

Если пренебречь анизотропией и положить $m_k = m_0/2$, то уравнение (47) отличается от (14) видоизмененной температурной зависимостью коэффициентов и присутствием члена, пропорционального $|\Psi|^4 \Psi$. На примере гелия II мы в разделе 4 увидим, что "обобщенная Ψ -теория" приводит вблизи T_c к целому ряду следствий, отвечающих реальности в случае жидкого гелия. Можно думать, что это переносится и на сверхпроводники с очень малой корреляционной длиной. Такой случай, в известной мере, отвечает модели Шафрота [16], в которой фигурируют пары малых размеров. Одно из направлений в теории ВТСП основывается именно на этой модели [91].

Важным вопросом в "обобщенной" Ψ -теории является проблема граничных условий. Условие (15) здесь уже, вообще говоря, недостаточно и должно быть заменено более общим условием на границе с вакуумом или диэлектриком [37, 88, 93]

$$n_k A_k \left[\frac{\partial \Psi}{\partial x_k} - i \frac{2e_0}{\hbar c} A_k \Psi \right] = -\Psi, \quad (48)$$

где, разумеется, все величины берутся на границе, n_k — компоненты единичного вектора \mathbf{n} , перпендикулярного к границе и A_k — некоторые коэффициенты, имеющие размерность длины и иногда называемые длинами экстраполяции. Для изотропного случая, когда $A_k = A$, (48) принимает вид

$$\mathbf{n} \left(\nabla \Psi - i \frac{2e_0}{\hbar c} \mathbf{A} \Psi \right) = -\frac{1}{A} \Psi \quad (49)$$

(не нужно путать это A с коэффициентом (17), фигурирующим в теории Лондонов (4), (5)).

Если $A_k \gg \xi_k(T)$, то условие (49) переходит в условие (15), поскольку, вообще говоря, $\partial \Psi / \partial x_k \sim \Psi / \xi_k$. Если же $A_k \ll \xi_k(T)$, приходим к граничному условию

$$\Psi = 0. \quad (50)$$

Именно такое условие на твердой стенке было выбрано в первоначальной Ψ -теории сверхтекучести [94]. Насколько я знаю, "обобщенная" Ψ -теория сверхпроводимости после работы [88] никем не применялась. Здесь возможны две причины. С одной стороны, "обобщенная" Ψ -теория не имеет надежного микроскопического обоснования (в отличие от обычной Ψ -теории сверхпроводимости, рассматривавшейся выше). С другой стороны, по-видимому, состояние исследований в области ВТСП таково, что еще нет потребности в решении задач, требующих применения "обобщенной" Ψ -теории. Да и обычная Ψ -теория в случае ВТСП используется пока лишь в довольно ограниченных масштабах.

Выше я остановился на развитии первоначальной Ψ -теории [29] в трех направлениях: при учете анизотропии [74], для ферромагнитных сверхпроводников [75] и во флуктуационной области [88]. Важны обобщения Ψ -теории еще в двух направлениях, а именно для нестационарного случая, когда функция Ψ зависит от времени, и для сверхпроводников с параметром порядка, не сводящимся к скалярной комплексной функции $\Psi(\mathbf{r})$. В обоих этих направлениях я никаких результатов не имею. Правда, в отношении нестационарного обобщения Ψ -теории я еще в 1950 г. понял [63], что такая задача стоит,

но ограничился замечанием о возможности дополнить уравнение (14) членом $i\hbar\partial\Psi/\partial t$. Между тем, важнее учет релаксации. Соответствующие уравнения для $\Psi(\mathbf{r}, t)$ обсуждаются в обзорах [83, 95]. Что же касается так называемых "необыкновенных" (unconventional) сверхпроводников, в которых куперовские (или аналогичные им) пары не находятся в s -состоянии, то в этой области я не только ничего не сделал, но и плохо ее знаю. Кстати, возможность "необыкновенного" спаривания вначале была указана [96] для сверхтекучего ^3He и это подтвердилось. В случае сверхпроводимости "необыкновенное" спаривание имеет место, по крайней мере, для некоторых сверхпроводников с тяжелыми фермионами (UB_{13} , CeCu_2Si_2 , UPt_3) и, по-видимому, некоторых высокотемпературных сверхпроводников — купратов. Ограничусь здесь указанием на одну из пионерских работ в этой области [97] и на обзоры [98–101]. Мне приятно отметить также, что "необыкновенными" сверхпроводниками успешно занимается Ю.С. Бараш [102] — мой близкий сотрудник (правда, вместе мы работали в совершенно другой области — в теории сил Ван-дер-Ваальса [103]). Здесь уместно указать, что для "необыкновенных" сверхпроводников широко применяется обобщенная соответствующим образом Ψ -теория [97–100].

4. Ψ -теория сверхтекучести

Как я уже отмечал выше, Ландау не интересовался поведением жидкого гелия вблизи λ -точки. Не волновал его и вопрос о поведении сверхтекучего гелия вблизи твердой стенки. Меня же оба эти вопроса почему-то интересовали с самого начала работы в области сверхтекучести, т.е. с 1943 г. [19]. О попытке [49] ввести параметр порядка ρ_s вблизи λ -точки уже упоминалось. Что же касается поведения гелия вблизи стенки, то дело в следующем. Атомы гелия прилипают к стенке (как говорят, смачивают ее), и как же это совместить с течением вдоль стенки сверхтекучей части жидкости с плотностью ρ_s и скоростью \mathbf{v}_s ? Ведь в теории сверхтекучести Ландау [4] скорость \mathbf{v}_s вдоль стенки (в отличие от скорости нормальной жидкости \mathbf{v}_n) в нуль на стенке не обращается. Значит, на стенке должен образовываться разрыв скорости \mathbf{v}_s (стремиться к нулю постепенно скорость \mathbf{v}_s не может в силу условия $\text{rot } \mathbf{v}_s = 0$). С таким разрывом скорости должна быть связана некоторая поверхностная энергия σ_s [104]. Оценки показывают, что энергия σ_s довольно велика ($\sigma_s \sim 3 \times 10^{-2}$ эрг см $^{-2}$) и ее существование должно было бы приводить к заметному эффекту. Конкретно, должно было бы наблюдаться нечто похожее на сухое трение — чтобы сдвинуть твердое тело, находящееся в гелии II, должна была бы затрачиваться энергия $\sigma_s S$, где S — площадь поверхности тела (скажем, пластинки). Однако специально поставленные опыты показали [105], что никакой энергии $\sigma_s S$ на деле затрачивать не нужно и возможное значение σ_s , по крайней мере, на много порядков величины меньше, чем по упомянутым оценкам [104]. Как же устранить возникающее противоречие? Выход я увидел в предположении, что при приближении к стенке уменьшается плотность ρ_s и на самой стенке $\rho_s^{(0)} = 0$. Тогда разрыв скорости \mathbf{v}_s на стенке не имеет значения, ибо поток $\mathbf{j}_s = \rho_s \mathbf{v}_s$ плавно стремится к нулю на самой стенке и без изменения скорости \mathbf{v}_s . В это время (речь идет о 1957 г.) Ψ -теория сверхпроводимости [29] была уже давно построена и ее

перенос на случай сверхтекучести не составлял проблемы, причем с граничным условием на стенке $\Psi(0) = 0$ (см. (50)), что обеспечивало и условие $\rho_s(0) = 0$.

К сожалению, я совершенно не помню, сколь далеко я продвинулся в построении Ψ -теории сверхтекучести до того как выяснилось, что Л.П. Питаевский занимается той же задачей. Естественно, мы объединили наши усилия, плодом которых явилась работа [94], поступившая в редакцию 10 декабря 1957 г.

Построенную в [94] Ψ -теорию сверхтекучести будем ниже называть первоначальной Ψ -теорией сверхтекучести. Дело в том, что эта теория, как в дальнейшем выяснилось, в количественном отношении в случае He II не имеет области применимости и ее пришлось обобщить. Такая обобщенная Ψ -теория, развивавшаяся А.А. Собяниным и мною [106–109], далеко не так хорошо обоснована, как Ψ -теория сверхпроводимости. В этой связи и, думаю, в силу недостаточного понимания отличия обобщенной теории от первоначальной [94] на Ψ -теорию сверхтекучести обращают сравнительно мало внимания, и она в настоящее время практически не развивается⁹ и систематически не проверяется. Между тем, микротекория сверхтекучести далеко не так развита, как микротекория сверхпроводимости, и роль макротекории сверхтекучести особенно велика. Поэтому, как мы с А.А. Собяниным считаем, развитие Ψ -теории сверхтекучести и ее сопоставление с экспериментом в высокой степени целесообразны.

Наиболее подробный из упомянутых обзоров, посвященных обобщенной Ψ -теории сверхтекучести [108], занимает 78 страниц. Уже отсюда ясно, что в настоящей статье нет никакой возможности сколько-нибудь подробнее остановиться на Ψ -теории сверхтекучести. Ниже ограничимся лишь краткими замечаниями.

Начнем с первоначальной теории [94]. Она построена вполне аналогично Ψ -теории сверхпроводимости [29]. В качестве параметра порядка выбрана функция $\Psi = |\Psi| \exp i\varphi$, играющая роль "эффективной волновой функции" сверхтекучей части жидкости¹⁰, так что плотность ρ_s и скорость \mathbf{v}_s выражаются следующим образом:

$$\rho_s = m|\Psi|^2, \quad \mathbf{v}_s = \frac{\hbar}{m} \nabla \varphi,$$

$$\mathbf{j}_s = \rho_s \mathbf{v}_s = -\frac{i\hbar}{2} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) = \hbar |\Psi|^2 \nabla \varphi, \quad (51)$$

где $m = m_{\text{He}}$ — масса атома гелия и выбрана удобная нормировка Ψ ; в [94] показано (см. также ниже), что в выражении для \mathbf{v}_s масса $m = m_{\text{He}}$, независимо от того, как нормировать Ψ . Далее используются обычные для теории среднего поля (теории фазовых переходов Ландау) выражения

$$F = F_0 + \frac{\hbar^2}{2m} |\nabla \Psi|^2,$$

$$F_0 = F_1 + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4, \quad \alpha = \alpha'_\lambda (T - T_\lambda), \quad \beta = \beta_\lambda, \quad (52)$$

где $F_1(\rho, T)$ — свободная энергия гелия I и T_λ — температура λ -точки. В равновесном однородном гелии II

⁹ Одной из причин, быть может основной, является то обстоятельство, что А.А. Собянин увлекся политикой и политологией и уже несколько лет практически не занимается физикой.

$$|\Psi_0|^2 = \frac{\rho_s}{m} = \frac{|\alpha|}{\beta_\lambda} = \frac{\alpha'_\lambda(T_\lambda - T)}{\beta_\lambda},$$

$$\Delta C_p = C_{p,II} - C_{p,I} = T_\lambda \frac{(\alpha'_\lambda)^2}{\beta_\lambda}. \quad (53)$$

В неоднородном гелии II функция Ψ подчиняется уравнению

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + \alpha \Psi + \beta_\lambda |\Psi|^2 \Psi = 0, \quad (54)$$

которое нужно решать с граничным условием (50) на твердой стенке.

Аналогично (25) вводится длина корреляции (она обозначена в [94] через l)

$$\xi(T) = \frac{\hbar}{\sqrt{2m|\alpha|}} = \frac{\hbar \tau^{-1/2}}{\sqrt{2m\alpha'_\lambda T_\lambda}} = \xi(0) \tau^{-1/2},$$

$$\tau = \frac{T_\lambda - T}{T_\lambda} = \frac{t}{T_\lambda}. \quad (55)$$

Согласно приведенной в [94] оценке, основанной на данных измерений ΔC_p и ρ_s (см. (54)), $\xi(0) \sim 3 \times 10^{-8}$ см. Вместе с тем Ψ -теория применима лишь в условиях, когда макроскопическая Ψ -функция мало меняется на атомных размерах. Отсюда следует условие $\xi(T) \gg a \sim 3 \times 10^{-8}$ (здесь a — среднее межатомное расстояние в жидком гелии). Следовательно, Ψ -теория может быть пригодна лишь вблизи λ -точки при $\tau \ll 1$, скажем, при $(T_\lambda - T) < (0,1-0,2)$ К. Разумеется, близость к T_λ является также условием применимости самого разложения (52) по $|\Psi|^2$. Малость длины $\xi(0)$ в гелии приводит вместе с тем к значительным размерам флуктуационной области [84]. Действительно, применяя критерий (42), приходим для гелия к значению $\tau_G \sim 10^{-3}$ (см. [106], формула (2.46)). Таким образом, получается, что первоначальная Ψ -теория сверхтекучести применима лишь при условии 10^{-3} К $\ll (T_\lambda - T) \lesssim 0,1$ К, т.е. практически непригодна, ибо при исследованиях жидкого гелия существенный интерес представляет как раз область значений $(T_\lambda - T) \ll 10^{-3}$ К. О том, что для жидкого гелия (речь, конечно, идет о ^4He) непригодна теория среднего поля, приводящая к скачку теплоемкости (53), свидетельствует наличие самой λ -особенности в теплоемкости и тот факт, что плотность ρ_s вблизи T_λ отнюдь не ведет себя как $(T_\lambda - T)$ согласно (53), а вблизи T_λ меняется по закону

$$\rho_s(\tau) = \rho_{s0} \tau^\zeta, \quad \zeta = 0,6705 \pm 0,0006, \quad (56)$$

где для ζ приведено последнее известное значение [110]. Заметим, что в [106] приводилось значение $\zeta = 0,67 \pm 0,01$, а в [108] указаны значения $\zeta = 0,672 \pm 0,001$ и $\rho_s = 0,35\tau^\zeta$ г см $^{-3}$. Таким образом, с большой степенью точности

$$\zeta = \frac{2}{3}. \quad (57)$$

Реально ли отличие ζ от $2/3$, судить не берусь, но если такое отличие и имеется, то оно не превосходит процента. Нужно заметить, что в 1957 г., когда была выполнена работа [94], об изменении ρ_s по закону (56) еще не было известно. Поэтому мы и не забили сразу

тревогу (λ -образный ход теплоемкости в этом отношении менее существен, ибо его можно было бы не связывать с изменением Ψ , в то время как плотность ρ_s пропорциональна $|\Psi|^2$).

Итак, первоначальная Ψ -теория сверхтекучести [94] к жидкому гелию (^4He) неприменима. Однако в связи с ее простотой она и для ^4He имеет качественное, а иногда и количественное значение. Главное же, жидкий ^4He — это не единственная существующая сверхтекучая жидкость, достаточно упомянуть жидкий ^3He при весьма низких температурах, растворы ^3He – ^4He , неплотные пленки ^4He и нейтронную жидкость в нейтронных звездах, а также возможную сверхтекучесть в экситонной жидкости в кристаллах, в переохлажденном жидком водороде [111], в бозе-эйнштейновском конденсате в газе различных атомов (именно этот вопрос привлекает к себе в последнее время большое внимание; см., например, [112] и указанную там литературу). В некоторых из этих случаев флуктуационная область может оказаться достаточно малой, и в связи с этим первоначальная Ψ -теория сверхтекучести окажется достаточной. По-видимому, это и имеет место в особенно важном случае сверхтекучести в ^3He . Поэтому остановимся кратко на некоторых результатах, полученных в работе [94].

Найдены распределение $\rho_s(z)$ вблизи твердой стенки и в пленке жидкого гелия с толщиной d . Функция $\Psi(z)$ и, конечно, $\rho_s = m|\Psi|^2$, где z — координата, перпендикулярная пленке, имеет куполообразную форму, поскольку на границах пленки $\Psi(0) = \Psi(d) = 0$ (см. (50)). Естественно, что при достаточно малой толщине d равновесное значение $\Psi = 0$, т.е. сверхтекучесть исчезает. Соответствующее критическое значение d_c (при $d < d_c$ пленка не сверхтекуча) равно

$$d_c = \pi \xi(T) = \frac{\pi \hbar \tau^{-1/2}}{\sqrt{2m\alpha'_\lambda T_\lambda}}, \quad \tau = \frac{T_\lambda - T}{T_\lambda}. \quad (58)$$

Этот результат означает, что для пленки температура λ -перехода ниже, чем для "массивного" гелия. Конкретно, из (58) следует, что для пленки λ -переход происходит при температуре ($T_\lambda \equiv T_\lambda(\infty)$)

$$T_\lambda(d) = T_\lambda - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m\alpha'_\lambda d^2} = T_\lambda - \frac{\pi^2 T_\lambda \xi^2(0)}{d^2}. \quad (59)$$

Теплоемкость пленки также меняется с изменением d . Такие эффекты в образцах малых размеров наблюдаются на опыте. В [94] решена также задача о вихревой нити, причем на ее оси $\Psi = 0$, а циркуляция скорости вокруг нити

$$\oint \mathbf{v}_s \cdot d\mathbf{s} = \frac{2\pi \hbar k}{m}, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (60)$$

Здесь должна стоять именно масса $m = m_{\text{He}}$ атома ^4He , ибо циркуляция не может изменяться с температурой, а, как показал Фейнман [113], при $T = 0$ в (60) фигурирует именно масса m_{He} . Наконец, в [94] найдены поверхностная энергия на границе He II с твердым телом и энергия вихревой нити.

Тот факт, что для жидкого гелия и ряда других переходов теория среднего поля (теория Ландау) непригодна, привело к появлению обобщенной теории, в которой свободная энергия записывается в виде (37), но

с другой зависимостью коэффициентов от температуры. Именно, сразу же для параметра порядка Ψ запишем

$$F_{II} = F_I - a_0 \tau |\tau|^{1/3} |\Psi|^2 + \frac{b_0}{2} |\tau|^{2/3} |\Psi|^4 + \frac{g_0}{3} |\Psi|^6. \quad (61)$$

Поскольку при малых $|\Psi|^2$ в равновесии (см. (53)) $|\Psi_0|^2 = |\alpha|/\beta = a_0 \tau^{2/3}/b_0$, этот результат находится в согласии с (56), (57). Разумеется, выражение (61) так и выбрано, чтобы отвечать эксперименту. Кстати, такой же прием в применении к Ψ -теории сверхпроводимости был использован в статье [66], но не вблизи, а вдали от T_c . Насколько я знаю, выражение (61) было впервые применено Ю.Г. Мамаладзе [114]. Ряд других авторов также обсуждали обобщение теории фазовых переходов в духе использования выражения типа (61) (ссылки см. в [106]). Мы же с А.А. Собяниным развили на базе выражения (61) обобщенную Ψ -теорию сверхтекучести [106–109]. На ее основе была построена также "обобщенная" Ψ -теория сверхпроводимости (см. [88] и выше раздел 3). Но если последняя имеет ограниченное значение, то обобщенная Ψ -теория сверхтекучести — это единственная схема, способная описать поведение жидкого гелия вблизи λ -точки, если не считать несравненно более сложного подхода, основанного на использовании группы перенормировки (renormalization group theory; см. [115] и указанную там литературу). К тому же такой метод [115] непригоден или ограниченно пригоден для неоднородного и нестационарного случаев.

Чтобы не вдаваться в детали, приведем сразу выражение для используемой плотности свободной энергии в некоторых приведенных единицах (фактически, в [106–109] вместо свободной энергии используются другие термодинамические потенциалы, но это совершенно не важно):

$$F_{II} = F_I + \frac{3\Delta C_p}{(3+M)T_\lambda} \left[-t|t|^{1/3} |\Psi|^2 + \frac{(1-M)|t|^{2/3}}{2} |\Psi|^4 + \frac{M}{3} |\Psi|^6 + \frac{\hbar^2}{2m} |\nabla \Psi|^2 \right], \quad (62)$$

где $t = T_\lambda - T$, ΔC_p — скачок теплоемкости, определяемый выражением (53), M — постоянная, вводимая в теорию, $\Psi = \Psi/\Psi_{00}$, $\Psi_{00} = \sqrt{1,43\rho_\lambda/m}$, $\rho_s = 1,43\rho_\lambda \times (T_\lambda - T)^{2/3}$.

В простейшем варианте теории $M = 0$, да и независимо от этого, в ряде случаев (например, вблизи оси вихревой нити) приведенный параметр порядка Ψ весьма мал и членом $|\Psi|^6$ в (62) можно пренебречь. Сравнение с опытом для He II приводит к оценке $M = 0,5 \pm 0,3$ (см. [109]). При $M < 1$ переход является переходом второго рода, а при $M > 1$ — первого рода.

Для смещения температуры λ -перехода в пленке (при $M < 1$) имеем

$$\Delta T_\lambda = T_\lambda - T_\lambda(d) = 2,53 \times 10^{-11} \left(\frac{3+M}{3} \right) d^{-3/2} \text{ К}, \quad (63)$$

что обобщает выражение (59) и отвечает опытным данным; для капилляра с диаметром d коэффициент 2,53 в (63) заменяется на 4,76. Получены выражения и для ряда других величин (плотности, теплоемкости и т.д.), учтено влияние внешних полей (гравитационного, электрического), а также сил Ван-дер-Ваальса. Рассмотрены поведение ионов в He II, зависимость плотности ρ_s от

скорости v_s , структура вихревой нити [116]. Далее, теория обобщена на случай отсутствия также течения нормальной части жидкости (плотность ρ_n , скорость v_n) и наличия диссипации и релаксации (при нестационарном течении; для первоначальной Ψ -теории это было частично сделано в работе [117]). Весьма интересна проблема рождения вихрей в сверхтекучей жидкости (см. [108], где имеется также ряд ссылок на литературу). Заметим, что этот вопрос несколько неожиданно оказался интересным для моделирования процесса рождения так называемых топологических дефектов в космологии [118]. Думаю, что при анализе соответствующих экспериментов Ψ -теория сверхтекучести может оказаться вполне подходящим аппаратом.

Обобщенная Ψ -теория сверхтекучести не обоснована "из первых принципов" или на базе какой-то надежной микротемории (подобно тому, как это имеет место в случае Ψ -теории сверхпроводимости). Это феноменологическая теория, опирающаяся на общую теорию фазовых переходов второго рода (теорию Ландау и теорию масштабной инвариантности — scaling theory) и экспериментальные данные [108, 108a]. К сожалению, таких данных еще совершенно недостаточно для вынесения ясного заключения об области применимости Ψ -теории. В статьях [119, 120] на этот счет высказываются довольно пессимистические суждения, но А.А. Собянин считает соответствующую критику необоснованной. Я здесь своего четкого мнения не имею, но интуитивно верю в большую положительную роль как первоначальной [94], так и обобщенной Ψ -теории сверхтекучести [106–108]. Так или иначе, выяснение точности и места Ψ -теории весьма актуально, поскольку экспериментальные исследования сверхтекучести в гелии II активно развиваются (см., например, [121, 122]).

5. Термoeлектрические явления в сверхпроводниках

У разных работ совсем различная судьба. Мою первую статью по сверхпроводимости [19] мне просто скучно смотреть — все это дела давно минувших дней. А вот вторая работа [22], выполненная в том же 1943 г., остается актуальной и сегодня. Она посвящена термоэлектрическим явлениям в сверхпроводниках. До этого считалось (см., например, [57, 123]), что в сверхпроводящем состоянии термоэлектрические эффекты полностью исчезают. Конкретно, при прохождении сверхпроводящего тока через спай двух сверхпроводников Пельтье-эффект отсутствует так же, как отсутствует заметный термоток при нагревании одного из спаев цепи, состоящей из двух сверхпроводников. На самом же деле термоэлектрические явления в сверхпроводниках отнюдь не исчезают, хотя и могут проявляться лишь в особых условиях [22, 24]. Все дело в том, что в сверхпроводнике нужно учитывать возможность появления двух токов — сверхпроводящего (плотность \mathbf{j}_s) и нормального (плотность \mathbf{j}_n). В несверхпроводящем же (нормальном) состоянии в металле может течь лишь один ток \mathbf{j} , причем в простейшем случае соблюдается закон Ома $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$. Если же имеется градиент химического потенциала μ электронов в металле и градиент температуры, то

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{E} - \frac{\nabla \mu}{e_0} \right) + b \nabla T. \quad (64)$$

В сверхпроводящем состоянии, как легко проследить (см., например, [125]), для нормального тока вместо (3) имеем

$$\mathbf{j}_n = \sigma_n \left(\mathbf{E} - \frac{\nabla\mu}{e_0} \right) + b_n \nabla T \quad (65)$$

и в лондоновском приближении уравнение (4) сохраняется, а вместо (5) получаем

$$\frac{\partial(A\mathbf{j}_s)}{\partial t} = \mathbf{E} - \frac{\nabla\mu}{e_0} + \nabla \frac{A_j^2}{2\rho_e}, \quad (66)$$

где μ — химический потенциал электронов и $\rho_e = e_0 n_s$, n_s — концентрация "сверхпроводящих электронов" ($\mathbf{j}_s = e_0 n_s \mathbf{v}_s$). Здесь мы опускаем некоторую тонкость, связанную с необходимостью в неравновесных условиях введения разных химических потенциалов μ_n и μ_s для нормальной и сверхпроводящих электронных подсистем (см. [125]). Кстати, последний член в правой части уравнения (66) носит гидродинамический характер (см. (6)) и в (5) был опущен в связи с его малостью. Впрочем, вклад этого члена можно выделить на опыте (см. [125] и указанную там литературу). Забывая опять о последнем члене в (66), мы видим, что в сверхпроводнике в стационарном случае

$$\mathbf{E} - \frac{\nabla\mu}{e_0} = 0, \quad (67)$$

откуда следует, что (см. (65))

$$\mathbf{j}_n = b_n(T) \nabla T. \quad (68)$$

Таким образом, в сверхпроводнике термоток \mathbf{j}_n отнюдь не исчезает. Почему же он не наблюдается? Как уже отмечалось, в простейших условиях нормальный ток полностью компенсируется сверхпроводящим, т.е.

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n = 0, \quad \mathbf{j}_s = -\mathbf{j}_n. \quad (69)$$

Под "простейшими условиями" понимается однородный и изотропный сверхпроводник, скажем, незамкнутый цилиндр (провода), на одном конце которой температура равна T_1 , а на другом — T_2 (предполагаем, что $T_{1,2}$ меньше T_c)¹⁰. В таком образце в нормальном состоянии (при $T_{1,2} > T_c$), разумеется, $\mathbf{j} = 0$ и $\mathbf{E} = \nabla\mu/e_0 - b\nabla T/\sigma$ (см. (64)); в сверхпроводящем же состоянии, конечно, тоже $\mathbf{j} = 0$, но (см. (68), (69))

$$\mathbf{j}_s = -\mathbf{j}_n = -b_n \nabla T, \quad \mathbf{E} - \frac{\nabla\mu}{e_0} = 0. \quad (70)$$

Если сверхпроводник неоднороден и (или) анизотропен, то, вообще говоря, полная компенсация (69) места не имеет и должен наблюдаться [22] и, фактически, наблюдается [125, 126] некоторый, хотя и слабый, термоток. Но не следует думать, что в рассмотренном простейшем случае, когда $\mathbf{j} = 0$, все термоэффекты исчезают. В самом деле, с термотоком \mathbf{j}_n должен быть связан

некоторый перенос тепла, т.е. в сверхпроводниках должен иметь место дополнительный (условно говоря, циркуляционный или конвективный) механизм теплопередачи, аналогичный имеющему место в сверхтекучей жидкости¹¹. Собственно, именно эта аналогия и была для меня исходной в работе [22]. Однако никакой оценки дополнительной (циркуляционной) теплопроводности я в [22] не сделал. В дальнейшем, в статье [63] я разделил полный коэффициент теплопроводности κ , фигурирующий в соотношении $\mathbf{q} = -\kappa \nabla T$ (\mathbf{q} — поток тепла), на три части: $\kappa = \kappa_{ph} + \kappa_e + \kappa_c$. Здесь κ_{ph} определяется фононами (решеткой), κ_e — электронная часть теплопроводности при отсутствии циркуляции (т.е. при условии $j_n = 0$) и κ_c — вклад циркуляции (конвекции). Приведенная в [63] оценка свидетельствует о крайней малости κ_c по сравнению с κ_e . К сожалению, должен признаться, что сейчас этой оценки не понимаю.

После создания теории БКШ стало возможным вычислить κ_e и κ_c . Так, согласно [127], при $T \sim T_c$

$$\frac{\kappa_c}{\kappa_e} \sim \frac{k_B T_c}{E_F}, \quad (71)$$

где E_F — энергия Ферми для электронов в рассматриваемом металле. При этом, как и в других известных мне работах, не учитывается роль концов сверхпроводящего образца, на которых сверхпроводящий ток превращается в нормальный и наоборот. Между тем, казалось бы, такой учет нужно производить. Приведу соответствующую оценку [129, 126], считая, что конвективный поток тепла $\mathbf{q}_c = -\kappa_c \nabla T$ обусловлен, в основном, разрывом сверхпроводящих пар при более высокой температуре T_2 и их образованию из нормальных электронов при температуре T_1 , при которой ток \mathbf{j}_n превращается в ток $\mathbf{j}_s = -\mathbf{j}_n$. При образовании или разрыве пары выделяется или поглощается энергия $2\Delta(T)$, где $\Delta(T)$ — ширина сверхпроводящей щели, отнесенная к одному электрону. Плотность нормального тока $\mathbf{j}_n = e_0 n_n \mathbf{v}_n = b_n \nabla T$ (напомним, что заряд электрона мы обозначаем как e_0 ; n_n — концентрация "нормальных" электронов и \mathbf{v}_n их скорость). Таким образом, на конце сверхпроводника в единицу времени выделяется (или поглощается) энергия порядка $\Delta(T) n_n v_n = j_n \Delta / e_0 = b_n \Delta |\nabla T| / e_0$; но это при таком подходе и есть поток тепла $q_c = \kappa_c |\nabla T|$. Отсюда $\kappa_c \sim b_n(T) \Delta(T) / e_0$. Используя далее закон Видемана — Франца

$$\kappa_e = \frac{\pi^2 k_B^2}{3e_0^2} T \sigma_n,$$

получаем

$$\frac{\kappa_c}{\kappa_e} \sim \frac{3e_0 S_n \Delta}{\pi^2 k_B^2 T} \sim \frac{\Delta(T)}{E_F} \sim \frac{k_B T_c}{E_F}, \quad (72)$$

где использована справедливая для свободных электронов формула $S_n \equiv b_n / \sigma_n = \pi^2 k_B^2 T / 3e_0 E_F$ ($S = b / \sigma \equiv d\mathcal{E} / dT$ — коэффициент Зеебека или, по другой терминологии, дифференциальная термо-эдс; \mathcal{E} — термо-эдс).

¹⁰ Мне не хотелось в настоящей статье помещать рисунки, хотя, может, они и были бы уместны. Но в отношении термоэффектов все необходимые иллюстрации имеются в легко доступных статьях [125, 126].

¹¹ Такая теплопередача возможна также в полупроводниках, обладающих одновременно соответствующими электронной и дырочной проводимостями (см. [128]).

При переходе к последнему выражению (72) положено, очевидно, $\Delta(T) \sim k_B T_c$. Должен заметить, что эта оценка (72), совпадающая с (71), все же меня не удовлетворяет, не говоря уже о том, что она относится только к свободным электронам (в пренебрежении их притяжением, приводящим к результатам БКШ). В то же время для металлов с примесями, при учете анизотропии и "необыкновенном" спаривании [130, 131] термоэффект в сверхпроводниках существенно возрастает и, возможно, $\kappa_c/\kappa_e \sim 1$, а, быть может, конвективная (циркуляционная) теплопередача еще выше — вся эта проблема мало исследована.

Для "обыкновенных" сверхпроводников, хорошо в общем описываемым моделью БКШ, оценка (71), (72), по-видимому, справедлива. В этих случаях при $T_c \sim (1-10)$ К и $E_F \sim (3-10)$ эВ, согласно (71) $\kappa_c/\kappa_e \sim 10^{-4}$, и конвективная теплопередача пренебрежимо мала. Но для ВТСП (высокотемпературных сверхпроводников), даже согласно (71), например, при $T_c \sim 100$ К и $E_F \sim 0,1$ эВ уже $\kappa_c/\kappa_e \sim 0,1$. Учитывая сказанное ранее, для ВТСП вполне возможно даже, что $\kappa_c/\kappa_e \gtrsim 1$. Вместе с тем для ВТСП наблюдается явно выраженная немонотонная зависимость теплопроводности κ при понижении температуры ниже T_c [132, 133]. Естественно думать [129], что такой ход κ связан с появлением в сверхпроводящем состоянии конвективного вклада κ_c в κ ; этот вклад, разумеется, отсутствует при $T > T_c$. К сожалению, такое объяснение не единственно возможное, ибо рост κ с понижением T можно, в принципе, связывать также с возрастанием κ_{ph} или κ_e . Более того, какой-то рост κ_{ph} даже естествен, поскольку при $T < T_c$ "нормальные электроны" как бы "вымерзают" — их концентрация ведь стремится к нулю при $T \rightarrow 0$. Поэтому рассеяние фононов на электронах уменьшается, а значит κ_{ph} на каком-то интервале температур возрастает. Такое объяснение и превалирует в литературе (см., например, [134]). Впрочем, некоторые авторы считают, что определяющей является немонотонная зависимость κ_e от температуры [134а]. Насколько я понимаю, в [134а] вычисляется сразу величина $\kappa_e + \kappa_c$. Действительно, как ясно из сказанного ранее, полный объемный электронный вклад в теплопроводность сверхпроводника равен $\kappa_e + \kappa_c$, а κ_e есть условная величина, отвечающая случаю, когда $j_n = 0$. Однако, если даже вычисляется $\kappa_e + \kappa_c$, то конвективная теплопроводность (или, точнее, теплопередача) учтена лишь частично в случае необходимости принимать во внимание разрыв и образование пар на концах сверхпроводника или, общее, в областях (скажем, при температурах T_2 и T_1), где нормальный ток превращается в сверхпроводящий. Мне не ясно, нужно ли учитывать такие разрыв и образование пар на концах сверхпроводников или все автоматически учтено в расчетах [131, 134а].

На возможную роль конвективного механизма теплопередачи в сверхпроводниках я неоднократно обращал внимание [126, 129, 135]. Почему этот вопрос игнорируется, понять не могу. То ли дело в моде, то ли кто-то имеет веские возражения против возможности конвективного механизма или считает его уже учтенным, но не хочет эту критику или свои соображения опубликовать, например, из вежливости. Трудно поверить в последнюю гипотезу. Так или иначе, вопрос о роли конвективного механизма теплопередачи в ВТСП кажется мне очень интересным и заслуживающим исследования как в теоретическом отношении, так и на

эксперименте (для монокристаллов, в зависимости от ориентации ∇T относительно осей кристалла и т.д.; некоторые дополнительные ссылки на литературу см. в [126, 134, 134а]).

Я столь подробно остановился на конвективной теплопроводности (теплопередаче) в сверхпроводниках потому, что испытываю какую-то особую неудовлетворенность в этом вопросе. Микротеорией или, как чаще говорят, электронной теорией металлов, в том числе сверхпроводников я никогда как следует не занимался. Поэтому и не смог (и даже не пытался) построить микротеорию конвективной теплопередачи. Теперь же, конечно, уже поздно. Но надеюсь, кто-то займется, наконец, этой интересной проблемой.

Если сверхпроводник не является однородным и изотропным, то, как уже упоминалось, полная компенсация токов j_n и j_s не имеет места и, вообще говоря, должны течь некоторые термотоки. Простейшие случаи таковы: изотропный, но неоднородный сверхпроводник, и однородный, но анизотропный сверхпроводник (монокристалл). 53 года тому назад (!), когда была выполнена работа [22], сплавы и вообще неоднородные сверхпроводники считались чем-то "грязным", было даже не ясно, можно ли в таких условиях использовать уравнения Лондонов. Поэтому в [22] случай неоднородного сверхпроводника лишь затронут. Конкретно, было указано, что для биметаллической пластины (скажем, спаянных (сваренных) друг с другом различных сверхпроводников) при наличии градиента температуры вдоль линии спая возникает некомпенсированный ток j обтекающий спай; это приведет к появлению магнитного поля перпендикулярного пластине и линии спая (см. рис. 3а в [125] и рис. 3 в [126]). Как сказано, такой вариант представлялся мало интересным. Поэтому внимание было сосредоточено на монокристалле с некубической симметрией, когда тензор A_{ik} не вырождается в скаляр (для кубических и изотропных сверхпроводников $A_{ik} = A\delta_{ik}$). Если в таком кристалле в виде пластины градиент температуры ∇T не направлен по оси симметрии, то возникает обтекающая пластину ток j , и поперек пластины появляется магнитное поле H_T пропорциональное $|\nabla T|^2$. Это поле современными методами нетрудно измерить. За подробностями отсылаем к [22, 125, 126, 136]. К сожалению, обсуждаемый термоэлектрический эффект пытались наблюдать лишь в работе [137], результаты которой остаются неясными [125, 136].

Как оказалось, термоэффект для неоднородных изотропных сверхпроводников и легче проанализировать, и легче наблюдать. Для этой цели удобнее всего рассматривать не биметаллическую пластинку, а сверхпроводящее кольцо (цепь, контур), состоящее из двух сверхпроводников (один спай находится при температуре T_2 , а другой — при температуре $T_1 < T_2$; см. рис. 3б в [125] или рис. 7 в [126]). Целесообразность выбора именно такого варианта была указана в работах [138, 139]. При этом в [138] утверждалось, что речь идет об эффекте, совершенно отличном от рассмотренного в [22], но это недоразумение [125, 140]. В самом деле, биметаллическая пластинка и контур из двух сверхпроводников топологически отличаются только наличием во втором случае отверстия, что приводит к возможности появления квантованного потока магнитного поля через отверстие (см. рис. 3 в [125]). Простой расчет (см. [125, 126, 138–141]) показывает, что поток через упомянутое

отверстие равен

$$\Phi = k\Phi_0 + \Phi_T, \quad \Phi_T = \frac{4\pi}{c} \int_{T_1}^{T_2} (b_{n,II} \delta_{II}^2 - b_{n,I} \delta_I^2) dT, \quad (73)$$

$$\Phi_0 = \frac{hc}{2e_0} = 2 \times 10^{-7} \text{ Гс см}^2, \quad k = 0, 1, 2, \dots,$$

где индексы I и II относятся к металлам I и II, образующим сверхпроводящую цепь, $\delta \equiv \delta_0$ — глубина проникновения; при $k = 0$ получаем результат для биметаллической пластинки. Если для простоты считать, что $(b_n \delta^2)_{II} \gg (b_n \delta^2)_I$ и $\delta_{II} = \delta_{II}(0)(1 - T/T_{c,II})^{-1}$, то из (73) получаем ($T_c = T_{c,II}$)

$$\Phi_T = \frac{4\pi}{c} b_{n,II} \delta_{II}^2(0) T_c \ln \left(\frac{T_c - T_1}{T_c - T_2} \right). \quad (74)$$

Оценки для олова ($b_n(T_c) \sim 10^{11} - 10^{12}$ CGSE, $\delta(0) \approx 2,5 \times 10^{-6}$ см) при $(T_c - T_2) \sim 10^{-2}$ К, $(T_c - T_1) \sim 0,1$ К и вообще при $\ln[(T_c - T_1)/(T_c - T_2)] \sim 1$ приводят к значению $\Phi_T \sim 10^{-2} \Phi_0$. Такой поток легко измеряется, что и было сделано в ряде работ еще лет 20 назад (ссылки см. в [125, 141]). Здесь в явном виде сошлюсь лишь на новую работу [142], также подтвердившую результат [74].

Казалось бы, в отношении термотока в сверхпроводящем контуре все, в принципе, ясно, но это не так. Дело в том, что для достаточно массивного и замкнутого контура тороидного типа (полого цилиндра из двух сверхпроводников) измеренный поток $\Phi(T)$ оказался [141] на порядки выше потока (74) и к тому же обладающим другой температурной зависимостью. Природа такого "гигантского" термоэффекта в сверхпроводниках до конца не выяснена. Наиболее вероятно объяснение, предложенное Р.М. Арутюняном и Г.Ф. Жарковым [143] (я-то в нем убежден, хотя на опыте оно не проверено). Речь идет о том, что измеряемый поток через отверстие равен, не Φ_T , а $\Phi_T + k\Phi_0$. С увеличением термотока в результате приближения температуры более горячего спая T_2 к температуре T_c одного из сверхпроводников энергетически выгодно увеличение захваченного потока $k\Phi_0$, т.е. рост числа k . Этот вопрос обсуждался в ряде статей [143–146], но механизм возрастания потока $\Phi(T)$ оставался все же неясным, а экспериментов не было. Лишь в самое последнее время удалось предложить механизм рождения вихрей в стенках сверхпроводящего цилиндра [147], приводящий к росту захваченного потока с возрастанием термотока. Надеюсь, хотя и слабо, что невнимание к термоэффектам в сверхпроводниках (в сверхпроводящем состоянии), наконец, прекратится и появятся соответствующие экспериментальные работы, в частности для ВТСП.

В заключение этого раздела статьи хочу подчеркнуть, что в соответствии с ее характером я сосредоточил внимание лишь на тех термоэлектрических явлениях в сверхпроводниках, которыми сам занимался. Но имеются и некоторые другие, хотя и родственные, стороны проблемы. В этом отношении ограничусь ссылками на обзоры [125, 126, 141] и указанную там литературу, а также на книгу [40] и статьи [148–150].

6. Разное (сверхтекучесть, астрофизика и др.)

Как уже было упомянуто в разделе 1, моя первая работа в области физики низких температур, выполненная в начале 1943 г. [23], была посвящена рассеянию света в

гелии II. Вопрос этот не был тогда лишен актуальности, ибо при сопоставлении перехода в гелии с бозе-эйнштейновской конденсацией газа можно было ожидать очень сильного рассеяния вблизи λ -точки. В теории же Ландау [4] никакой аномалии быть не должно. Но это, так сказать, тривиальный результат. Интересно же то, что спектр рассеяния должен состоять не из центральной линии и дублета Манделъштама–Бриллюэна, как это имеет место в обычных жидкостях, а из двух дублетов. Действительно, дублет Манделъштама–Бриллюэна связан с рассеянием на звуковых (или, точнее, гиперзвуковых) волнах, а центральная линия связана с рассеянием на флуктуациях энтропии (изобарических флуктуациях). В случае же гелия II и вообще сверхтекучих жидкостей, флуктуации энтропии распространяются (или, точнее, рассасываются) в виде второго звука. Поэтому вместо центрального пика должен наблюдаться дублет, отвечающий рассеянию на волнах второго звука. В статье [23], правда, говорится, что "практически внутренний аномальный дублет наблюдаться не может, так как с одной стороны, соответствующее расщепление слишком мало ($\Delta\omega_2/\omega_2 \sim u_2/c \lesssim 10^{-7}$), а с другой стороны, что более важно, интенсивность этого дублета очень невелика". Действительно, отношение интенсивности внутреннего дублета к интенсивности внешнего дублета $I_2/I_1 \approx C_p/C_V - 1$ ($C_{p,V}$ — теплоемкость при постоянном давлении или при постоянном объеме). Даже вблизи λ -точки в гелии II при низком давлении $C_p/C_V = 1,008$. Однако, как и во многих других случаях в физике, пессимистический прогноз не оправдался. Во-первых, интенсивность внутреннего дублета сильно повышается с давлением и, во-вторых, что особенно важно, использование лазеров позволило добиться огромного прогресса при изучении рассеяния света. В результате внутренний дублет удалось наблюдать и изучить (см. [151] и обзор [152], с. 907).

Выше уже упоминались посвященные сверхтекучести статьи [49, 104], не говоря уже о работах по Ψ -теории сверхтекучести [94, 106–109, 116]. Хочу добавить упоминание о заметках [153, 154], названия которых дают представление об их содержании. Наконец, остановлюсь на термомеханическом циркуляционном эффекте в сверхтекучей жидкости [140, 155]. В заполненном сверхтекучей жидкостью (конкретно, речь шла о гелии II) кольцеобразном сосуде с двумя "слабыми звеньями" (например, узкими капиллярами) при наличии градиента температуры должно возникать сверхтекучее течение, охватывающее весь сосуд. Не лишено любопытства отметить, что к заключению о существовании такого эффекта мы пришли [140] на основе аналогии с термоэлектрическим эффектом в сверхпроводящей цепи. В то же время вывод о существовании термоэлектрических эффектов в сверхпроводниках был в свое время [22] сделан, напротив, по аналогии с "внутренней конвекцией", возникающей в гелии II при наличии градиента температуры.

Обсуждаемый эффект наблюдался [156], но при этом точность измерения скорости v_s была недостаточна для фиксации предсказываемых теорией [155] скачков циркуляции в сверхтекучем гелии (квант циркуляции $2\pi\hbar/m_{\text{He}} \approx 10^{-3}$ см² с⁻¹). Между тем, имеются интересные возможности наблюдать не только скачки циркуляции сверхтекучего течения, но и своеобразные квантовые интерференционные явления (для этого в "цепи" должны

иметься "джозефсоновские контакты", например диафрагмы с узким отверстием). Как мне кажется, циркуляционный эффект в неравномерно нагретом кольцеобразном сосуде весьма интересен, причем не только для ${}^4\text{He}$ и растворов ${}^4\text{He}$ с ${}^3\text{He}$, но, быть может, и в случае сверхтекучести чистого ${}^3\text{He}$. В условиях весьма широкого фронта исследований сверхтекучести во всем мире полное пренебрежение этим эффектом мне совершенно непонятно. Не знаю, дело ли в моде, отсутствии информации или в чем-то другом¹².

Поскольку этому не нашлось места в других разделах настоящей статьи, упомяну здесь о работах [111, 157–159]. В первой из них [111] подчеркивается тот достаточно очевидный факт, что молекулярный водород H_2 не становится сверхтекучим только в силу затвердевания при температуре T_m , превосходящей температуру λ -перехода T_λ . Как известно, для H_2 температура $T_m = 14\text{ К}$, в то время как по оценке $T_\lambda \sim 6\text{ К}$. Быть может, удастся переохладить жидкий водород, например, в результате растяжения (отрицательного давления) и использования пленок на различных подложках.

В статье [157] обсуждается вопрос о возможности наблюдения второго звука и конвективной теплопередачи в сверхпроводниках, в первую очередь, при учете возбуждений экситонного типа (речь идет о бозонах). Нужно сказать, что статья [157] написана в 1961 г. и мне не ясно современное состояние поднятых в ней вопросов.

В 1978 г. в литературе появились сообщения о наблюдении очень сильного диамагнетизма (сверхдиамагнетизма) в CuCl , когда магнитная восприимчивость χ отрицательна, причем $|\chi| \sim 1/4\pi$ (при этом, конечно, $|\chi| < 1/4\pi$, ибо $\chi = -1/4\pi$ отвечает идеальному диамагнетизму). Затем (в 1980 г.) появились указания на существование супердиамагнетизма также в CdS . Что на самом деле наблюдалось в соответствующих экспериментах (ссылки см. в [158]), не ясно и до сих пор, как-то этот вопрос "ушел в песок". Большинство физиков считает, что речь идет просто об ошибках измерений. Так или иначе, были предприняты попытки связать упомянутые наблюдения с возможностью существования сверхдиамагнетиков, отличных от сверхпроводников¹³. Последнее исследование в этом направлении, в котором я принимал участие, как раз и изложено в статье [158]. В дальнейшем вопрос о сверхдиамагнетизме как-то "заглох" (см., однако, [160]), и я не знаю о продвижении вперед в этой области. В процессе поиска путей объяснения сверхдиамагнетизма я предпринял попытку обобщить Ψ -теорию сверхпроводимости [159]. Не знаю, имеет ли эта работа какую-то ценность.

Остановлюсь в заключение настоящего раздела на астрофизической проблеме — возможности существования сверхпроводимости и сверхтекучести в космических условиях. Характер настоящей статьи делает возмож-

ным, как мне кажется, сделать здесь небольшое отступление. В молодости, да и в среднем возрасте, я практиковал некоторое то ли развлечение, то ли упражнение, которое ошибочно называл "мозговой атакой" (об этом я пишу в книге [1], с. 309). Состояла эта "атака" в следующем: взяв часы, я задавался задачей за какое-то время, скажем, за 15–30 минут, придумать какой-нибудь эффект. И вот конкретный пример. Году, кажется, в 1962-м я ехал в поезде из Кисловодска в Москву. Был один в купе, читать было нечего, вот и решил что-нибудь придумать. Я уже ряд лет занимался физикой низких температур и астрофизикой, и поэтому, естественно, задался вопросом: где и в каких условиях сверхтекучесть и сверхпроводимость могут наблюдаться в космосе. Задать вопрос — это во многих случаях уже половина дела. Вот я и уложился во времени: подумал, что возможно существование сверхтекучести в нейтронных звездах, сверхпроводимости в атмосфере белых карликов и сверхтекучести нейтринного "моря". По возвращении в Москву мы занялись всеми этими тремя задачами — первыми двумя совместно с Д.А. Киржницем [161, 162], а третьей вместе с Г.Ф. Жарковым [163].

Взаимодействие между нейтронами с антипараллельными спинами в s -состоянии отвечает притяжению и поэтому в вырожденном нейтронном газе возникнет спаривание в духе теории БКШ. Для ширины щели $\Delta(0) \sim k_B T_c$ мы получили оценку $\Delta(0) \sim (1–20)\text{ МэВ}$, т.е. в центре нейтронной звезды (при плотности $\rho \sim 10^{14}–10^{15}\text{ г см}^{-3}$) получили $T_c \sim 10^{10}–10^{11}\text{ К}$, а на границе нейтронной фазы (при $\rho \sim 10^{11}\text{ г см}^{-3}$) — $T_c \sim 10^7\text{ К}$. Было указано также, что при вращении нейтронной звезды будут образовываться вихревые нити. Тот факт, что в ядерной материи может возникнуть сверхтекучесть, был известен и до нас, но в применении к нейтронным звездам (ведь они тогда, в 1964 г., еще не были обнаружены) наша работа, насколько знаю, была пионерской. Кстати, в статье [164], в которой я подвел известный итог своей деятельности в области изучения сверхтекучести и сверхпроводимости в космосе, указано также на возможную сверхпроводимость ядер-бозонов (например, α -частиц) в недрах белых карликов и на сверхпроводимость протонов, присутствующих в некотором количестве в нейтронных звездах.

В статьях [162, 164] обсуждается возможность существования сверхпроводимости в некотором поверхностном слое остывших звезд — белых карликов. Оценки мало обнадеживают. Например, при плотности $\rho \sim 1\text{ г см}^{-3}$ температура $T_c \sim 200\text{ К}$, а с ростом плотности T_c быстро падает. Несколько интереснее возможность сверхпроводимости металлического водорода в недрах больших планет — Юпитера и Сатурна [164]. Известные в литературе оценки критической температуры T_c для металлического водорода достигают 100–300 К, но температура в глубине планет не известна. Современного состояния этой проблемы я не знаю, но, как мне кажется, возможность существования сверхпроводимости в звездах и больших планетах не слишком велика. В заметке [163] (см. также [164]) обсуждается возможность появления сверхтекучести в вырожденном нейтринном "море", существование которого на ранних этапах космологической эволюции предполагалось в некоторых работах. Скорее всего подобная возможность в применении к нейтрино или некоторым гипотетическим частицам, фигурирующим сейчас в

¹² Недавно А.А. Собянин указал на интересную возможность "раскручивать" нормальную компоненту гелия II внутри сосуда с помощью электрического и магнитного полей, действующих на находящиеся в гелии ионы [209].

¹³ В опытах, о которых идет речь, наблюдался очень сильный диамагнетизм, но проводимость образцов отнюдь не была аномально большой. Такая ситуация возможна и для сверхпроводников, если сверхпроводящие зерна (гранулы) разделены несверхпроводящими прослойками. Возник, однако, вопрос о том, не может ли сверхдиамагнетизм наблюдаться для диэлектриков и, вообще, для несверхпроводников.

астрофизическом арсенале, не представляет реального интереса, но иметь ее в виду все равно разумно.

7. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости

Начиная с 1964 г., я стал заниматься проблемой высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), и с тех пор именно она была и остается в центре моего внимания, хотя я и продолжал интересоваться многим другим. Однако начать рассказ об этой деятельности нужно с совсем иного, в принципе, вопроса о поверхностной сверхпроводимости. Вопрос этот состоит в том, а не могут ли существовать двумерные сверхпроводники, в которых участвующие в сверхпроводимости электроны (или дырки) сконцентрированы вблизи поверхности, скажем, металла или диэлектрика с вакуумом, на границе раздела, например, двойников (т.е. на границе двойникования) и т.д. Особенно четко, как мне кажется, поверхностная сверхпроводимость могла бы проявляться для электронов на поверхностных уровнях, впервые рассмотренных И.Е. Таммом еще в 1932 г. [165]. Именно возможность такой сверхпроводимости и была обсуждена в работе [166]. Ответ был положителен — куперовское спаривание и вся схема БКШ работает и в двух измерениях. Была отмечена и такая возможность: электроны находятся на уровнях объемного типа, но их приводящее к сверхпроводимости притяжение имеет место только вблизи поверхности тела (или на границе двойникования). Кстати, поверхностное упорядочение при его отсутствии в объеме может, конечно, иметь место не только в случае сверхпроводимости, оно возможно и, например, для ферро- и антиферромагнетиков [167]. В последующие годы я видел соответствующие экспериментальные исследования, свидетельствующие о реальности подобных ситуаций. Однако за соответствующей литературой я не слежу и ссылок на нее дать не могу. К тому же это не тема настоящей статьи. Что же касается поверхностной сверхпроводимости, то в 1967 г. было подчеркнуто, что дальний сверхпроводящий порядок в двумерном случае невозможен [168]. Вместе с тем, в двумерном (поверхностном) случае, в отличие от одномерного, разрушающие порядок флуктуации возрастают с размерами поверхности L лишь логарифмически. Поэтому даже для поверхностей макроскопических размеров ($L \gg a$, где a — атомный размер) флуктуации могут быть не так уже велики [169]. Еще важнее то обстоятельство, что в двумерной системе может иметь место квазидальний порядок, при котором сверхтекучесть и сверхпроводимость сохраняются. Это большая тема и поэтому ограничимся указанием на статью [170] и монографию [171] (гл. 1, § 5 и гл. 6, § 5), где приведены соответствующие ссылки на литературу. Коротко говоря, в двумерных системах сверхпроводимость вполне может существовать. С электродинамической точки зрения поверхностные сверхпроводники должны вести себя подобно очень тонким сверхпроводящим пленкам [172, 173]. В известном смысле поверхностная сверхпроводимость реализована. Например, наблюдается сверхпроводимость в пленке NbSe_2 толщиной всего в два атомных слоя [174]. Более интересно было бы получить поверхностные сверхпроводники на таммовских (поверхностных) уровнях [166]. Очевидно, сколь любопытен, да, вероятно, и важен с точки зрения

приложений был бы диэлектрик, обладающий поверхностной сверхпроводимостью. Впрочем, я не так уж уверен в том, что такой вариант может считаться кардинально отличным от того же диэлектрика, покрытого сверхтонкой сверхпроводящей пленкой. Но все же разница явно имеется. Проблема поверхностной сверхпроводимости представляется актуальной и важной вне зависимости от соответствующего значения критической температуры T_c .

Судьбе было, однако, угодно распорядиться таким образом, что поверхностная сверхпроводимость оказалась связанной с проблемой высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП). Точнее, такая связь возникла в моей собственной работе.

Прежде, чем пояснить, в чем дело, несколько замечаний (здесь и ниже иногда используется текст моей статьи [175], опубликованной в мало доступном издании).

Целых 65 лет изучение сверхпроводимости относилось к области физики низких температур — температур жидкого гелия и, в некоторых случаях, жидкого водорода. Так, критическая температура первого, открытого в 1911 г. сверхпроводника — ртути, составляет $T_c = 4,1$ К. У свинца, сверхпроводимость которого была обнаружена в 1913 г., $T_c = 7,2$ К и, если не ошибаюсь, более высокие значения T_c не были достигнуты вплоть до 1930 г., хотя все, конечно, понимали, что повышение T_c весьма желательно. Дальнейшим важным шагом на этом пути было создание в 1954 г. соединения Nb_3Sn с $T_c = 18,1$ К. Несмотря на немалые усилия, только в 1973 г. было получено соединение Nb_3Ge с $T = 23,2 - 24$ К. Затем повысить T_c не удавалось вплоть до 1986 г., когда были получены указания, вскоре подтвердившиеся, на сверхпроводимость в системе La-Ba-Cu-O с $T_c \sim 35$ К [176]. Наконец, в начале 1987 г. удалось создать [177] подлинно высокотемпературный сверхпроводник $^{14}\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ с $T_c = 80 - 90$ К.

Открытие высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП \equiv HTSC) стало сенсацией и породило настоящий бум. Один из показателей — количество публикаций. Например, за трехлетний период 1989–1991 гг. было опубликовано около 15 000 статей, посвященных ВТСП, т.е. в среднем появлялось примерно 15 статей в день. Для сравнения сообщу, что, согласно одному из библиографических указателей, за 60 лет, с 1911-го по 1970 г., по сверхпроводимости было опубликовано около 7 000 статей. Другой показатель — это масштабы, посвященных ВТСП, конференций. Так, на конференции M^2HTSC III в г. Канавава (Япония, июль 1991 г.) было представлено примерно 1500 докладов, а труды конференции опубликованы в четырех томах с общим объемом больше 2700 страниц [178]. Несомненно, такой размах исследований в значительной мере объясняется ожиданием больших успехов при применении ВТСП в технике. Эти ожидания, кстати, с самого начала казались мне несколько преувеличенными, что и подтвердилось на практике. Но, конечно, потенциальная важность ВТСП для применения в технике, медицине (ЯМР томографы) и самой физике не вызывает сомнений. Тем не менее, столь бурная реакция научного сообщества, да и широкой

¹⁴ Здесь отражено мое мнение, согласно которому высокотемпературными уместно называть только сверхпроводники с $T_c > T_{b,\text{N}_2} = 77,4$ К, где, очевидно, T_{b,N_2} — температура кипения азота при атмосферном давлении.

публики на открытие ВТСП мне все же до конца не понятна, это какое-то социальное явление.

Другим явлением, относящимся то ли к области социологии, то ли к психологии, можно считать полное забвение исследователями высокотемпературных сверхпроводников, начавшими успешно работать в 1986 г., своих предшественников. Действительно, проблема ВТСП родилась отнюдь не в 1986 г., а по крайней мере, на целых 22 года раньше — на современном уровне ее впервые в 1964 г. поставил Литтл [179]. Литтл, во-первых, задал вопрос, почему критическая температура известных тогда сверхпроводников не высока? Во-вторых, он указал возможный путь повышения T_c даже до комнатной и более высоких температур. Именно, он предложил заменить электрон-фононное взаимодействие, приводящее к сверхпроводимости в модели Бардина, Купера и Шриффера (БКШ) [18], взаимодействием электронов проводимости со связанными электронами или, на другом языке, которым Литтл не пользовался, с экситонами. В терминах известной формулы БКШ для критической температуры

$$T_c = \theta \exp\left(-\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}}\right) \quad (75)$$

смысл экситонного механизма состоит в том, что в качестве области притяжения между электронами проводимости θ нужно положить $\theta \sim \theta_{\text{ex}}$, где $k_B \theta_{\text{ex}}$ — характерная энергия экситонов. В то же время при электрон-фононном механизме притяжения в (75) $\theta \sim \theta_D$, где θ_D — дебаевская температура металла. Поскольку вполне возможна и даже типична ситуация, при которой $\theta_{\text{ex}} \gg \theta_D$, то и T_c будет при тех же значениях эффективного безразмерного параметра взаимодействия λ_{eff} для экситонного механизма в $\theta_{\text{ex}}/\theta_D$ раз выше, чем для фононного. Конкретно, Литтл предложил создать "экситонный сверхпроводник" на основе органических соединений, построив длинную проводящую (металлическую) органическую молекулу ("spine"), окруженную боковыми "поляризаторами" — другими органическими молекулами [179].

Здесь не место, конечно, вдаваться в подробности. Замечу лишь, что работа Литтла отнюдь не осталась незамеченной. Напротив, она привлекла к себе большое внимание. В частности, и я обратил внимание на эту работу и предложил несколько другой вариант, грубо говоря, заменив квазиодномерную проводящую нить в модели Литтла на квазидвумерную структуру — "сэндвич", т.е. проводящую тонкую пленку, находящуюся между "поляризаторами" — диэлектрическими пластинками [180]. Точнее, в [180] со ссылкой на статью [166] о поверхностной сверхпроводимости предполагалось для повышения T_c использовать какие-то диэлектрические покрытия металлических поверхностей. При этом подчеркивалось, что квазидвумерные структуры значительно выгоднее квазиодномерных структур [179] в связи со значительно меньшей ролью флуктуаций (этот аргумент был развит в [169]). В дальнейшем я вплотную занялся проблемой ВТСП, сконцентрировав внимание на "сэндвичах" — тонких металлических пленках в диэлектрических или полупроводниковых "обкладках", а также на слоистых сверхпроводящих соединениях — этих как бы "стопках" сэндвичей [181–185, 171].

Должен заметить, что я довольно легко пишу, более того, у меня какая-то потребность излагать свои мысли в

письменном виде. В результате за 32 года, в течение которых я интересуюсь проблемой ВТСП, я написал много (вероятно, слишком много) статей на эту тему, в частности, научно-популярных статей. Ссылаться на многие из них здесь нет оснований. Среди опубликованного особое внимание заслуживает монография [171]. Она является плодом работы группы сотрудников теоретического отдела ФИАНа (Л.Н. Булаевского, В.Л. Гинзбурга, Г.Ф. Жаркова, Д.А. Киржница, Ю.В. Копаева, Е.Г. Максимова и Д.И. Хомского), в течение нескольких лет "штурмовавших" проблему ВТСП. Эта монография, опубликованная на русском языке в 1977 г. и в английском переводе в 1982 г., была первой и вплоть до 1987 г. единственной, посвященной этой теме. В [171] рассмотрен целый спектр возможных путей получения ВТСП.

Остановлюсь на некоторых результатах нашей работы.

Очень важен вопрос, нет ли каких-либо ограничений на допустимые значения T_c в металлах, скажем, в силу требования устойчивости кристаллической решетки? Такие ограничения, в принципе, возможны и, более того, в 1972 г. в работе [186] было высказано утверждение о том, что как раз требование устойчивости решетки вообще закрывает возможность существования ВТСП. Дело в том, что безразмерный параметр силы взаимодействия λ_{eff} в формуле БКШ (75) можно записать в виде

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda - \mu^* = \lambda - \frac{\mu}{1 + \mu \ln(\theta_F/\theta)}. \quad (76)$$

Здесь λ и μ — безразмерные константы связи соответственно для фононного или экситонного притяжения и кулоновского отталкивания, а $k_B \theta_F = E_F$ — энергия Ферми. В то же время в простейшем приближении (однородность и изотропность материала, слабая связь)

$$\mu - \lambda = \frac{4\pi e^2 N(0)}{q^2 \varepsilon(0, q)}, \quad (77)$$

где $\varepsilon(\omega, q)$ — продольная проницаемость для частоты ω и волнового числа q , а фактор $1/q^2 \varepsilon(0, q)$ нужно понимать как некоторое среднее по \mathbf{q} ; $N(0)$ — плотность состояний на границе Ферми для рассматриваемого металла в нормальном состоянии. Если, как это было принято в [186], условие стабильности имеет вид

$$\varepsilon(0, q) > 0, \quad (78)$$

то из (77) вытекает, что

$$\mu > \lambda. \quad (79)$$

Отсюда и из (76) следует, что сверхпроводимость (для нее, конечно, $\lambda_{\text{eff}} > 0$) вообще возможна лишь в силу отличия μ^* от μ , причем значение T_c невелико. Однако уже эмпирически было известно, что $\mu < 0,5$ и иногда $\lambda > 1$ и, таким образом, неравенство (79) нарушается. Помимо этих и некоторых других аргументов, указанных уже на ранней стадии [184], в дальнейшем было строго показано (см. [187, 171, 188] и указанную там литературу), что условие устойчивости (78) несправедливо и, фактически, условие устойчивости имеет вид (при $q \neq 0$)

$$\frac{1}{\varepsilon(0, q)} \leq 1, \quad (80)$$

т.е. выполняется при соблюдении одного из неравенств —

$$\varepsilon(0, q) \geq 1, \quad \varepsilon(0, q) < 0. \quad (81)$$

Интересно, что значения $\varepsilon(0, q) < 0$ при больших q , существенных в теории сверхпроводимости, реализуются во многих металлах [189, 190]. Из второго из неравенств (81) и выражения (77) очевидно, что параметр λ может превосходить μ . На этом основании наша группа еще до 1977 г. (имеется в виду русское издание книги [171]) пришла к выводу, что общее требование устойчивости не ограничивает T_c , и вполне допустимо, например, значение $T_c \lesssim 300$ К.

Как упоминалось, идея экситонного механизма связана с возможностью увеличения T_c за счет возрастания температуры θ в (75), определяющей область энергий $k_B\theta$, в которой электроны вблизи поверхности Ферми притягиваются друг к другу и поэтому образуют пары. При этом считается, что имеет место слабая связь, когда

$$\lambda_{\text{eff}} \ll 1. \quad (82)$$

Только при этом условии применима формула (75) и модель БКШ. Но теория БКШ в целом шире и допускает рассмотрение случая сильной связи [191], когда

$$\lambda_{\text{eff}} \gtrsim 1. \quad (83)$$

В условиях сильной связи (83) формула (75), конечно, уже несправедлива, хотя и из нее ясно, что с ростом λ_{eff} температура T_c возрастает. В литературе предложен целый ряд выражений для T_c в случае сильной связи (см. [171, 188, 192, 193] и ряд ссылок там). Простейшее из них таково:

$$T_c = \theta \exp\left(-\frac{1 + \lambda}{\lambda - \mu^*}\right). \quad (84)$$

Разумеется, как это и должно быть, в условиях слабой связи (82) или, точнее, при условии $\lambda \ll 1$, формула (84) переходит в (75). Если положить в (84) параметр $\mu^* = 0,1$, то, например, при $\lambda = 3$ температура $T_c = 0,25\theta$. Поэтому уже при вполне доступном для фононного механизма значении $\theta = \theta_D = 400$ К мы имеем $T_c = 100$ К. Более точные формулы также приводят к выводу, что для сильной связи (83) уже фононный механизм вполне может обеспечить достижение температур $T_c \sim 100$ К и даже $T_c \sim 200$ К. Однако анализ, проводившийся в книге [171] и позже, показал, что для "обыкновенных" сверхпроводников с сильной связью температура T_c довольно мала. Например, для свинца $\theta_D = 96$ К и поэтому, несмотря на большое значение $\lambda = 1,55$, $T_c = 7,2$ К. Для такого заключения — падения θ_D с ростом λ , имеются и теоретические соображения (см. [171], гл. 4). Поэтому мы (и, во всяком случае, я) как-то не надеялись на создание высокотемпературных сверхпроводников за счет сильной связи, но с фононным механизмом. Впрочем, как уже говорилось, в [171] превалировал широкий, непредвзятый подход к проблеме ВТСП. Позволю себе привести заключение, содержащееся в написанной мной гл. 1 книги [171]:

"Из общих теоретических соображений мы в настоящее время считаем наиболее разумной оценку $T_c \lesssim 300$ К, причем, конечно, речь идет о материалах и системах, находящихся в более или менее нормальных условиях

(равновесные или квазиравновесные металлические системы при отсутствии давления или под сравнительно небольшими давлениями и т.п.). При этом, если не говорить о металлическом водороде и, быть может, органических металлах, а также полуметаллах, находящихся вблизи области электронных фазовых переходов, то предполагается использовать экситонный механизм притяжения между электронами проводимости.

В этом плане наиболее перспективными с точки зрения возможности повышения T_c представляются, по-видимому, слоистые соединения и сэндвичи диэлектрик — металл — диэлектрик. Однако состояние теории, не говоря уже об эксперименте, далеко еще не такое, чтобы можно было считать закрытыми и другие возможные направления, в частности, использование нитевидных соединений. Более того, при современном состоянии проблемы высокотемпературной сверхпроводимости наиболее правильным и плодотворным является непредвзятый подход, попытки продвинуться вперед в самых различных направлениях.

Исследования проблемы высокотемпературной сверхпроводимости вступают во второе десятилетие своей истории (если говорить о сознательном поиске веществ с $T_c \gtrsim 90$ К при использовании экситонного и других механизмов). Одновременно, как можно полагать, начинается новый этап этих исследований, характеризующийся не только большим размахом и разнообразием, но и значительно лучшим пониманием возникающих задач. Никакой гарантии, что прилагаемые усилия приведут к существенному успеху, все еще нет, но ряд новых сверхпроводящих веществ уже создан и исследуется. Поэтому в любом случае трудно сомневаться в том, что дальнейшее исследование проблемы высокотемпературной сверхпроводимости принесет много интересного для физики и техники, даже если и не будут созданы материалы, остающиеся сверхпроводящими при азотных температурах (или, тем более, при комнатных температурах). Впрочем, как подчеркивалось, и подобная конечная цель ни в какой мере не кажется нам дискредитированной. Ближайшее десятилетие, как можно думать, явится решающим для проблемы высокотемпературной сверхпроводимости".

Это было написано в 1976 г. Но время шло, а довольно многочисленные попытки создать ВТСП надежным и воспроизводимым образом к успеху не приводили. В результате после некоторой вспышки активности наступило затишье, что дало мне основание в популярной статье [194], опубликованной в 1984 г., охарактеризовать сложившуюся ситуацию следующим образом:

"Как-то получилось, что исследования в области высокотемпературной сверхпроводимости оказались немодными (слово "мода" здесь с полным основанием употребляется без кавычек, ибо в научной деятельности и научной среде именно мода играет иногда большую роль). Трудно чего-либо добиться уговорами. Обычно лишь какой-то явный успех (или сообщение в печати, пусть и неточное, о таком успехе) может совершенно, и притом быстро, изменить ситуацию. Почувствовав "запах жареного", вчерашние скептики или даже хулители способны превратиться в рьяных сторонников нового направления. Но это другая тема — скорее из области психологии и социологии научной и технической деятельности.

Короче говоря, поиски высокотемпературной сверхпроводимости, особенно при существующих неясностях в области теории, вполне могут привести к неожиданным результатам, к открытиям".

Не ожидал я, конечно, что всего через два года это "предсказание" сбывается [176, 177]. Оно сбылось не только в том отношении, что были получены ВТСП с $T_c > T_{b,N_2} = 77,4$ К, но и, так сказать, в социальном плане: как упоминалось, начался настоящий "бум", возник "ВТСП психоз". Одним из проявлений бума и психоза стало почти полное забвение всего того, что делалось до 1986 г., как будто проблема ВТСП не начала обсуждаться на 22 года раньше [179, 180]. На этой теме я уже останавливался выше и в статьях [175, 192] и не хотел бы здесь к ней возвращаться. Замечу лишь, что уважаемый мной Дж. Бардин относился к проблеме ВТСП с пониманием как до 1986 г., так и после этого (см. [195]).

Современное состояние теории твердого тела и, в частности, теории сверхпроводимости не позволяет вычислить температуру T_c или хотя бы достаточно точно и определенно, особенно в случае сложных материалов, указать, какое именно соединение нужно исследовать. Поэтому, как я считаю, теоретики не могли подсказать экспериментаторам, как и где искать ВТСП лучше и надежнее, чем это было сделано в книге [171]. Исключение, пожалуй, составляет недостаточное внимание к сверхпроводимости в оксиде $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ (РРВО), обнаруженной в 1974 г. При $x = 0,25$ для этого оксида $T_c = 13$ К, что много при оценке T_c , аналогичной проводимой для обычных сверхпроводников. В родственном оксиде $\text{Ba}_{0,6}\text{K}_{0,4}\text{BiO}_3$ (ВКВО) в 1988 г. была обнаружена сверхпроводимость уже с $T_c \sim 30$ К. И, главное, к оксидам принадлежит соединение $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ (ЛВСО), обнаружение в котором в 1986 г. сверхпроводимости с $T_c \sim 30-40$ К [176] считается открытием ВТСП. Однако и сейчас, через 10 лет, хотя бы грубо предсказывать значения T_c для определенного материала не удается и, более того, еще не ясен даже сам механизм сверхпроводимости в купратах, в частности в наиболее хорошо исследованном купрате $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) с $T_c \sim 90$ К.

Здесь не место сколько-нибудь подробно останавливаться на современном состоянии проблемы ВТСП. Ограничусь несколькими замечаниями.

ВТСП-купраты на первый взгляд сильно отличаются от "обычных" сверхпроводников (см., например, [52, 178, 196, 210]). Это обстоятельство породило мнение, согласно которому ВТСП-купраты представляют собой нечто особенное — то ли теория БКШ к ним неприменима, то ли, уж во всяком случае, в них действует нефоннный механизм спаривания. Особенно яркое выражение такая тенденция нашла на конференции M²HTSC III в 1991 г. [178].

Действительно, никакого монополярного положения фоннный механизм не занимает. Возможны, в принципе, экситонный (электронный) механизм, механизм Шафрота (образование пар при $T > T_c$ с последующей из бозе-эйнштейновской конденсацией), спиновый механизм (спаривание за счет обмена спиновыми волнами или, как иногда говорят, за счет спиновых флуктуаций), а также некоторые другие (несколько подробнее и ссылки см., например, в [193, 210]). Поскольку я, как мы видели, всегда пропагандировал экситонный механизм, то был бы только рад, если бы именно он действовал в ВТСП.

Но нет еще оснований для такого утверждения. В оксиде ВКВО и в допированных фуллеренах (фуллеритах) типа K_3Cu_{60} и $\text{Rb}_3\text{Cu}_{60}$ (все они обладают кубической структурой) с $T_c \sim 30-40$ К фоннный механизм явно доминирует. В оксидах-купратах, представляющих собой высокоанизотропные слоистые соединения, ситуация сложнее. Однако Е.Г. Максимов, О.В. Долгов и их сотрудники убедительно, по моему мнению, указывают на вполне возможное доминирование фоннного механизма и в ВТСП-купратах. Во всяком случае в нормальном состоянии ВТСП-купраты отличаются от обычных металлов лишь в количественном отношении. Формально, стандартное электрон-фоннное взаимодействие с константой связи $\lambda \approx 2$ вполне объясняет и высокие значения $T_c \sim 100-125$ К в связи с большой дебаевской температурой $\theta_D \sim 600$ К [193, 197, 198-201]¹⁵. Сложнее обстоит дело в отношении свойств сверхпроводящего состояния ВТСП-купратов. Для их объяснения уже недостаточно использования стандартного изотропного приближения в модели сильного электрон-фоннного взаимодействия. Однако при учете анизотропии электронных спектров и межэлектронного взаимодействия электрон-фоннное взаимодействие все равно может играть определяющую роль для образования сверхпроводящего состояния. Как было показано [211, 212] (см. также [202-204]), в рамках многозонных моделей, учитывающих стандартные электрон-фоннное и кулоновское взаимодействия, можно получить сильно анизотропную сверхпроводящую щель, включая изменение ее знака в зоне Бриллюэна, что имитирует d -спаривание. Возможно также, что в формирование сверхпроводящего состояния вносят свой вклад электрон-экситонное взаимодействие и особенности электронного спектра, малосущественные для понимания свойств нормального состояния. Не считаю себя достаточно компетентным, чтобы принять такие утверждения доказанными. Но, несомненно, почти всеобщее отрицание определяющей роли фоннного механизма в ВТСП (в купратах), характерное в недавнем прошлом (см. [178]), уже позади.

Допустим for sake of argument (для целей обсуждения), что в уже известных ВТСП экситонный механизм не играет роли. Это, конечно, важно и интересно, но ни в коей мере не дискредитирует саму возможность проявления экситонного механизма. Как уже отмечалось, мы не знаем никаких запретов общего характера, препятствующих действию экситонного механизма. Но проявиться экситонному механизму действительно нелегко, для этого нужны какие-то специальные условия, недостаточно еще ясные (см., в частности, [201]).

Наивысшая зафиксированная сейчас критическая температура (для $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ под давлением) достигает 164 К. Такое значение получить при фоннном механизме еще можно. Но, если будут достигнуты температуры $T_c > 200$ К, то фотонный механизм уже вряд ли достаточен (при $\lambda = 2$ температура $T_c = 200$ К получается при $\theta_D \approx 1000$ К). Для экситонного же механизма даже комнатные температуры не предел для T_c .

¹⁵ Считаю необходимым отметить, что доклад [197] фактически подготовлен одним Е.Г. Максимовым. Моя фамилия в [197] фигурирует только потому, что этот доклад никак не хотели включать в повестку дня, и мне пришлось, с согласия Е.Г. Максимова, поставить и свою фамилию, чтобы добиться для него возможности все же выступить на конференции M² HTSC IV в 1994 г. Мне неприятно сообщать о подобных нравах, но такова правда.

Поиски ВТСП со все более высокими критическими температурами, конечно, ведутся и будут вестись. Мне по-прежнему кажется, что наиболее перспективными в этом отношении являются слоистые соединения и "сэндвичи" диэлектрик – металл – диэлектрик¹⁶. При этом естественно использовать технику atomic layer-by-layer synthesis [205, 214]. Роль диэлектрика в таких сэндвичах могут, в частности, играть органические соединения. Впрочем, открывающееся количество возможностей здесь поистине безбрежно. Тем более целесообразно поэтому руководствоваться некоторыми, пусть и качественными соображениями (см., например, [171], гл. 1).

Долгих 22 года (с 1964-го по 1986 г.), впрочем, было промелькнувших, высокотемпературная сверхпроводимость была для меня мечтой, думать о ней было чем-то вроде азартной игры. Сейчас это огромная область исследований, ей посвящены десятки тысяч работ, ею в том или ином плане занимаются сотни, если не тысячи людей. Много сделано, но очень многое не сделано. Ведь нет еще достаточной ясности даже в вопросе о механизме сверхпроводимости в ВТСП-купратах, тем более не ясны многочисленные частные вопросы. Думаю, что среди этих вопросов первое место занимает вопрос о максимально достижимом значении критической температуры T_c в не слишком экзотических условиях, скажем, при атмосферном давлении и для устойчивого материала. Более конкретно, можно задать вопрос о возможности создать сверхпроводники со значениями T_c , лежащими в области комнатных температур (проблема КТСП — комнатнотемпературной сверхпроводимости). В принципе, КТСП возможна, но никакой гарантии на этот счет нет. В общем, проблема КТСП заняла место, принадлежавшее проблеме ВТСП до 1986–1987 гг. Не вижу, к сожалению, возможности сделать что-либо позитивное в этом направлении, остается лишь с нетерпением ждать развития событий.

8. Заключительные замечания

В 1943 г., когда я начал заниматься теорией сверхпроводимости, прошло уже 32 года со времени открытия этого явления. Тем не менее на микроскопическом уровне сверхпроводимость еще не была понята и оставалась буквально "белым пятном" в теории металлов, да и пожалуй, во всей физике конденсированных сред. Сверхтекучесть гелия II была тогда лишь недавно, всего 5 лет, как обнаружена в явной форме, а ее связь со сверхпроводимостью лишь намечена. А в мире шла страшная война, и я сам теперь плохо понимаю, почему в эвакуации, в Казани, в условиях холодного и полуголодного существования, меня привлекали тайны физики низких температур. Но так было. Плохое владение математическим аппаратом, неумение сконцентрироваться на чем-то одном (занимался почти одновременно несколькими вопросами), трудности обмена научной информацией, особенно с экспериментаторами, в военные и послевоенные годы мешали быстрому продвижению вперед, и лишь в 1950 г. было сделано нечто законченное (имею в

виду Ψ -теорию сверхпроводимости). Но, разумеется, эта законченность весьма условна, все время рождались новые вопросы и задачи.

Вместе с тем характер исследований в области физики низких температур, как и всей физики, радикально изменялся. Трудно сейчас даже представить себе, что жидкий гелий с 1908-го по 1923 г. получали лишь в одной лаборатории. Трудно представить себе, что в течение трех десятилетий применения сверхпроводимости в физике, не говоря уже о технике, были более чем скромными. Лишь в 60-х годах удалось создать сильные сверхпроводящие магниты, получившие широкое распространение. В настоящее время применения сверхпроводимости многочисленны (см., например, [70, 206]). Даже в маленькой книжечке [207], рассчитанной на школьников, упомянуты различные приложения сверхпроводимости, включая гигантские сверхпроводящие магниты в токамаках и томографах. Создание высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП, 1986–1987 гг.) породило большие надежды на возможность новых применений сверхпроводимости. Подобные надежды были частично преувеличены, но тем не менее сейчас, через 10 лет, в этом направлении уже немало сделано даже в отношении линий электропередачи и сильных магнитов [208], не говоря уже о некоторых других применениях [215]. О "буме", связанном с созданием ВТСП, я уже писал в разделе 7. Многие тысячи статей и сотни, если не тысячи исследователей — какой контраст с тем, что было, скажем, в 1943 г., да и всего 10 лет назад!

В свете современного состояния теории сверхпроводимости и сверхтекучести, многое о чем шла речь в настоящей статье, представляет лишь исторический интерес, а в других случаях находится где-то далеко от переднего фронта исследований. Вместе с тем, и это сейчас более существенно, выше был упомянут целый ряд вопросов и проблем, в отношении которых ясность еще не достигнута. Здесь развитие Ψ -теории сверхпроводимости и ее применение к ВТСП, использование Ψ -теории сверхтекучести, проблема поверхностной (двумерной) сверхпроводимости, вопрос о термоэффектах в сверхпроводниках (и, особенно, их связь с теплопередачей), циркулярный эффект в неравномерно нагретом сосуде со сверхтекучей жидкостью и кое-что другое, не говоря уже о теории ВТСП. Цель настоящей статьи будет достигнута уже в том случае, если она поможет обратить внимание на эти проблемы как теоретиков, так и экспериментаторов.

Пользуюсь возможностью поблагодарить за просмотр рукописи и замечания Ю.С. Бараша, Г.Ф. Жаркова, Е.Г. Максимова, Л.П. Питаевского и А.А. Собянина.

Список литературы¹⁷

1. Гинзбург В Л *О физике и астрофизике* (М.: Бюро Квантум, 1995)
2. Ginzburg V L "Notes of amateur astrophysicist" *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **28** 1 (1990). Эта статья войдет в подготовленный к печати сборник: Гинзбург В Л *О науке, о себе и о других* (М.: Физматлит, 1997)

¹⁶ Помимо интуитивных соображений в пользу таких квазидвумерных структур (см. [171, 182, 184, 185]) свидетельствуют и некоторые конкретные аргументы [197, 201]. Сейчас доказано, что в ВТСП-купратах (или, во всяком случае, в некоторых из них) сверхпроводимость имеет квазидвумерный характер [214].

¹⁷ Статьи автора или выполненные с его участием в качестве соавтора приводятся с названиями. Это, естественно, сделано лишь для того, чтобы сообщить дополнительную информацию, ибо в тексте о некоторых статьях сказано очень мало.

3. *Воспоминания о Ландау* (М.: Наука, 1988); *Landau. The Physicist and the Man* (Oxford: Pergamon Press, 1989)
4. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **11** 592 (1941); *Journ. Phys. USSR* **5** 71 (1941)
5. Kapitzа P L *Nature* **141** 74 (1938); *ЖЭТФ* **11** (1) 581 (1941); *Journ. Phys. USSR* **4** 181; **5** 59 (1941)
6. Allen J F, Misener A D *Nature* **141** 75 (1938); *Proc. R. Soc. London Ser. A* **172** 467 (1939)
7. Onnes H Kamerlingh *Comm. Leiden* (Communication from the Physical Lab. University Leiden) (124) 11C (1911). Эта статья помещена в качестве приложения к легкой доступной статье [9]
8. Dahl P F *Superconductivity. Its Historical Roots and Development from Mercury to the ceramic Oxides* (New York: AIP, 1992); См. также *J. de Nobel. Physics Today* **49** (9) 40 (1996)
9. Гинзбург В Л "Исследование сверхпроводимости (краткая история и перспективы на будущее)" *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **5** (1) 1(1992)
10. Onnes H Kamerlingh *Comm. Leiden*. (119) 3, 19 (1911); *Proc. R. Acad. Amsterdam* **13** 1093 (1911)
11. Кеезом В Гелуй (М.: ИЛ, 1949)
12. London F *Superfluids*. Vol. 2. Macroscopic Theory of Superfluid Helium (New York: Wiley, 1954)
13. Фейнман Р *Статистическая механика* Гл. II (М.: Мир, 1978)
14. Гинзбург В Л "Современное состояние теории сверхпроводимости. II. Микроскопическая теория" *УФН* **48** 26 (1952). Перевод основной части статьи *Fortschritte der Physik* **1** 101 (1953)
15. Ogg R A *Phys. Rev.* **69** 243 (1946)
16. Schafroth M R *Phys. Rev.* **96** 1149, 1442 (1954); **100** 463 (1955); Schafroth M R, Butler S T, Blatt J M *Helv. Phys. Acta* **30** 93 (1957)
17. Cooper L N *Phys. Rev.* **104** 1189 (1956)
18. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)
19. Гинзбург В Л "Замечания к теории сверхпроводимости" *ЖЭТФ* **14** 134 (1944)
20. Bardeen J *Hand. Phys.* **15** 274 (1956). Русский перевод в кн.: *Физика низких температур* (М.: ИЛ, 1959) с. 679
21. Гинзбург В Л "О гиромангнитных и электронноинерционных опытах со сверхпроводниками" *ЖЭТФ* **14** 326 (1944)
22. Гинзбург В Л "О термоэлектрических явлениях в сверхпроводниках" *ЖЭТФ* **14** 177 (1944); *Journ. Phys. USSR* **8** 148 (1944)
23. Гинзбург В Л "Рассеяние света в гелии II" *ЖЭТФ* **13** 243 (1943); "Краткое сообщение" *Journ. Phys. USSR* **7** 305 (1943)
24. Гинзбург В Л *Сверхпроводимость* (М.–Л.: Изд-во АН СССР, 1946)
25. Meissner W, Ochsenfeld R *Naturwiss* **21** 787 (1933)
26. Gorter C J, Casimir H *Physics* **1** 306 (1934)
27. London F, London H *Proc. R. Soc. London Ser. A* **149** 71 (1935); *Physica* **2** 341 (1935)
28. Becker R, Heller G, Sauter F *Zs. f. Phys.* **85** 772 (1933)
29. Гинзбург В Л, Ландау Л Д "К теории сверхпроводимости" *ЖЭТФ* **20** 1064 (1950)
30. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Статистическая физика* Ч. 2 (Теория конденсированного состояния) (М.: Наука, 1978)
31. Горьков Л П *ЖЭТФ* **36** 1918; **37** 1407 (1959)
32. Гинзбург В Л "О поверхностной энергии и поведении сверхпроводников малых размеров" *ЖЭТФ* **16** 87 (1946); *Journ. Phys. USSR* **9** 305 (1945)
33. Гинзбург В Л "Современное состояние теории сверхпроводимости Ч. 1. Макроскопическая теория" *УФН* **42** 169 (1950)
34. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* Ч. 1, Гл. XIV (М.: Физматлит, 1995)
35. Гинзбург В Л "Теория сегнетоэлектрических явлений" *УФН* **38** 400 (1949)
36. Ginzburg V L "On the theory of superconductivity" *Nuovo Cimento* **2** 1234 (1955)
37. Де Жен П *Сверхпроводимость металлов и сплавов* (М.: Мир, 1968); De Gennes P G *Superconductivity of metals and alloys* (New York: W A Benjamin, 1966)
38. Сан-Жам А, Сарма Г, Томас Е *Сверхпроводимость второго рода* (М.: Мир, 1970) [Saitn-James D, Sarma G, Thomas E J *Type II Superconductivity* (Oxford: Pergamon Press, 1969)]
39. Tilley D R, Tilley J *Superfluidity and Superconductivity* (Bristol: Adam Hilger, 1986)
40. Шмидт В В *Введение в физику сверхпроводников* (М.: Физматлит, 1982)
41. Абрикосов А А *Основы теории металлов* (М.: Физматлит, 1987)
42. Weinan E *Phys. Rev. B* **50** 1126 (1994); *Physica D* **77** 383 (1994)
43. Sakaguchi H *Progr. Theor. Phys.* **93** 491 (1995)
44. Bazhenon M V, Rabinovich M I, Fabricant A L *Phys. Lett. A* **163** 87 (1992); Deissler R J, Brand H R *Phys. Rev. Lett.* **72** 478 (1994); Soto-Crespo J M, Akhmediev N N, Afanasjev V V *Optics Commun.* **118** 587 (1995)
45. Bethuel F, Brezis H, Helein F *Ginzburg – Landau Vortices* (Boston: Birkhauser, 1994)
46. Киржниц Д А *УФН* **125** 169 (1978)
47. *Виталий Лазаревич Гинзбург*. Библиография ученых СССР. Серия физики, в. 21 (М.: Наука, 1978)
48. Ginsburg V "On the non-linearity of electromagnetic processes in superconductors" *Journ. Phys. USSR* **11** 93 (1947)
49. Гинзбург В Л "Теория сверхтекучести и критическая скорость в гелии II" *ДАН СССР* **69** 161 (1949)
50. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **7** 19 627 (1937); *Phys. Zs. Sovjetunion* **11** 26 545 (1937)
51. Yang C N *Rev. Mod. Phys.* **34** 694 (1962)
- 51a. Penrose O, Onsager L *Phys. Rev.* **104** 576 (1956)
52. *High Temperature Superconductivity* (Ed. J W Lynn) (Springer-Verlag, 1990)
53. Ginzburg V L "Theories of superconductivity (a few remarks)" *Helv. Phys. Acta* **65** 173 (1992)
54. Гинзбург В Л "К макроскопической теории сверхпроводимости" *ЖЭТФ* **29** 748 (1955)
55. Boulter C J, Indeken J O *Accurate analytic expressin for the surface tension of a type-I superconductor* (Preprint, 1996)
56. Гинзбург В Л "Об экспериментальном проявлении неустойчивости нормальной фазы в сверхпроводниках" *ЖЭТФ* **31** 541 (1956); *Sov. Phys. JETP* **4** 594 (1957)
57. Shoenberg D *Superconductivity* (Cambridge Univ. Press, 1965) Перевод предыдущего издания (М.: ИЛ, 1955)
58. Абрикосов А А *ЖЭТФ* **32** 1442 (1957); *ДАН СССР* **86** 489 (1952)
59. Гинзбург В Л "О поведении сверхпроводящих пленок в магнитном поле" *ДАН СССР* **83** 385 (1952)
60. Силин В П *ЖЭТФ* **21** 1330 (1951)
61. Гинзбург В Л "О разрушении и возникновении сверхпроводимости в магнитном поле" *ЖЭТФ* **34** 113 (1958)
62. Гинзбург В Л "Критический ток для сверхпроводящих пленок" *ДАН СССР* **118** 464 (1958)
63. Гинзбург В Л "О поведении сверхпроводников в высокочастотном поле" *ЖЭТФ* **21** 979 (1951)
64. Bardeen J *Phys. Rev.* **94** 554 (1954)
65. Гинзбург В Л "Несколько замечаний к макроскопической теории сверхпроводимости" *ЖЭТФ* **30** 593 (1956)
66. Гинзбург В Л "К микроскопической теории сверхпроводимости, пригодной при всех температурах" *ДАН СССР* **110** 358 (1956)
67. Гинзбург В Л "О сравнении макроскопической теории сверхпроводимости с экспериментальными данными" *ЖЭТФ* **36** 1930 (1959)
68. Гинзбург В Л "Об учете влияния давления в теории фазовых переходов второго рода (с применением к случаю сверхпроводимости)" *ЖЭТФ* **44** 2104 (1963)
69. London F *Superfluids*. Vol. 1. Macroscopic Theory of Superconductivity (New York: Wiley, 1950)
70. Буккель В *Сверхпроводимость* (М.: Мир, 1975) Buckel W *Supralitung* (Weinheim: Physik Verlag GmbH, 1972)
71. Гинзбург В Л "О квантовании магнитного потока в случае сверхпроводящего цилиндра" *ЖЭТФ* **42** 299 (1962)
72. Bardeen J *Phys. Rev. Lett.* **7** 162 (1961)
73. Keller J B, Zumino V *Phys. Rev. Lett.* **7** 164 (1961)
74. Гинзбург В Л "Об учете анизотропии в теории сверхпроводимости" *ЖЭТФ* **23** 236 (1952)
75. Гинзбург В Л "О ферромагнитных сверхпроводниках" *ЖЭТФ* **31** 203 (1956); *Sov. Phys. JETP* **4** 153 (1957)
- 75a. Bulaevskii L N, in *Superconductivity, Superdiamagnetism, Superfluidity* (Ed. V L Ginzburg) (Moscow: MIR Publishers, 1987) p. 69
76. Laue M *Ann. der Phys.* **3** 31 (1948)
77. Laue M *Theorie der Supraleitung* (Berlin: Springer, 1949)
78. Гинзбург В Л "Некоторые вопросы теории электрических флуктуаций" *УФН* **46** 348 (1952)
79. Шмидт В В *Письма в ЖЭТФ* **3** 141 (1966)
80. Schmidt H *Zs. f. Phys.* **216** 336 (1968)
81. Schmidt A *Phys. Rev.* **180** 527 (1969)

82. Асламазов Л Г, Ларкин А И *ФТТ* **10** 1104 (1968)
83. Тинкхам М *Введение в сверхпроводимость* (М.: Атомиздат, 1980)
84. Гинзбург В Л "Несколько замечаний о фазовых переходах второго рода и микроскопической теории сегнетоэлектриков" *ФТТ* **2** 2031 (1960); *Sov. Phys. Solid State* **2** 1824 (1961)
85. Леванюк А П *ЖЭТФ* **36** 810 (1959); *Sov. Phys. JETP* **9** 571 (1959)
86. Паташинский А З, Покровский В Л *Флуктуационная теория фазовых переходов* (М.: Наука, 1982)
87. Ginzburg V L, Levanyuk A P, Sobyenin A A "Comments on the region of applicability of the Landau theory for structural phase transitions" *Ferroelectrics* **73** 171 (1983)
88. Булаевский Л Н, Гинзбург В Л, Собянин А А "Макроскопическая теория сверхпроводников с малой длиной когерентности" *ЖЭТФ* **94** 356 (1988); *Sov. Phys. JETP* **68** 1499 (1989); *УФН* **157** 539 (1989); *Sov. Phys. Usp.* **32** 1277 (1989); *Physica C* **152** 378 (1988); *Physica C* **153-155** 1617 (1988)
89. Sobyenin A A, Strattonnikov A A *Physica C* **153-155** 1680 (1988)
90. Горьков Л П, Копнин Н Б *УФН* **156** 117 (1988)
91. Alexandrov A S, Mott N F *High Temperature Superconductors and Other Superfluids* (London: Taylor and Francis, 1994)
92. Ginzburg V L On the Ψ -theory of high temperature superconductivity. Proc. 18th Intern. Conf. on Low Temp. *Phys. LT-18* Part 3, 2046 (1987). *Japan. Journ. Appl. Phys.* **26** Suppl. 26-3, 2046 (1987)
93. Андрюшин Е А, Гинзбург В Л, Силин А П "О граничных условиях в макроскопической теории сверхпроводимости" *УФН* **163** (9) 105 (1993)
94. Гинзбург В Л, Пятаевский Л П "К теории сверхтекучести" *ЖЭТФ* **34** 1240 (1958); *Sov. Phys. JETP* **7** 858 (1958)
95. Cyrot M *Reps. Progr. Phys.* **36** 103 (1973)
96. Пятаевский Л П *ЖЭТФ* **37** 1794 (1959)
97. Воловик Г Е, Горьков Л П *ЖЭТФ* **88** 1412 (1985)
98. Annett J F *Adv. Physics* **39** 83 (1990); *Contemp. Phys.* **36** 423 (1995)
99. Sigrist M, Ueda K *Rev. Mod. Phys.* **63** 239 (1991)
100. Sauls J A *Adv. Physics* **43** 113 (1994); Edelstein V M *J. Phys.: Condens. Matter* **8** 339 (1996)
101. Cox D L, Maple M B *Physics Today* **48** (2) 32 (1995)
102. Barash Yu S, Galaktionov A V, Zaikin A D *Phys. Rev. B* **52** 665 (1995); Barash Yu S, Svidzinsky A A *Phys. Rev. B* **53** 15254 (1996); См. также *Phys. Rev. Lett.* **77** 4070 (1996)
103. Бараш Ю С, Гинзбург В Л *УФН* **116** 5 (1975); **143** 346 (1984); *Sov. Phys. Usp.* **27** 467 (1984)
104. Гинзбург В Л "О поверхностной энергии, связанной с тангенциальным разрывом скорости в гелии II" *ЖЭТФ* **29** 254 (1955); *Sov. Phys. JETP* **2** 170 (1956)
105. Гамцемлидзе Г А *ЖЭТФ* **34** 1434 (1958)
106. Гинзбург В Л, Собянин А А "Сверхтекучесть гелия II вблизи λ -точки" *УФН* **120** 153 (1976); *Sov. Phys. Usp.* **19** 773 (1976)
107. Ginzburg V L, Sobyenin A A "On the theory of superfluidity of helium II near the λ -point" *J. Low Temp. Phys.* **49** 507 (1982)
108. Ginzburg V L, Sobyenin A A Superfluidity of helium II near the λ -point, in *Superconductivity, Superdiamagnetism, Superfluidity* (Ed. V L Ginzburg) (Moscow: MIR Publ., 1987) p. 242
- 108a. Собянин А А *ЖЭТФ* **63** 1780 (1972)
109. Гинзбург В Л, Собянин А А "Сверхтекучесть гелия II вблизи λ -точки" *УФН* **154** 545 (1988); *Sov. Phys. Usp.* **31** 289 (1988); *Japan. Journ. Appl. Phys.* **26** Suppl. 26-3, 1785 (1987)
110. Goldner L S, Mulders N, Ahlers G J. *Low Temp. Phys.* **89** 131 (1992)
111. Гинзбург В Л, Собянин А А "Может ли жидкий молекулярный водород находиться в сверхтекучем состоянии?" *Письма в ЖЭТФ* **15** 343 (1972)
112. *Physics Today* **49** (8) 18 (1996)
113. Feynman R *Progr. Low Temp. Phys.* **1** Charter 2 (1955)
114. Мамаладзе Ю Г *ЖЭТФ* **52** 729 (1967); *Phys. Lett. A* **27** 322 (1968)
115. Dohm V, Haussmann R *Physica B* **197** 215 (1994)
116. Гинзбург В Л, Собянин А А "О структуре вихревой нити в гелии II" *ЖЭТФ* **82** 769 (1982); *Sov. Phys. JETP* **55** 455 (1982)
117. Пятаевский Л П *ЖЭТФ* **35** 408 (1958); *Sov. Phys. JETP* **8** 282 (1959)
118. Zurek W H *Nature* **382** 296 (1996)
119. Gasparini F M, Rhee I *Progr. Low Temp. Phys.* **13** 1 (1992)
120. Mikheev L V, Fisher M E *J. Low Temp. Phys.* **90** 119 (1993)
121. Zimmermann W *Contemp. Phys.* **37** 219 (1996)
122. Chan M, Mulders N, Reppy J *Physics Today* **49** (8) 30 (1996)
123. Barton E F, Grayson Smith H, Wilhelm J O *Phenomena at the Temperature of Liquid Helium* (New York: 1940)
124. Donnelly R J *Physics Today* **48** (7) 30 (1995)
125. Гинзбург В Л, Жарков Г Ф "Термоэлектрические эффекты в сверхпроводниках" *УФН* **125** 19, 750 (1978); *Sov. Phys. Usp.* **21** 381 (1978)
126. Гинзбург В Л "О термоэлектрических эффектах в сверхпроводниках" *УФН* **161** (2) 1 (1991); *Sov. Phys. Usp.* **34** 101 (1991)
127. Гейликман Б Т, Кресин В З *Кинетические и нестационарные явления в сверхпроводниках* (М.: Наука, 1972); *ЖЭТФ* **34** 1042 (1958)
128. Ансельм А И *Введение в теорию полупроводников* Гл. 8 (М.—Л.: Гостехиздат, 1962); см. также *Phys. Rev. Lett.* **56** 1489 (1986)
129. Гинзбург В Л "О конвективной теплопередаче и других термоэлектрических эффектах в высокотемпературных сверхпроводниках" *Письма в ЖЭТФ* **49** 50 (1989); *Sov. Phys. JETP Lett.* **49** 58 (1989)
130. Кон Л З *ЖЭТФ* **70** 286 (1976); *ФТТ* **19** 3695 (1977); Дигор Д М, Кон Л З, Москаленко В А *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **3** 2485 (1990)
131. Arfi B, Bahloul H, Pethick C J, Pines D *Phys. Rev. Lett.* **60** 2206 (1988); *Phys. Rev. B* **39** 8959 (1989); Hirschfeld P J *Phys. Rev. B* **37** 9331 (1988)
132. Jezowski A et al. *Helv. Phys. Acta* **61** 438 (1988); *Phys. Lett. A* **138** 265 (1989)
133. Cohn J L et al. *Phys. Rev. B* **45** 13144 (1992); Yu R C et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 1431 (1992)
134. Cohn J L et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 1657 (1993)
- 134a. Hirschfeld P J, Putikka W O *Phys. Rev. Lett.* **77** 3909 (1996)
135. Ginzburg V L "Thermoelectric effects in Superconductors" *J. Supercond.* **2** 323 (1989); *Physica C* **162-164** 277 (1989); *Supercond. Sci. Technol.* **4** S 1 (1991)
136. Гинзбург В Л, Жарков Г Ф "О термоэлектрическом эффекте в анизотропных сверхпроводниках" *Письма в ЖЭТФ* **20** 658 (1974); *Sov. Phys. JETP Lett.* **20** 302 (1974)
137. Selzer P M, Fairbank W M *Phys. Lett. A* **48** 279 (1974)
138. Гальперин Ю М, Гуревич В Л, Козуб В Н *ЖЭТФ* **66** 1387 (1974)
139. Garland J C, Van Harlingen D J *Phys. Lett. A* **47** 423 (1974)
140. Гинзбург В Л, Жарков Г Ф, Собянин А А "О термоэлектрических явлениях в сверхпроводниках и термомеханическом циркуляционном эффекте в сверхтекучей жидкости" *Письма в ЖЭТФ* **20** 223 (1974); *Sov. Phys. JETP Lett.* **20** 98 (1974); *Phys. Lett. A* **87** 107 (1981)
141. Van Harlingen D J *Physica B* **109-110** 1710 (1982)
142. Gerasimov A M, Golovashkin A I, Ivanenko O M, Mitsen K V *Czechoslovak J. Phys.* **46** Suppl. S 2 633 (1996) (LT21); *Сверхпроводимость: физика, техника, химия* **8** 634 (1995)
143. Арутюнян Р М, Жарков Г Ф *ЖЭТФ* **83** 1115 (1982); *J. Low Temp. Phys.* **52** 409 (1983); *Phys. Lett. A* **96** 480 (1983)
144. Ginzburg V L, Zharkov G F, Sobyenin A A "Thermoelectric current in a superconducting circuit" *J. Low Temp. Phys.* **47** 427 (1982); **56** 195 (1984)
145. Ginzburg V L, Zharkov G F "Thermoelectric effect in hollow superconducting cylinders" *J. Low Temp. Phys.* **92** 25 (1993)
146. Ginzburg V L, Zharkov G F "Thermoelectric effects in superconducting state" *Physica C* **235-240** 3129 (1994)
147. Арутюнян Р М, Гинзбург В Л, Жарков Г Ф "Вихри и термоэлектрический эффект в полом сверхпроводящем цилиндре" *ЖЭТФ* (в печати)
148. Mattoo B A, Singh Y *Progr. Theor. Phys.* **70** 51 (1983)
149. Huebener R P, Ustinov A V, Kaplunenko V K *Phys. Rev. B* **42** 4831 (1990)
150. Ustinov A V, Hartmann M, Huebener R P *Europhysics Lett.* **13** 175 (1990)
151. Vinen W F *J. Phys. C. Solid State Phys.* **4** L287 (1971); **8** 101 (1975)
152. Фабелинский И Л *УФН* **164** 897 (1994)
153. Гинзбург В Л, Собянин А А "Об использовании второго звука для исследования неоднородного распределения плотности сверхтекучей части гелия II вблизи λ -точки" *Письма в ЖЭТФ* **17** 698 (1973)
154. Гинзбург В Л "О сверхтекучем потоке, индуцируемом скрещенными электрическим и магнитным полями" *Физика низких температур* **5** 299 (1979)
155. Гинзбург В Л, Собянин А А "О циркуляционном эффекте и квантовых интерференционных явлениях в неравномерно на-

- гретом кольцеобразном сосуде со сверхтекучим гелием" *ЖЭТФ* **85** 1606 (1983)
156. Гамцелидзе Г А, Мирзоева М И *ЖЭТФ* **79** 921 (1980); **84** 1725 (1983)
 157. Гинзбург В Л "О втором звуке, конвективном механизме теплопроводности и экситонных возбуждениях в сверхпроводниках" *ЖЭТФ* **41** 828 (1961)
 158. Ginzburg V L, Gorbatsevich A A, Korayev Yu V, Volkov B A "On the problem of superdiamagnetism" *Solid State Commun.* **50** 339 (1984)
 159. Гинзбург В Л "К теории сверхдиамагнетиков" *Письма в ЖЭТФ* **30** 345 (1973)
 160. Горбацевич А А *ЖЭТФ* **95** 1467 (1989)
 161. Гинзбург В Л, Киржниц Д А "О сверхтекучести нейтронных звезд" *ЖЭТФ* **47** 2006 (1964)
 162. Ginzburg V L, Kirzhnits D A "Superconductivity in white dwarfs and pulsars" *Nature* **220** 148 (1968)
 163. Гинзбург В Л, Жарков Г Ф "О сверхтекучести космологического нейтринного "моря" *Письма в ЖЭТФ* **5** 275 (1967)
 164. Гинзбург В Л "Сверхтекучесть и сверхпроводимость во Вселенной" *УФН* **97** 601 (1969); *Physica* **55** 207 (1971)
 165. Tamm I E *Phys. Zs. Sovjetunion* **1** 733 (1932)
 166. Гинзбург В Л, Киржниц Д А "О сверхпроводимости электронов, находящихся на поверхностных уровнях" *ЖЭТФ* **46** 397 (1964); *Sov. Phys. JETP* **19** 269 (1964)
 167. Булаевский Л Н, Гинзбург В Л "О возможности существования поверхностного ферромагнетизма" *Физика металлов и металлоед.* **17** 631 (1964)
 168. Hohenberg P C *Phys. Rev.* **158** 383 (1967)
 169. Гинзбург В Л, Киржниц Д А "К вопросу о высокотемпературной и поверхностной сверхпроводимости" *ДАН СССР* **176** 553 (1967)
 170. Ginzburg V L "On two-dimensional superconductors" *Physica Scripta* **27** 76 (1989)
 171. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости* (Под ред. В Л Гинзбурга, Д А Киржница) (М.: Наука, 1977) [High-Temperature Superconductivity (Eds V L Ginzburg, D A Kirzhnits) (New York: Consultants Bureau, 1982)]
 172. Ginzburg V L *On the electrodynamics of two-dimensional (surface) superconductors*. Essays in Theoretical Physics (in honour of D. ter Haar) (Pergamon Press, 1984) p. 43
 173. Булаевский Л Н, Гинзбург В Л, Жарков Г Ф "О поведении поверхностных (двумерных) сверхпроводников и очень тонкой сверхпроводящей пленки в магнитном поле" *ЖЭТФ* **85** 1707 (1983); *Sov. Phys. JETP* **58** 994 (1983)
 174. Frindt R F *Phys. Rev. Lett.* **28** 299 (1972)
 175. Ginzburg V L Bill Little and high Temperature superconductivity, in *From High Temperature Superconductivity to Microminiature Refrigeration* (New York: Plenum Press, 1996)
 176. Bednorz J G, Muller K A *Zs. f. Phys. B* **64** 189 (1986)
 177. Wu M K et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 908 (1987)
 178. Proc. Intern. Conf. on Materials and Mechanisms of Superconductivity. High Temperature Superconductors III (Conference M²HTSC III) *Physica C* **185** (1991)
 179. Little W A *Phys. Rev.* **134** A1416 (1964); *Scientific American* **212** (2) 21 (1965)
 180. Гинзбург В Л "К вопросу о поверхностной сверхпроводимости" *ЖЭТФ* **47** 2318 (1964); *Sov. Phys. JETP* **20** 1549 (1964); *Phys. Lett.* **13** 101 (1964)
 181. Гинзбург В Л "Проблема высокотемпературной сверхпроводимости" *УФН* **95** 91 (1968); **101** 185 (1970)
 182. Ginzburg V L "The problem of high temperature superconductivity" *Contemp. Phys.* **9** 355 (1968)
 183. Гинзбург В Л "О проявлении экситонного механизма в случае гранулированных сверхпроводников" *Письма в ЖЭТФ* **14** 572 (1971)
 184. Ginzburg V L "The problem of high-temperature superconductivity" *Annual Rev. Material Sci.* **2** 663 (1972)
 185. Ginzburg V L "High temperature superconductivity" *J. Polymer Sci. C* **29** (3) 133 (1970)
 186. Cohen M L, Anderson P W Superconductivity in *d* and *f* band metals. AIP conference proceeding (Ed. D H Duglass) (New York: AIP, 1972) p. 17
 187. Киржниц Д А *УФН* **119** 353 (1976)
 188. Ginzburg V L "Once again about high-temperature superconductivity" *Contemp. Phys.* **33** 15 (1992)
 189. Dolgov O V, Kirzhnits D A, Maksimov E G *Rev. Mod. Phys.* **53** 81 (1981)
 190. Долгов О В, Максимов Е Г *УФН* **138** 95 (1982)
 191. Элиашберг Г М *ЖЭТФ* **38** 966; **39** 1437 (1960)
 192. Ginzburg V L "High-temperature superconductivity: some remarks" *Progr. Low Temp. Phys.* **12** 1 (1989)
 193. Ginzburg V L "High-temperature superconductivity: its possible mechanisms" *Physica C* **209** 1 (1993)
 194. Гинзбург В Л "Высокотемпературная сверхпроводимость" *Энергия* **9** 2 (1984)
 195. Гинзбург В Л Джон Бардин и теория сверхпроводимости. См. [1], с. 436. Английский вариант: *J. Supercond.* **4** 327 (1986)
 196. *Physical Properties of High Temperature Superconductors I* (Ed. D M Ginsberg) (Singapore: World Scientific, 1989). В дальнейшем вышло еще несколько томов этой серии
 197. Ginzburg V L, Maksimov E G "Mechanisms and models of high temperature superconductors" *Physica C* **235–240** 193 (1994)
 198. Shimada D et al. *Phys. Rev. B* **51** 16495 (1995)
 199. Maksimov E G *J. Supercond.* **8** 433 (1995)
 200. Maksimov E G, Savrasov S U, Savrasov D U, Dolgov O V *Phys. Rev. B* (in press)
 201. Гинзбург В Л, Максимов Е Г "О возможных механизмах высокотемпературной сверхпроводимости (обзор)". *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **5** (9) 1543 (1992). Англ. пер.: *Superconductivity Phys. Chem. Tech.* **5** 1505 (1992)
 202. Abrahams E et al. *Phys. Rev. B* **52** 1271 (1995)
 203. Fehrenbacher R, Norman M R *Phys. Rev. Lett.* **74** 3884 (1995)
 204. O'Donovan C, Carbotte J R *Physica C* **252** 87 (1995)
 205. Vozovic I et al. *J. Supercond.* **7** 187 (1994)
 206. Cyrot M, Pavina D *Introduction to Superconductivity and High-Tc Materials* (Singapore: World Scientific, 1992)
 207. Гинзбург В Л, Андрияшин Е А *Сверхпроводимость* (М.: Педагогика, 1990) [Ginzburg V L, Andryushin E A *Superconductivity* (Singapore: World Scientific, 1994)]
 208. Lubkin G R *Physics Today* **49** (3) 48 (1996)
 209. Sobyenin A A (in press)
 210. Плакида Н М *Высокотемпературные сверхпроводники* (М.: Международная программа образования, 1996); Berlin: Springer-Verlag, 1995)
 211. Golubov A A et al. *Physica C* **235–240** 2383 (1994)
 212. Combescot R, Leyronas X *Phys. Rev. Lett.* **75** 3732 (1995)
 213. Maple M B *Physica B* **215** 110 (1995); *Physica B* **215** 127 (1995)
 214. Bozovic I, Eckstein J N, in *Physical Properties of High Temperature Superconductors V* (Ed. D M Ginsberg) (Singapore: World Scientific, 1996)
 215. Ford P J, Saunders G A *Contemp. Phys.* **38** 63 (1997)

Superconductivity and superfluidity (what is done and what is not done)

V.L. Ginzburg

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences
Leninskii prosp. 53, 117924 Moscow, Russia
Tel. (7-095) 135-85 70. Fax (7-095) 938-22 51*

Author's theoretical work on superconductivity and superfluidity from 1943 to 1996 is described.

PACS numbers: **01.65. + g**, **74.20.De**, **74.20. Hn**, **47.37. + q**, **67.40.–w**
Bibliography — 215 references

Received 20 December 1996