

О сверхпроводимости и сверхтекучести (что мне удалось сделать, а что не удалось), а также о "физическом минимуме" на начало XXI века

В.Л. Гинзбург

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2003 г.)

Содержание

1. Введение.
2. Краткая история моей деятельности в области сверхпроводимости до создания высокотемпературных сверхпроводников.
3. О высокотемпературных и комнатотемпературных сверхпроводниках (ВТСП и КТСП).
4. Термоэлектрические явления в сверхпроводящем состоянии.
5. Работы в области сверхтекучести. Ψ -теория сверхтекучести.
6. "Физический минимум" — какие проблемы физики и астрофизики представляются особенно важными и интересными в начале XXI века?

Список литературы

1. Введение

Раньше всего хочу выразить искреннюю благодарность Шведской академии наук и ее Нобелевскому комитету по физике за присуждение мне Нобелевской премии по физике за 2003 год. Я хорошо представляю себе, сколь трудна задача выбрать не более чем троих лауреатов из значительно большего числа кандидатов. Тем ценнее получение этой премии. У меня лично имеются к тому же два дополнительных обстоятельства, побуждающих ценить присуждение премии.

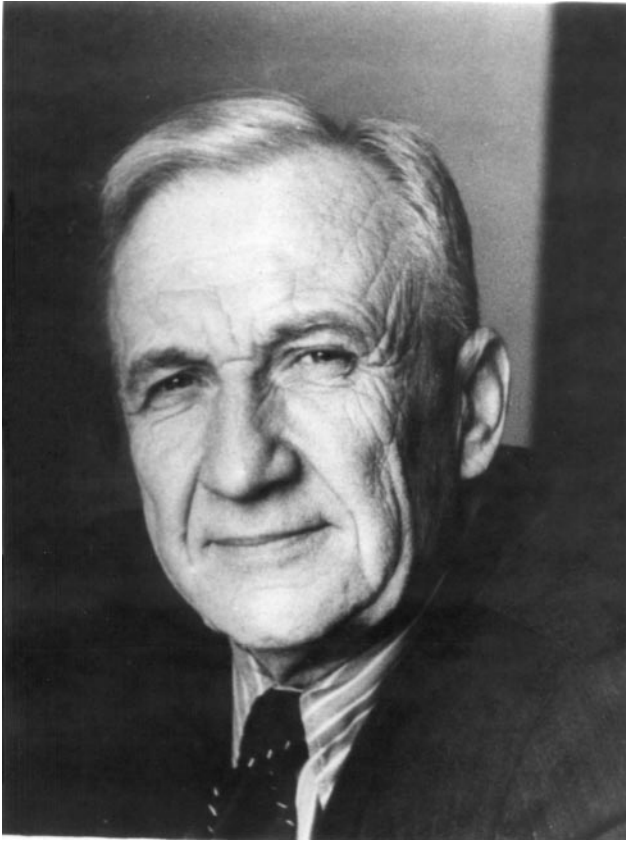
Во-первых, мне уже 87 лет, посмертно Нобелевскую премию не дают, да мне как атеисту не так уж и существенно признание после смерти.

Во-вторых, Нобелевские премии по физике получали соответственно в 1958 и 1962 гг. Игорь Евгеньевич Тамм и Лев Давидович Ландау. Когда речь идет не о средней школе — понятие учителя довольно условно и часто применяется по формальным признакам, например, так называют руководителя при подготовке диссертации. Но я думаю, что непосредственными учителями в науке уместно называть только тех, кто оказал на тебя

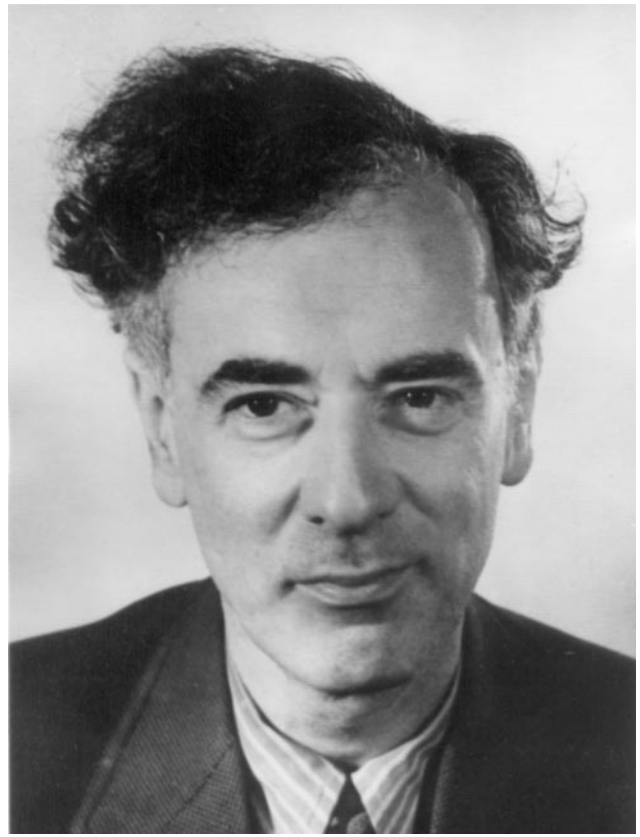
наибольшее влияние, с кого ты брал пример. И вот именно такими людьми были для меня И.Е. Тамм и Л.Д. Ландау. Поэтому мне как-то особенно приятно, что я в известном смысле оправдал их хорошее отношение. Дело, конечно, не в премии самой по себе, а в том, что ее получение вслед за ними свидетельствует о следовании по их пути.

Теперь о Нобелевской лекции. В этой лекции полагается, не знаю уж, по правилам или в силу естественной традиции, рассказывать о той работе, за которую получена премия. Но мне известно, по крайней мере, одно исключение. П.Л. Капица получил в 1978 г. премию за "изобретения и открытия в области физики низких температур". Но лекцию П.Л. Капица прочел под названием "Плазма и контролируемая термоядерная реакция". Он мотивировал свой выбор темы тем, что в области физики низких температур работал за много лет до получения премии, и ему представляется более интересным рассказать о том, чем он занимается сейчас. Поэтому П.Л. Капица и рассказал о своих попытках построить термоядерный реактор с использованием высокочастотных электромагнитных полей. Кстати сказать, успеха на этом пути достичь не удалось, что в данном контексте не имеет значения.

Я своих "пионерских работ в области сверхпроводимости и сверхтекучести", за которые получил премию, не забыл, но не хотел бы подробно останавливаться на них. Дело в том, что в 1997 г. мне захотелось подвести известный итог своей деятельности в соответствующей области, и я написал статью "Сверхпроводимость и сверхтекучесть (что удалось и чего не удалось сделать)" [1, 2]. В этой статье подробно изложена, в частности, история создания нашей совместной с Л.Д. Ландау квазифеноменологической теории сверхпроводимости [3]. В подобной ситуации было бы излишним и, главное, скучным все это повторять. Кроме того, теория сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау, которую я называю Ψ -теорией сверхпроводимости, используется в работе А.А. Абрикосова [4] и он, вероятно, на ней остановится в своей Нобелевской лекции. Я уже не говорю о том, что Ψ -теория сверхпроводимости освещена во многих книгах (см., например, [5, 6]). Вместе с тем имеется ряд вопросов из области сверхпроводимости и сверхтекуче-



И.Е. Тамм



Л.Д. Ландау

сти, которыми я занимался, но которые остаются недостаточно исследованными. Вот я и решил в настоящей лекции подробнее коснуться двух таких важнейших проблем.

Речь идет о термоэлектрических эффектах в сверхпроводящем состоянии и о Ψ -теории сверхтекучести. Правда, перед тем как остановиться на этих вопросах, я все же кратко осветю всю историю своей деятельности в области сверхпроводимости. В конце же лекции позволю себе коснуться некоторой образовательной программы для физиков (вопроса о "физическом минимуме"), которой интересуюсь уже больше тридцати лет.

2. Краткая история моей деятельности в области сверхпроводимости

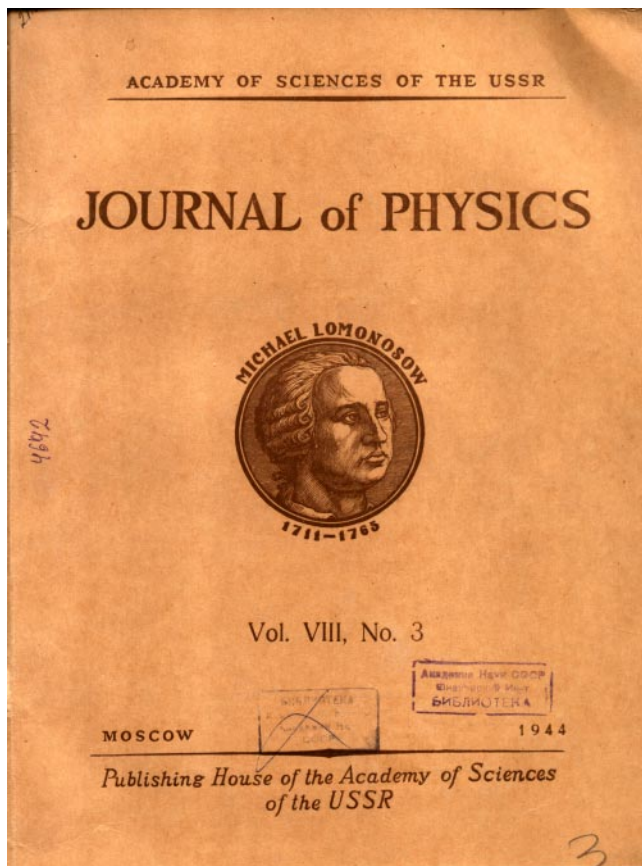
до создания высокотемпературных сверхпроводников
Л.Д. Ландау ровно год просидел в тюрьме и был освобожден 28 апреля 1939 г. в основном благодаря усилиям П.Л. Капицы, взявшего его "под личное поручительство"¹. В таком состоянии Ландау пребывал вплоть до своей безвременной смерти в 1968 г. "Дело" же Ландау было официально прекращено "за отсутствием состава преступления" лишь в 1990 г. (!). Тюрьма сильно повлияла на Ландау, но, к счастью, не лишила его выдающихся способностей как физика. Поэтому он "оправдал доверие", как тогда говорили, тех, кто выпустил его на поруки вместо того, чтобы расстрелять или сгноить в тюрьме (Ландау лично мне говорил, что уже был близок к смерти), и построил свою теорию сверхтекучести [7]. Я присутствовал на его докладе на эту тему в

1940 г. или, быть может, уже в 1941 г. (работа [7] поступила в редакцию 15 мая 1941 г.). В конце этой работы рассматривается также сверхпроводимость, трактуемая как сверхтекучесть электронной жидкости в металлах.

На меня эта работа произвела, конечно, впечатление, но я тогда был увлечен исследованием совсем другого круга вопросов, а именно теорией частиц с высшими спинами. Поэтому сразу же низкими температурами не занялся, а вскоре наша жизнь существенно изменилась с наступлением войны (она для СССР, как известно, началась 22 июня 1941 г.). Физический институт Академии наук СССР, где я работал и работаю до сих пор, был эвакуирован из Москвы в г. Казань, было немало трудностей, о чем пишу в автобиографии. Так или иначе, только в 1943 г. я попытался в духе теории сверхтекучести Ландау [7] сделать нечто подобное в применении к сверхпроводимости². Эта работа [9] сейчас не представляет ценности, но, думаю, что кое-что интересное в ней было, ибо Бардин в своем известном обзоре [10] останавливается на ней довольно подробно. Но я и тогда понимал, что эта работа слабая, и поэтому не направил ее в журнал на английском языке, как мы тогда обычно поступали (этот журнал — *Journal of Physics USSR* был ликвидирован в 1947 г. в период "холодной войны"). Следующая моя работа была посвящена термоэлектрическим явлениям в сверхпроводящем состоянии [11], и ее судьба мне кажется необычной и странной. Дело в том, что прошло уже 60 лет, а

¹ Подробнее об этом см., например, статью 10 в книге [2].

² Правда, еще несколько раньше я на основе теории Ландау [7] рассмотрел вопрос о рассеянии света в гелии II [8].



ON THE THERMOELECTRIC PHENOMENA IN SUPERCONDUCTORS

By V. L. GINSBURG,

Lebedev Physical Institute, Academy of Sciences of the USSR

(Received November 23, 1943)

Thermoelectric properties of superconductors are discussed. A normal current j^n should appear in superconductors having temperature gradients; in isotropic superconductors this current is compensated by a superconducting current j^s and therefore cannot be observed. In superconducting crystals, on the contrary, the density of the resulting current $j = j^s + j^n$ does not vanish and, generally speaking, their magnetic field should enable one to detect the thermal current.

The thermoelectric properties of superconductors have been repeatedly studied. A short review of the experimental data and a bibliography can be found in a book by Burton, Smith and Wilhelm (1). It might seem from the experimental data that thermoelectric phenomena in superconductors disappear completely inasmuch as the Peltier effect is not observed when a superconducting current passes through the junction of two superconductors, just as no thermal current is observed when one of the junction in a superconducting current is heated. However this conclusion would be somewhat hasty.

An analysis of the thermoelectric properties of superconductors can be carried out on the basis of modern conceptions of superconductivity recently reviewed by the author (2). We thus arrive at the conclusion that under special conditions some specific thermoelectric phenomena should be observed in superconductors.

1. In homogeneous, isotropic superconductors without a temperature gradient the current densities of the superconducting current j^s and normal current j^n (which can exist in the superconductor) are defined by the following equations (2):

$$\text{rot } j^s = -\frac{1}{c} H, \quad (1)$$

$$\frac{\partial j^s}{\partial t} = E, \quad (2)$$

$$j^n = \sigma E. \quad (3)$$

where Δ is a coefficient depending on the temperature T .

It is our aim to generalize equations (1)–(3) for the case when a temperature gradient and gradient of the thermodynamic potential Φ exist. In non-superconducting metals $j^n = 0$ and the total current equals the normal component and is defined by (3). For non-vanishing ∇T and $\nabla \Phi$ it is well known that equation (3) must be substituted by the following:

$$j^n = \sigma (E - \nabla \Phi) + b \nabla T, \quad (4)$$

where Q is a certain charge and δ is a coefficient depending on T . Usually $\nabla \Phi/e$ is written instead of $\nabla(\Phi/Q)$, where μ is the chemical potential and e — the electron charge, but this is an insignificant point as Q, μ and Φ are all unknown. In a state of thermodynamic equilibrium $E - \nabla(\Phi/Q) = 0$; at the junction of the two superconductors $\nabla(\Phi/Q) \neq 0$ and therefore $E \neq 0$. It will be clear that in a state of equilibrium the superconducting current cannot arise independently, and it therefore follows that for non-vanishing $\nabla \Phi$ equation (2) must be substituted by the following:

$$\frac{\partial j^s}{\partial t} = E - \nabla \Phi. \quad (5)$$

* The phenomenological theory of thermoelectric phenomena in ordinary metals can be found in Gurevich's book (3).

некоторые предсказания, сделанные в этой работе, до сих пор не проверены и, вообще, термоэлектрические явления в сверхпроводящем состоянии остаются совершенно недостаточно исследованными. Сам я в последующие годы не раз возвращался к этой проблематике, но какого-то заметного успеха не достиг. Призывы же, обращенные к другим физикам, слабо действуют, вопрос оказался немодным. Вот я и хочу воспользоваться последней для меня возможностью и привлечь к нему внимание. Этому будет посвящен раздел 4.

Однако вопрос о термоэлектрических эффектах в сверхпроводниках, хотя и интересен, но все же это частная проблема, возникающая, очевидно, лишь при наличии градиента температуры. В то же время тогда отсутствовала достаточно совершенная теория сверхпроводимости даже в условиях термодинамического равновесия. Дело в том, что известная теория Лондонов, предложенная в 1935 г. [12] (о ней еще пойдет речь в разделе 4 лекции), многое дала, и в определенных условиях широко используется и сейчас [5, 6, 13], но она совершенно недостаточна. Последнее было в значительной мере выяснено в моей следующей работе, выполненной еще в 1944 г. [14]. Именно, теория Лондонов неприменима в сильном магнитном поле (поле в теории сверхпроводимости называется сильным, если оно порядка критического магнитного поля H_c ; речь идет о сверхпроводниках 1-го рода). Далее из теории Лондонов следует, что поверхностная энергия σ_{ns} на границе нормальной и сверхпроводящей фаз оказывается отрицательной, и для достижения положительности σ_{ns} придается без всяких оснований вводить какую-то допол-

нительную и при этом большую поверхностную энергию неэлектромагнитного происхождения. Таким образом, стало очевидно, что теорию Лондонов необходимо обобщить. Эта задача и была решена в 1950 г. в Ψ -теории сверхпроводимости [3]³. Возникает вопрос и мне его не раз задавали, почему понадобилось 5 лет после работы [14], в которой была осознана необходимость обобщить теорию Лондонов, для создания Ψ -теории. Разумеется, в отношении других физиков я на этот вопрос ответить не могу. Что же касается меня самого, то я в какой-то мере продвигался к цели, как это описано в статье [1]. Но, думаю, главная причина медленности этого процесса все же та, что я не сконцентрировал внимание на теории сверхпроводимости. Великое счастье физиков-теоретиков заключается в том, что они могут почти одновременно работать в нескольких направлениях и, вообще, быстро переходить от темы к теме. Конкретно, в период после 1944 г. и до 1950 г. помимо сверхпроводимости и сверхтекучести, я занимался распространением радиоволн в ионосфере (плазме), радиоизлучением Солнца, рассеянием света в жидкости, теорией переходного излучения (мы обратили внимание на существование этого эффекта совместно с

³ Как уже упоминалось, эту теорию обычно называют теорией Гинзбурга – Ландау. Я же пользуюсь термином Ψ -теория сверхпроводимости потому, что, как мне кажется, по крайней мере, в русском языке использование своей фамилии звучит несколько претенциозно. Кроме того, в применении к сверхтекучести аналогичная теория развивалась мной совместно не с Ландау, а с Л.П. Питаевским и А.А. Соболевым.

И.М. Франком), релятивистской теорией частиц с высокими спинами (частично совместно с И.Е. Таммом), излучением в ондуляторах, теорией ферроэлектриков (сегнетоэлектриков), да и еще кое-чем. Особо отмечу, что ферроэлектрические явления (с применением, в основном, ВаТiO₃) рассматривались [15] на основе теории фазовых переходов Ландау, и это направление в дальнейшем развивалось (см. статью 5 в сборнике [2])⁴.

Ψ -теория сверхпроводимости [3] как раз и представляет из себя применение, если угодно, теории фазовых переходов Ландау к сверхпроводимости. При этом роль параметра порядка играет некоторая скалярная комплексная функция Ψ . В силу сказанного ранее, ограничусь здесь тем, что приведу используемые уравнения для Ψ и векторного потенциала электромагнитного поля \mathbf{A} (как известно, $\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{H}$, где \mathbf{H} — напряженность магнитного поля, не отличающаяся здесь от магнитной индукции \mathbf{B} ; кроме того, используется калибровка $\text{div } \mathbf{A} = 0$):

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

$$\Delta\mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s,$$

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

Рассматривается равновесное или, во всяком случае, стационарное состояние и здесь считается, что плотность нормального тока в сверхпроводнике $\mathbf{j}_n = 0$ (полная плотность тока $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n$, где \mathbf{j}_s — плотность сверхпроводящего тока). Кроме того, на границе сверхпроводника с вакуумом используется граничное условие

$$\mathbf{n} \left(-i\hbar\nabla - \frac{e^*}{c} \mathbf{A} \right) \Psi = 0, \quad (3)$$

где \mathbf{n} — нормаль к границе.

Вблизи критической температуры T_c , при которой происходит в равновесном случае переход из нормальной фазы в сверхпроводящую, в Ψ -теории можно (и даже нужно) положить

$$\alpha = \alpha'_c(T - T_c), \quad \beta = \beta(T_c) \equiv \beta_c > 0, \quad \alpha'_c > 0 \quad (4)$$

и поведение сверхпроводника определяется параметрами

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{m^*c^2\beta_c}{4\pi(e^*)^2|\alpha|}}, \quad \kappa = \frac{m^*c}{e^*\hbar} \sqrt{\frac{\beta_c}{2\pi}} = \frac{\sqrt{2}e^*}{\hbar c} H_{cm}\delta_0^2, \quad (5)$$

Здесь δ_0 — глубина проникновения в сверхпроводник слабого магнитного поля $H \ll H_{cm}$ и H_{cm} — критическое магнитное поле для массивных образцов (ранее упоминалось критическое поле H_c , которое, например, для пленок больше H_{cm}).

Поскольку Ψ -теория феноменологическая, значения массы m^* и заряда e^* заранее неизвестны. При этом,

поскольку Ψ не является наблюдаемой величиной (ими являются, в частности, величины δ_0 и H_{cm}), массу m^* можно выбирать произвольно — в измеряемые (наблюдаемые) значения она не входит. Вопрос же о выборе значения для e^* весьма интересен и любопытен. Мне с самого начала казалось, что e^* — это некоторый эффективный заряд, который может быть отличен от заряда электрона или, как иногда говорят, свободного электрона e . Однако Ландау не видел оснований для отличия e^* от e , и в нашей работе [3] в виде некоторого компромисса так и написано, что заряд e^* "нет оснований считать отличным от заряда электрона". Я оставался при своем мнении, и увидел способ решения вопроса путем сравнения теории с опытом. Конкретно, заряд e^* входит в выражение (5) для κ , где δ_0 и H_{cm} измеряются на опыте; вместе с тем κ входит в выражение для поверхностной энергии σ_{ns} , для глубины проникновения в сильное поле (поле $H \gtrsim H_{cm}$) и для предельных полей переохлаждения и перегрева сверхпроводящих образцов. На таком пути из сравнения теории с опытом я пришел к выводу [17], что $e^* = (2-3)e$. При обсуждении этого результата с Ландау, он привел возражение, которым, очевидно, руководствовался и ранее, хотя и не высказывал его. Именно, если считать заряд e^* эффективной величиной, подобно, скажем, эффективной массе m_{eff} в теории металлов или полупроводников, то эффективный заряд e^* может и, вообще говоря, будет зависеть от координат в силу зависимости параметров, характеризующих проводник, от температуры, давления и состава, которые в свою очередь могут зависеть от координат \mathbf{r} . Если же $e^*(\mathbf{r})$, то теряется калибровочная (градиентная) инвариантность уравнений Ψ -теории (1), (2). Я не нашел возражений против этого замечания, и в статье [17] изложил ситуацию (сообщив, конечно, с его разрешения, мнение Ландау). Ларчик же просто открывался. После создания в 1957 г. теории Бардина, Купера и Шриффера (БКШ) [18] стало ясно, что в сверхпроводниках происходит "спаривание" электронов с противоположными импульсами и спинами (имею в виду простейший случай). Образующиеся "пары", иногда называемые куперовскими парами, обладают нулевым спином и являются бозе-частицами или, точнее, квазичастицами. Бозе-эйнштейновская конденсация этих пар и приводит к появлению сверхпроводимости. Кстати сказать, еще в 1952 г. я отметил [19], что заряженный бозе-газ будет вести себя как сверхпроводник, но до идеи спаривания не догадался. Между прочим, она высказывалась [20, 21] еще до Купера [22]. Из теории БКШ сразу, по-видимому, ясно, что роль заряда e^* в теории сверхпроводимости должен играть заряд пары, т.е. $2e$. Этот факт и был доказан Горьковым [23], получившим из теории БКШ уравнения Ψ -теории. Таким образом, Ландау оказался прав в том отношении, что заряд e^* должен быть универсальным, и я оказался прав в том, что он не равен e . Но вот сколь простая, казалось бы, мысль, что оба требования совместимы и $e^* = 2e$, никому не пришла в голову. Задним числом можно стыдиться такой слепоты, но это далеко не редкий случай в науке, и я не столько стыжусь этой слепоты, сколько досадно мне, что она имела место.

В нашей работе [3] было получено много результатов. Была вычислена при малых значениях параметра κ поверхностная энергия σ_{ns} и указано, что она уменьшается с ростом κ , причем обращается в нуль при $\kappa = \kappa_c = 1/\sqrt{2}$. Опираясь на имевшиеся эксперименталь-

⁴ Подробнее о перечисленных и других моих работах см. в статье "A Scientific Autobiography — an Attempt" ("Опыт научной автобиографии"), имеющейся в книге [16].

ные данные, мы полагали, что для чистых сверхпроводников $\kappa < \kappa_c$, и это, в общем, правильно. Так или иначе, мы подробнее рассматривали только сверхпроводники с $\kappa < \kappa_c$, которые называются сейчас сверхпроводниками I рода. Я сам в дальнейшем тоже ограничивался исследованием сверхпроводников I рода (известным исключением является работа [24]). В 1950 г., да и ранее, было известно, что сверхпроводящие сплавы ведут себя обычно существенно не так, как чистые сверхпроводники. Особенно четкие результаты в отношении сплавов были получены в середине 30-х годов Л.В. Шубниковым⁵ и его сотрудниками в Харькове (ссылки и результаты см. в [25], затронут этот материал и в [26], а подробнее в [27]). В [27] используется даже термин "шубниковская фаза" для исследованных Шубниковым сплавов. Однако понимания ситуации не было, и мы с Ландау, как и многие другие, считали, что сплавы — "дело грязное", и не интересовались ими, ограничившись материалами с $\kappa < \kappa_c$, для которых $\sigma_{ns} > 0$, т.е. сверхпроводниками I рода. Правда, как указывается в статье А. Абрикосова [4] и в [5], Ландау высказал предположение, что в сплавах как раз $\kappa > 1/\sqrt{2}$, т.е. по современным представлениям они являются сверхпроводниками II рода.

Большая часть работы [3] была посвящена решению различных задач на основе уравнений Ψ -теории. Помимо уже упомянутого вопроса об энергии σ_{ns} , рассматривалось преимущественно поведение сверхпроводящих пластин и пленок во внешнем магнитном поле, а в некоторых случаях и при наличии тока, причем теория сравнивалась с опытом. В дальнейшем Ландау подобными расчетами и, вообще, развитием Ψ -теории не интересовался. Мои собственные усилия в этом направлении освещены в [1]. Ограничусь здесь упоминанием о довольно очевидном, но важном обобщении Ψ -теории [3], в которой сверхпроводники считались изотропными, на анизотропный случай [28]. Далее, исследовались перегрев и переохлаждение сверхпроводников в магнитном поле [29], квантование магнитного потока в случае сверхпроводящего цилиндра с любой толщиной стенок [30] и проводилось сравнение Ψ -теории с опытом уже после создания теории БКШ [31]. Особо упомяну работу [32], развивавшуюся в [33], мало связанную с Ψ -теорией и касающуюся ферромагнитных сверхпроводников. Такие сверхпроводники в то время еще обнаружены не были, и в [32] предлагается объяснение этому факту, связанное с учетом магнитной энергии. В дальнейшем (после создания теории БКШ) стало ясно, что в ферромагнетиках появление сверхпроводимости затруднено также в силу спинового взаимодействия. Я этой проблемой не занимался, но хочу обратить внимание на следующее. В статье [32] были приведены определенные соображения, позволяющие изменять роль магнитного фактора (использование тонких пленок и материалов со сравнительно большой коэрцитивной силой). Не думаю, чтобы кто-либо обратил внимание на эти возможности, старые работы редко читают. Конечно, я не уверен в том, что на современном этапе в статьях [32, 33] можно найти нечто представляющее интерес, и хотел бы лишь одного, — чтобы эти работы посмотрели.

⁵ В 1937 г., в разгар сталинского террора, Л.В. Шубников был арестован и расстрелян.

В далеком 1943 г. я занялся изучением сверхпроводимости потому, что это явление представлялось тогда самым таинственным в физике конденсированного состояния вещества. Но после создания Ψ -теории, и особенно теории БКШ, картина в отношении известных тогда материалов стала, в общем, ясна. Поэтому я потерял к сверхпроводимости особый интерес, хотя эпизодически кое-что и делал в этой области (см., например, [30, 34]). Интерес у меня возродился в 1964 г. в связи с постановкой вопроса о возможности существования высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). У первого обнаруженного в 1911 г. сверхпроводника — ртути $T_c = 4,15$ К, в то время как температура кипения ${}^4\text{He}$ при атмосферном давлении $T_{b, {}^4\text{He}} = 4,2$ К. Кстати сказать, жидкий гелий с 1908 по 1923 гг. целых 15 лет получали только в Лейдене, и масштаб работ в области физики низких температур, по сегодняшним меркам, был очень мал. Достаточно сообщить, в качестве примера, что в библиографическом указателе, помещенном в конце монографии [26], приведено около 450 ссылок на работы по сверхпроводимости (или, иногда, близким вопросам) за период с 1911 по 1944 гг.; из них на годы 1911–1925 гг. приходится только 35 ссылок. Между тем после 1986–1987 гг., когда была открыта ВТСП, за 10 последующих лет было опубликовано около 50000 статей, т.е. примерно по 15 статей в день (!).

Несомненно, сразу же после открытия и первых исследований сверхпроводимости встал вопрос о том, почему это явление наблюдается лишь при низких температурах или, как говорят, гелиевых температурах. Но, естественно, дать ответ было невозможно до того, как была понята природа сверхпроводимости, т.е. до создания в 1957 г. теории БКШ [18]. В этой теории было получено такое выражение для критической температуры

$$T_c = \theta \exp\left(-\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}}\right), \quad (6)$$

где $k_B\theta$ — область энергий вблизи энергии Ферми $E_F = k_B\theta_F$, в которой электроны проводимости (точнее, соответствующие квазичастицы) притягиваются, что и обуславливает образование пар и неустойчивость нормального состояния; далее, в простейшем случае, $\lambda_{\text{eff}} = \lambda = N(0)V$, где $N(0)$ — плотность электронных уровней вблизи поверхности Ферми в нормальном состоянии и V — некоторый средний матричный элемент энергии взаимодействия между электронами, отвечающего притяжению. В теории БКШ, в ее первоначальной форме, "константа связи" λ_{eff} и, конкретно, λ считается малой ("слабая связь"), т.е.

$$\lambda \ll 1. \quad (7)$$

Что касается температуры θ , то в теории БКШ считалось, что

$$\theta \sim \theta_D, \quad (8)$$

где θ_D — дебаевская температура металла, ибо притяжение между электронами считалось обусловленным электронно-фононным взаимодействием (как известно, максимальная энергия фононов в твердом теле порядка $k_B\theta_D$). В типичных случаях $\theta_D \lesssim 500$ К и $\lambda \lesssim 1/3$, откуда,

согласно (6), $T_c \lesssim 500 \exp(-3) = 25$ К или общее

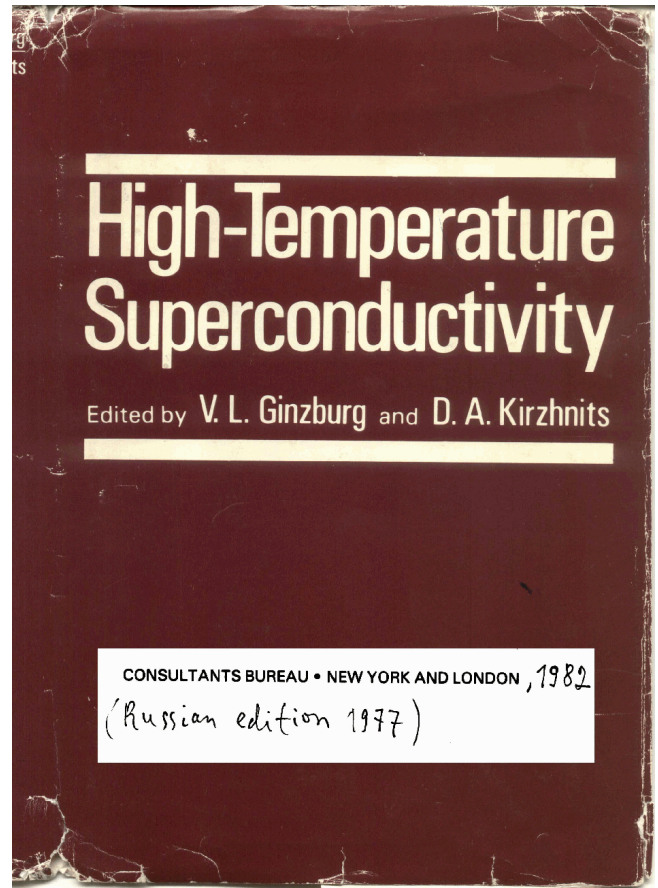
$$T_c \lesssim 30 - 40 \text{ К.} \quad (9)$$

Здесь не место все это уточнять. Но, как мне кажется, сказанного достаточно для того, чтобы понять, почему для типичных металлов условие (9) выполняется и даже с запасом. Так, все усилия обнаружить или создать сверхпроводник по возможности с более высокой критической температурой до открытия ВТСП в 1986–1987 гг. привели к созданию в 1973 г. только соединения Nb_3Ge с $T_c = 23 - 24$ К (здесь и ниже я, разумеется, не стремлюсь к тому, чтобы приводить точные значения различных параметров; они зависят от чистоты, обработки образцов и т.д.).

3. О высокотемпературных и комнатотемпературных сверхпроводниках (ВТСП и КТСП)

После создания теории БКШ можно было подумать и о возможностях радикального повышения критической температуры. Возможно, я чего-либо не знаю, но, насколько мне известно, этот вопрос четко и конструктивно был впервые поставлен Литтлом в 1964 г. [35]. Вынужденный из-за недостатка места излагать дальнейшую часть этого раздела весьма схематически, могу сказать, что Литтл предложил рассмотреть возможность замены фононного механизма притяжения между электронами проводимости на подобное притяжение за счет взаимодействия со связанными электронами, имеющимися в той же системе. Я называю такой механизм экситонным или электрон-экситонным, ибо на наглядном уровне речь идет о замене фононов экситонами — возбуждениями в системе связанных электронов. Правда, такой термин используется в литературе не всегда. При этом Литтл использовал квазидномерную модель, в которой некоторая проводящая нить ("spine") была окружена боковыми "поляризаторами", скажем, органическими молекулами. Поскольку для электронных экситонов или, иначе говоря, для возбужденных состояний связанных электронов, характерная температура $\theta_{ex} = E_{ex}/k_B \lesssim \theta_F \sim 10^4 - 10^5$ К и, во всяком случае, вполне реальные значения $\theta_{ex} \sim 10^4$ К, очевидно, что заменяя в (6) $\theta \sim \theta_D$ на $\theta \sim \theta_{ex}$, мы получаем значения $T_c \lesssim 10^3$ К (если, скажем, $\lambda \sim 1/3$). Разумеется, пока что это только слова, ибо, как реализовать модель Литтла неясно, и это не сделано и до сих пор. К тому же, как выяснилось, в квазидномерных системах флуктуации так велики, что переход в сверхпроводящее состояние, вероятно, не может иметь места. Однако, ознакомившись с работой [35], я сразу же предложил [36] квазидномерную модель, в которой плоский проводник соприкасается с диэлектриком, скажем, с диэлектрической пленкой. Развитие этого варианта — чередование тонких проводящих слоев с диэлектрическими слоями, мы называли "сэндвичем". Переход от квазидномерной модели к квазидномерной был не случаен, ибо непосредственно перед работой [36] мы с Д.А. Киржницем⁶ рассмотрели [37] вне всякой связи с проблемой ВТСП,

⁶ К сожалению, выдающийся физик-теоретик Д.А. Киржниц безвременно скончался в 1998 г.



задачу о двумерной (поверхностной) сверхпроводимости. Кстати сказать, этот вопрос до сих пор достаточно интересен и сам по себе, но за недостатком места не могу здесь на нем останавливаться, ограничившись ссылками [36, 38].

Квазидномерные системы обладают уже тем преимуществом по сравнению с квазидномерными, что в них значительно меньше флуктуации, разрушающие сверхпроводимость. Развитием квазидномерного варианта [36, 39] мы и занялись. Точнее, в ФИАНе (Физическом институте им. П.Н. Лебедева АН СССР) группа теоретиков занялась проблемой ВТСП в широком плане, обсуждая все известные нам вопросы и возможности. Плоды этой деятельности были отражены в монографии [40], опубликованной даже в английском переводе в 1982 г., т.е. за 4–5 лет до экспериментального создания ВТСП [41, 42] в 1986–1987 годы. Если не касаться рассмотрения различных моделей и возможностей, то наиболее важным количественным результатом нашей работы, принадлежавшим в основном Д.А. Киржницу, является условие устойчивости кристалла. Дело в том, что основным возражением против возможности создать ВТСП было опасение, что при значении параметров металла, необходимых для получения ВТСП, т.е. материала с $T_c > T_{b,N_2} = 77,4$ К⁷, кристаллическая решетка будет неустойчива. Если сформулировать

⁷ Не знаю, существует ли общепринятое определение, какой сверхпроводник считать высокотемпературным. По моему мнению, разумно считать, что ВТСП имеет место, если $T_c > 77,4$ К, т.е. выше температуры кипения азота при атмосферном давлении.

вопрос в терминах продольной диэлектрической проницаемости вещества $\varepsilon(\omega, \mathbf{q})$, где ω — частота и \mathbf{q} — волновой вектор (ограничиваемся здесь изотропным телом), то для образования электронных пар, если рассуждать грубо, нужно, чтобы межэлектронное взаимодействие $V = e^2/\varepsilon(0, q)r$ было отрицательным, т.е. отвечало притяжению. Но это соответствует требованию $\varepsilon(0, q) < 0$; между тем, по некоторым соображениям, считалось, что для устойчивости решетки необходимо требование

$$\varepsilon(0, q) > 0. \quad (10)$$

Правда, при более подробном рассмотрении (см. [1, 40]) выяснилось, что сверхпроводимость возможна и при условии (10), но значения T_c оказывались небольшими, даже ниже оценки (9). В [40] и указанных там наших статьях было выяснено, что правильное условие устойчивости при $q \neq 0$ имеет вид

$$\frac{1}{\varepsilon(0, q)} \leq 1, \quad (11)$$

т.е. соблюдается, если имеет место одно из двух неравенств

$$\varepsilon(0, q) > 1, \quad \varepsilon(0, q) < 0. \quad (12)$$

Другими словами, с точки зрения устойчивости, любые отрицательные значения $\varepsilon(0, q)$ допустимы и нет ограничений на T_c . Точнее, мы и до сих пор не знаем о таких ограничениях. В результате нашей работы был сделан такой вывод, содержащийся в написанной мной главе 1 книги [40]:

"Из общих теоретических соображений мы в настоящее время считаем 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 [43], 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" сбудется [41, 42]. 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 [35, 36]. На этой теме я уже останавливался выше и в статьях [44, 45] 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. [46]); эта статья помещена и в книге [16].

Сказанное не означает, конечно, что я или наша группа претендуют на очень важный реальный вклад в создание ВТСП. Думаю, вместе с тем, что работы Литтла и наши сыграли существенную роль в постановке проблемы, привлечении к ней внимания. Решение же задачи было достигнуто в значительной мере случайно. Предложение использовать слоистые соединения было разумным и перспективным, но ни я, ни, насколько знаю, кто-либо другой не предложил ведь выбрать именно купраты. Другие же исследованные слоистые соединения не принадлежат к числу ВТСП. В известной

мере случайный характер открытия ВТСП иллюстрируется таким фактом. Еще в 1979 г. в одном из институтов в Москве была создана и даже исследована [47] керамика $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{CuO}_4$, близкая к исследованной Беднордцем и Мюллером [41], и для которой $T_c \simeq 36$ К [48]. Однако авторы [47] измеряли сопротивление своих образцов при температуре не ниже температуры жидкого азота и поэтому не обнаружили их сверхпроводимости. Из сказанного нужно, конечно, сделать тривиальный вывод о том, что все вновь созданные материалы нужно "пробовать" на сверхпроводимость. Довольно очевиден и другой вывод, а именно, что и в наши дни все еще можно без гигантских установок и работы большого коллектива сделать важное открытие и получить за него Нобелевскую премию в следующем же году. Это должно вдохновлять, особенно молодежь.

Современное состояние теории твердого тела не позволяет вычислить значение T_c , как и других параметров сверхпроводников, разве что для еще не созданного металлического водорода. Более того, до сих пор и уже более 15 лет остается невыясненным механизм сверхпроводимости в купратах. Должен заметить, что хотя я при исследовании ВТСП делал, так сказать, ставку на экситонный механизм, вопрос о роли этого механизма в известных ВТСП еще совершенно неясен. При этом в ВТСП (в купратах) с $T_c < 170$ К (максимальное известное значение $T_c \simeq 165$ К достигнуто еще в 1994 г. в купрате $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ под высоким давлением), насколько понимаю, главенствующим может оказаться электрон-фононный механизм образования пар. Эта возможность была в прошлом недооценена (в частности, мной), поскольку ориентировались на оценку (9). Но она справедлива лишь при слабой связи (7). Если же связь сильная (т.е. $\lambda_{\text{eff}} \gtrsim 1$), то формула (6), конечно, уже неприменима, но уже из нее ясно, что T_c растет с ростом λ_{eff} . Обобщение теории БКШ [18] на случай сильной связи [49] позволяет исследовать соответствующие возможности. Из их анализа (см. в особенности [50] и указанную там и в [1] литературу) следует, что в силу высоких значений θ_D и λ_{eff} в купратах электрон-фононный механизм вполне может обеспечить сверхпроводимость с $T_c \lesssim 200$ К. Другое дело, что в условиях так называемого d -спаривания и, возможно, других особенностей сверхпроводимости в купратах, одного электрон-фононного взаимодействия, по-видимому, недостаточно. Однако роль других возможностей (спиновые взаимодействия, экситонное взаимодействие) неясна. Здесь, конечно, не место обсуждать эту важную и актуальную проблему. Я хочу лишь, с одной стороны, подчеркнуть, что долго наблюдавшееся пренебрежение ролью электрон-фононного взаимодействия в купратах всегда казалось мне и представляется сейчас совершенно необоснованным (см. [51]). С другой стороны, возможность на основе электрон-фононного взаимодействия достичь значений $T_c \sim 300$ К, а это уже комнатнотемпературная сверхпроводимость КТСП (RTSC), представляется очень маловероятной, как и при использовании спинового механизма. В то же время, насколько известно, экситонный механизм не встречает принципиальных возражений и при $T_c \sim 300$ К. Поэтому я надеюсь именно на этот механизм для достижения КТСП. Но все это, разумеется, не более чем интуитивные суждения.

Для меня создание ВТСП в течение 22 лет было мечтой, причем никакой гарантии, что цель достижима

вообще и в обозримое время, в частности, не было. Сейчас получение КТСП, с моей точки зрения, занимает такое же место.

4. Термоэлектрические явления в сверхпроводящем состоянии

Термоэлектрические явления и, конкретно, термоток или термоэдс в неравномерно нагретой цепи из двух сверхпроводников, насколько мне известно, впервые пытался наблюдать Мейснер [52] в 1927 г. Он пришел к выводу, что в сверхпроводниках термоэлектрический эффект полностью отсутствует. В 1943 г., когда я заинтересовался этим вопросом, именно такое мнение было общепринятым (см., например, [53] и особенно первое и последующие издания книги [25]). Впрочем, с подобным утверждением я встречался и в последующие годы. Между тем такое заключение ошибочно, что и было указано в моей работе [11], опубликованной еще в 1944 г.

Дело в том, что в сверхпроводящем состоянии помимо сверхпроводящего тока с плотностью \mathbf{j}_s может протекать и нормальный ток с плотностью \mathbf{j}_n . Этот нормальный ток переносится "нормальными электронами", т.е. квазичастицами электронного или дырочного типа, присутствующими в металле как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии. В сверхпроводящем состоянии концентрация таких нормальных квазичастиц сильно зависит от температуры и, вообще говоря, стремится к нулю при $T \rightarrow 0$. Подобные представления, иногда именуемые двухжидкостной моделью, восходят к работе [54]. В изотропном несверхпроводнике или, точнее, в изотропном металле, находящемся в нормальном состоянии, может протекать лишь ток с плотностью

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{E} - \frac{\nabla \mu}{e} \right) + b \nabla T, \quad (13)$$

где μ — химический потенциал электронов и \mathbf{E} — напряженность электрического поля. В сверхпроводящем же состоянии для нормального тока имеем (подробнее см. [55])

$$\mathbf{j}_n = \sigma_n \left(\mathbf{E} - \frac{\nabla \mu}{e} \right) + b_n \nabla T. \quad (14)$$

В то же время, для плотности сверхпроводящего тока \mathbf{j}_s в приближении теории Лондонов [12], которым здесь ограничимся (разумеется, именно такое приближение использовалось в [11])

$$\text{rot}(\Lambda \mathbf{j}_s) = -\frac{1}{c} \mathbf{H}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial(\Lambda \mathbf{j}_s)}{\partial t} = \mathbf{E} - \frac{\nabla \mu}{e}, \quad (16)$$

где $\Lambda = m/(e^2 n_s)$ — некоторая постоянная, причем n_s — концентрация "сверхпроводящих электронов" (так что $\mathbf{j}_s = e n_s \mathbf{v}_s$, где \mathbf{v}_s — скорость); в этой схеме глубина проникновения поля

$$\delta_L = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{4\pi}} = \sqrt{\frac{m c^2}{4\pi e^2 n_s}}.$$

Нужно отметить, что здесь я все несколько упрощаю, ибо на самом деле нужно было бы ввести в (14) и (16) различные химические потенциалы μ_n и μ_s соответственно для нормальных и сверхпроводящих электронов. Кроме того, в (16) в правой части фигурирует еще некоторый член (вообще говоря, небольшой), пропорциональный ∇j_s^2 (см. [55]). Если сверхпроводник неоднороден, то параметр A зависит от координат.

Как ясно из (16), в стационарном случае в сверхпроводнике

$$\mathbf{E} - \frac{\nabla\mu}{e} = 0 \quad (17)$$

и, в силу (14),

$$\mathbf{j}_n = b_n(T)\nabla T. \quad (18)$$

Таким образом, термоток в сверхпроводящем состоянии отнюдь не исчезает. Этот ток, однако, в простейшем случае непосредственно не наблюдается, ибо компенсируется сверхпроводящим током \mathbf{j}_s . Так, рассмотрим однородный стержень из сверхпроводника, один конец которого находится при температуре T_2 , а другой при температуре $T_1 < T_2$ (рис. 1). Тогда в нормальном состоянии (т.е., если $T_1 > T_c$), в силу отсутствия замкнутой цепи, из (13) имеем (рис. 1а)

$$\mathbf{j} = 0, \quad \mathbf{E} - \frac{\nabla\mu}{e} = -\frac{b}{\sigma}\nabla T. \quad (19)$$

В сверхпроводящем же состоянии (при $T_2 < T_c$)

$$\begin{aligned} \mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n = 0, \quad \mathbf{j}_s = -\mathbf{j}_n = -b_n\nabla T, \\ \mathbf{H} = 0, \quad \mathbf{E} - \frac{\nabla\mu}{e} = 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Правда, вблизи концов стержня, где \mathbf{j}_s превращается в \mathbf{j}_n или наоборот, появляются некомпенсированные заряды (charge imbalance effect), и поэтому поле \mathbf{E} не равно $\nabla\mu/e$; здесь и ниже от этого момента отвлекаюсь.

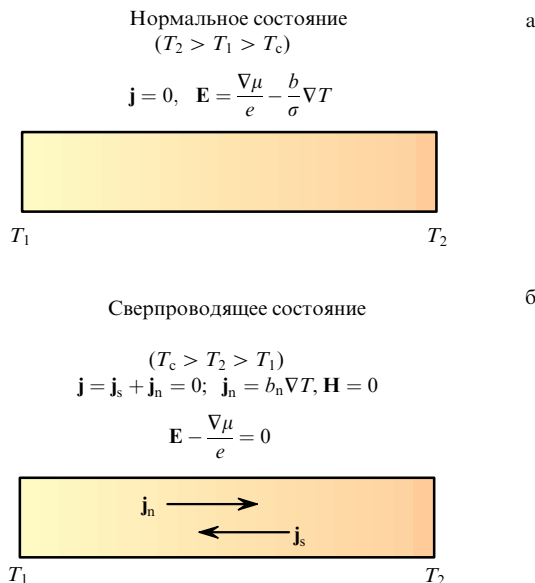


Рис. 1.

Сейчас важно подчеркнуть, что в однородном случае в сверхпроводящем состоянии (рис. 1б) термоток \mathbf{j}_n существует, но поле $H = 0$. Если сверхпроводник неоднороден или анизотропен, то токи \mathbf{j}_s и \mathbf{j}_n , вообще говоря, полностью не компенсируются, и появляется наблюдаемое термоэлектрическое магнитное поле, что и было отмечено в [11]. В то далекое время (60 лет назад!), как уже отмечалось, случай сплавов считался "грязным", и было даже неясным, можно ли использовать для сплавов уравнения Лондонов. Поэтому я ограничился кратким рассмотрением биметаллической пластины (скажем, сваренных или спаянных друг с другом двух различных сверхпроводников; этот спай и является сплавом) при наличии градиента температуры (см. также § 16 в [26] и [55]). В этом случае в силу зависимости параметра A от координат (очевидно, параметр A для разных металлов различен) вдоль линии спая появляется некомпенсированный ток \mathbf{j} и, следовательно, магнитное поле \mathbf{H} , перпендикулярное пластине и линии спая (рис. 2). Подробнее же в [11] и [26] был рассмотрен случай анизотропного сверхпроводника. Для этой цели уравнения Лондонов были довольно тривиальным образом обобщены путем замены скаляра A на тензор A_{ik} (для изотропных и кубических металлов $A_{ik} = A\delta_{ik}$). Если в некубическом сверхпроводящем кристалле в виде пластины градиент температуры ∇T не направлен по оси симметрии, то возникает обтекающий пластину ток \mathbf{j} , и поперек пластины появится магнитное поле \mathbf{H}_T , пропорциональное $(\nabla T)^2$. Это поле современными методами, в принципе, не трудно наблюдать. Казалось бы, интересный эффект и к тому же позволяющий измерить термоэлектрический коэффициент $b_n(T)$ или, точнее, компоненты обобщающего его тензора $b_{n,ik}(T)$. Более тридцати лет назад мне удалось убедить В. Фербенка (W. Fairbank) поставить соответствующий эксперимент, и его результаты остаются до сих пор единственными известными мне на эту тему [56]. К сожалению, эта работа ясности не внесла [55, 57]. Меня просто поражает, что и после получения резко анизотропных ВТСП никто не заинтересовался этим вопросом. Видимо, такова сила моды и в науке.

Правда, известный интерес возник в отношении как раз изотропных сверхпроводников и, по сути дела, в применении к более или менее обычной термоэлектриче-

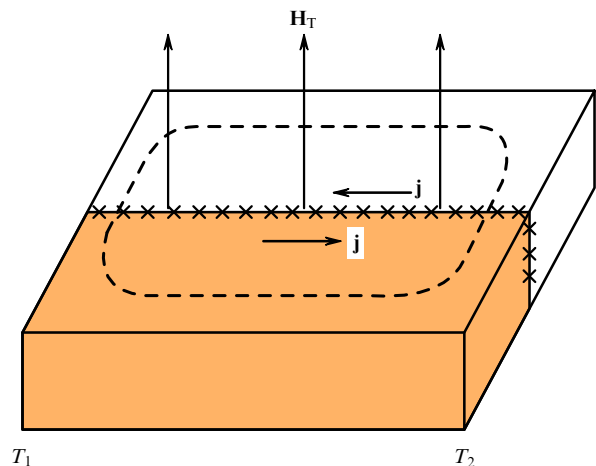


Рис. 2.

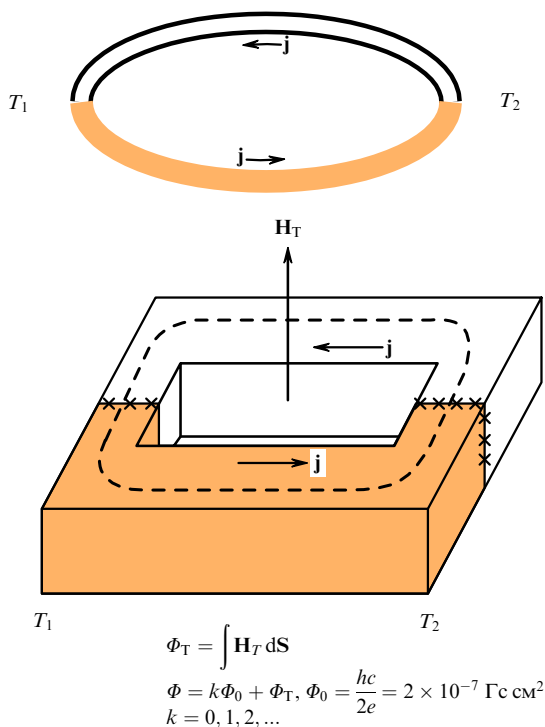


Рис. 3.

ской цепи (рис. 3а). Ведь эта цепь эквивалентна "цепи" рис. 3б. Для нее легко показать [58, 59] (вывод имеется и в [55]), что поток магнитного поля $\Phi = \int \mathbf{H} d\mathbf{S}$ через отверстие равен

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

$$\Phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2 \times 10^{-7} \text{ Гс см}^2, \quad k = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (21)$$

Здесь индексы I и II относятся к сверхпроводящим металлам I и II, δ_{I} и δ_{II} — глубины проникновения поля в эти металлы, $b_{n,\text{I}}$ и $b_{n,\text{II}}$ — соответствующие коэффи-

а

циенты $b_n(T)$ в формуле (18) и Φ_0 — так называемый квант потока. По сути дела, конфигурация рис. 3б эквивалентна биметаллической пластине рис. 2 с $k = 0$, т.е. без отверстия. К сожалению, я в свое время (т.е. в [11, 26]) этого не понял.

Если для простоты считать, что $(b_n\delta^2)_{\text{II}} \gg (b_n\delta^2)_{\text{I}}$ и $\delta_{\text{II}}^2 = \delta_{\text{II}}^2(0)(1 - T/T_{c,\text{II}})^{-1}$, то из (21) имеем ($T_{c,\text{II}} = T_c$)

б

$$\Phi_T = \frac{4\pi}{c} b_{n,\text{II}}(T_c) \delta_{\text{II}}^2(0) T_c \ln \left(\frac{T_c - T_1}{T_c - T_2} \right). \quad (22)$$

Подставив сюда известные значения $b_n(T_c)$ и $\delta(0)$ при $\ln(T_c - T_1)/(T_c - T_2) \sim 1$, приходим к оценке $\Phi_T \sim 10^{-2}\Phi_0$. Такой поток легко измеряется, что и было сделано в ряде работ (см. [1, 55] и указанную там литературу). Оказалось, однако, что в некоторой более сложной конфигурации сверхпроводящей цепи наблюдаемый поток Φ оказался на порядки выше, чем согласно (21), (22), и обладает другой зависимостью от температуры [60]. Причина такого результата не выяснена, на этот счет имеются различные предположения [61, 62]; см. также другие указанные в [1] ссылки.

Нужно также отметить, что выражение (21) и вытекающая из него формула (22) получается в предположении о равенстве $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n = 0$ во всей толще контура (ток идет лишь вблизи поверхности). Между тем при приближении к T_c глубина проникновения поля δ возрастает, и при $T \rightarrow T_c$ глубина $\delta \rightarrow \infty$, а плотность тока \mathbf{j}_n стремится к плотности термотока в нормальном состоянии, т.е. при $T > T_c$. В таких условиях необходим более подробный анализ, учитывающий роль появления уже упомянутых зарядов и электрического поля (charge imbalance эффект). Весь этот интересный вопрос не исследован (подробнее см. [1]).

Но сказанное еще не все. Даже в простейшем случае однородного сверхпроводника наличие градиента температуры (рис. 1б) сказывается на теплопроводности, ибо в силу того, что $\mathbf{j}_n \neq 0$ должен иметь место, и дополнительный (конвективный) поток тепла $\mathbf{q}_c = -\kappa_c \nabla T$, аналогичный имеющему место в сверхтекучей жидкости. Это было отмечено уже в [11] и, собственно, явилось исходной идеей в этой работе.



Г.Ф. Жарков



Д.А. Киржициц



Е.Г. Максимов

Полный поток тепла в сверхпроводящем состоянии $\mathbf{q} = -\kappa \nabla T$, $\kappa = \kappa_{\text{ph}} + \kappa_e + \kappa_c$, где κ_{ph} — коэффициент теплопроводности, связанный с решеткой (фононами), κ_e — электронный вклад при отсутствии конвекции (циркуляции), т.е. при условии $\mathbf{j}_n = 0$ и, как уже отмечено, κ_c — вклад циркуляции. Как известно, в нормальном состоянии коэффициент теплопроводности по определению измеряется при $\mathbf{j} = 0$, и можно сказать, что $\kappa_c = 0$ (см. 8). В оценке коэффициента κ_c как я, так и другие путались, и здесь ограничусь ссылкой на статью [1] и замечанием, что в обычных (не высокотемпературных) сверхпроводниках, по-видимому, $\kappa_c \ll \kappa_e$. В высокотемпературных же сверхпроводниках роль κ_c мне не ясна. Главное же, неясно, как выделить κ_c , даже если удастся отдельно определить κ_{ph} и $\kappa_{e,\text{tot}} = \kappa_e + \kappa_c$ (непосредственно измеряется полный коэффициент теплопроводности κ ; об отделении κ_{ph} от $\kappa_{e,\text{tot}}$ см. в [1]).

Подробнее останавливаться здесь на термоэлектрических явлениях в сверхпроводящем состоянии нет возможности. Моя цель — обратить внимание на этот круг вопросов, который начал изучаться еще в 1927 г. (см. [52], а также [25]) и мной в 1944 г. [11], но до сих пор остается во многом совершенно неясным. И это несмотря на огромное число работ, посвященных сверхпроводимости.

5. Работы в области сверхтекучести. Ψ-теория сверхтекучести

Сверхпроводимость — это, если угодно, сверхтекучесть заряженной жидкости или, эквивалентно, сверхтекучесть — это сверхпроводимость незаряженной жидкости. Поэтому, естественно, исследования обоих этих явлений всегда проводились во взаимосвязи. Моя первая работа в этой области [8], посвященная рассеянию света в гелии II, уже упоминалась в разделе 2. Кстати сказать, к этому вопросу следовало бы вернуться в свете современного понимания флуктуаций вблизи λ-точки. Ряд других работ освещен в [1], здесь же остановлюсь лишь на Ψ-теории сверхтекучести, правда, с одним исключением. Именно, хочу упомянуть также о совместном с А.А. Собяниным⁹ и, частично, Г.Ф. Жарковым [63, 64] предложении и затем исследовании возможности наблюдать термомеханический циркуляционный эффект в сверхтекучей жидкости.

В заполненном сверхтекучей жидкостью (конкретно, речь шла о гелии II) кольцеобразном сосуде с двумя различными "слабыми звеньями" (например, узкими капиллярами) при наличии градиента температуры должна возникнуть циркуляция — сверхтекучее течение, охватывающее весь сосуд (рис. 4). Кстати, к заключению о существовании такого эффекта [63] мы пришли на основе аналогии с термоэлектрическим эффектом в сверхпроводящей цепи. Вывод же о существовании термотока в сверхпроводящей цепи я в свое время сделал [11] на основе аналогии с поведением гелия II при наличии градиента температуры. Указанный термоцир-

$$\oint \mathbf{v}_s d\mathbf{l} = 2\pi \frac{\hbar}{m} k, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$\frac{2\pi\hbar}{m_{\text{He}}} \approx 10^{-3} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$$

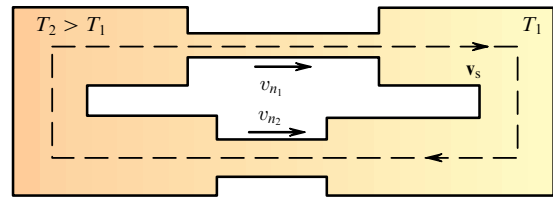


Рис. 4.

куляционный эффект в гелии II наблюдался [65] и обсуждался [64], причем были отмечены интересные, по моему мнению, возможности дальнейших исследований [64]. Однако, насколько знаю, за прошедшие 20 лет никто этим вопросом так и не заинтересовался.

После создания Ψ-теории сверхпроводимости [3] перенос чего-то аналогичного на случай сверхтекучести представлялся довольно очевидным. Вместе с тем меня еще ранее (см., например, [9]) беспокоил вопрос о поведении гелия II вблизи λ-точки, и был непонятен вопрос о граничном условии для скорости сверхтекучей компоненты \mathbf{v}_s . Кстати, Л.Д. Ландау, создателя теории фазовых переходов и сверхтекучести, этот круг вопросов почему-то, насколько знаю, никогда не интересовал. В теории сверхтекучести Ландау [7] скорость \mathbf{v}_s вдоль стенки (в отличие от скорости нормальной компоненты \mathbf{v}_n) в нуль на стенке не обращается, имеется какой-то разрыв. Но при этом, как мне казалось, с таким разрывом должна была бы быть связана некоторая поверхностная энергия σ_s [66]. Однако специально поставленные опыты [67] показали, что энергия σ_s отсутствует или, во всяком случае, на много порядков величины меньше предполагавшейся [66]. Выход я увидел в предположении, что на стенке плотность сверхтекучей компоненты $\rho_s(0)$ равна нулю. Тогда поток сверхтекучей компоненты $\mathbf{j}_s = \rho_s \mathbf{v}_s$ на стенке обращается в нуль, несмотря на то, что \mathbf{v}_s терпит разрыва на стенке. В Ψ-теории сверхтекучести, очевидно,

$$\rho_s = m |\Psi|^2, \tag{23}$$

где можно считать, что $m = m_{\text{He}}$ — масса атома гелия (имеем в виду сверхтекучесть гелия II) и, в силу сказанного, граничное условие на стенке таково

$$\Psi(0) = 0, \tag{24}$$

вместо условия (3) для сверхпроводников. На этом этапе, насколько помню, выяснилось, что Ψ-теорией сверхтекучести начал независимо заниматься Л.П. Питаевский, и мы, естественно, объединили наши усилия. В результате появилась работа [68]; построенную в ней Ψ-теорию сверхтекучести называю "первоначальной", ибо ниже будет рассмотрена "обобщенная" Ψ-теория сверхтекучести, развитая нами с А.А. Собяниным [69, 70] (ряд других ссылок см. также в [1]).

Первоначальная Ψ-теория сверхтекучести [68] вполне аналогична Ψ-теории сверхпроводимости [3], но, конечно, с использованием граничного условия (24) и

⁸ Другое дело, что, например, в полупроводнике при наличии одновременно как электронной, так и дырочной проводимости, и при условии $\mathbf{j} = 0$ могут одновременно течь токи электронов \mathbf{j}_e и дырок $\mathbf{j}_h = -\mathbf{j}_e$; от подобных возможностей здесь отвлекаемся.

⁹ Талантливый физик-теоретик и общественный деятель Александр Собянин безвременно скончался в 1997 г. в возрасте 54 лет.

при отсутствии электрического заряда. При этом скалярная комплексная функция $\Psi = |\Psi| \exp(i\varphi)$ подчиняется уравнению

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + \alpha(T) \Psi + \beta_\lambda |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (25)$$

и

$$\mathbf{j}_s = \rho_s \mathbf{v}_s = -\frac{i\hbar}{2} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) = \hbar |\Psi|^2 \nabla \varphi, \quad (26)$$

т.е. $\mathbf{v}_s = \hbar/m \nabla \varphi$, причем здесь $m = m_{\text{He}}$ независимо от того, как нормировать Ψ (см. [1, 68]).

Далее, длина корреляции ξ , обозначавшаяся в [68] через l , равна (T_λ — температура λ -точки)

$$\xi(T) = \frac{\hbar}{\sqrt{2m|\alpha|}} = \xi(0) \tau^{-1/2}, \quad \tau = \frac{T_\lambda - T}{T_\lambda}. \quad (27)$$

Основанная на экспериментальных данных оценка [68] приводит для ${}^4\text{He}$, т.е. для гелия II, к значению $\xi(0) \sim 3 \times 10^{-8}$ см. Вместе с тем Ψ -теория применима лишь в условиях, когда макроскопическая Ψ -функция мало меняется на атомных расстояниях. Отсюда следует условие $\xi(T) \gg a \sim 3 \times 10^{-8}$ см (здесь a — среднее атомное 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. Аналогичное условие имеет место и в случае Ψ -теории сверхпроводимости, которая тоже, вообще говоря, пригодна лишь вблизи T_c . При этом очень существенно, что теория фазовых переходов Ландау, являющаяся теорией среднего поля, в случае сверхпроводников (т.е. Ψ -теория сверхпроводимости) применима и в непосредственной близости от T_c . Это объясняется относительно большим значением $\xi(0)$ в сверхпроводниках (длина $\xi(0)$ порядка размера куперовских пар, т.е. в обычных сверхпроводниках, скажем, порядка 10^{-5} см). Дело в том, что область температур вблизи T_c (или T_λ), в которой флуктуации уже велики и поэтому приближение среднего поля неприменимо, пропорциональна $[\xi(0)]^{-6}$ (см. [1] и цитируемую там литературу, в особенности [34]). В гелии II, в связи с малостью $\xi(0)$, флуктуации вблизи T_λ относительно велики, и первоначальной Ψ -теорией [68] можно пользоваться лишь при $(T_\lambda - T) \gg 10^{-3}$ К [1]. Между тем, особенно интересна значительно более близкая к T_λ область температур. О том, что для области λ -перехода в ${}^4\text{He}$ теория среднего поля непригодна, свидетельствует само наличие λ -особенности в зависимости теплоемкости от температуры, но это обстоятельство можно было, по крайней мере, на первый взгляд, не связывать с температурной зависимостью плотности $\rho_s(T)$, пропорциональной $|\Psi|^2$ (см. (23)). Поэтому в 1957 г., когда была выполнена работа [68], мы сразу и не увидели недостатков нашей теории. Это, однако, стало ясно несколько позже, после выяснения того, что в гелии II в хорошем приближении

$$\rho_s(\tau) = \rho_{s0} \tau^\zeta, \quad \zeta = \frac{2}{3}. \quad (28)$$

В теории же среднего поля

$$\zeta = 1. \quad (29)$$

Кстати, на опыте индекс ζ не равен строго $2/3$, но очень близок к этому значению. Например, согласно [71], $\zeta = 0,6705 \pm 0,0006$.

Таким образом, первоначальная Ψ -теория сверхтекучести [68] к жидкому ${}^4\text{He}$ в количественном отношении плохо применима. Вместе с тем, на ее основе в [68] был получен ряд результатов, в качественном отношении интересных и для гелия II. Речь идет о распределении плотности $\rho_s(z)$ вблизи твердой стенки и в пленках с толщиной d в зависимости от этой толщины. Были решены и задачи о циркуляции скорости \mathbf{v}_s вокруг вихревой нити, на оси которой $\Psi = 0$, об энергии этой нити и поверхностной энергии на границе между гелием II и твердой стенкой. Не менее существенно, что жидкий ${}^4\text{He}$ это не единственная существующая сверхтекучая жидкость. С такой жидкостью приходится сталкиваться и в случае растворов ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$, жидкого ${}^3\text{He}$, нейтронных звезд и, возможно, в некоторых других случаях. При этом, правда, функция Ψ может уже не оказаться скалярной, но, с другой стороны, длина $\xi(0)$ относительно велика (например, в жидком ${}^3\text{He}$ $\xi(0) \sim 10^{-5}$ см), и флуктуационная область достаточно мала. Наконец, теория [68] сыграла, насколько могу судить, существенную роль при создании и развитии теории Гросса–Питаевского, широко используемой при исследованиях бозе-эйнштейновской конденсации (см. [72]).

В физике сверхтекучести как исторически, так и в отношении масштабов исследований, доминирующее место всегда занимал и занимает жидкий ${}^4\text{He}$, т.е. гелий II. Описывающая его поведение теория Ландау [7], в основном, макроскопическая или, если угодно, квазимикроскопическая. Но она не отвечает на ряд вопросов, особенно вблизи λ -точки. Вместе с тем, микротехники типа теории БКШ для сверхпроводников, в случае гелия II не существует. С другой стороны гелий II вблизи λ -точки интересен с различных точек зрения, в частности, при исследовании двухжидкостной гидродинамики вблизи λ -точки, при моделировании некоторых космологических вопросов [73] и т.д. Первоначальная Ψ -теория сверхтекучести [68, 74] до какой-то степени, по-видимому, может быть использована для решения этих задач, но лишь с указанным существенным ограничением, обусловленным неприменимостью приближения среднего поля, т.е. учетом флуктуаций. Устранить эти недостатки и призвана обобщенная Ψ -теория сверхтекучести [69, 70]. Она основана на некотором полуэмпирическом обобщении теории фазовых переходов Ландау (см., например, [75]). Именно в теории фазовых переходов Ландау и, в частности, в Ψ -теории сверхпроводимости, т.е. при выборе в качестве параметра порядка функции Ψ , плотность свободной энергии упорядоченной фазы вблизи точки перехода T_λ записывается в виде

$$F_{\text{II}} = F_1 + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{\gamma}{6} |\Psi|^6, \quad (30)$$

причем вдали от трикритической точки можно положить

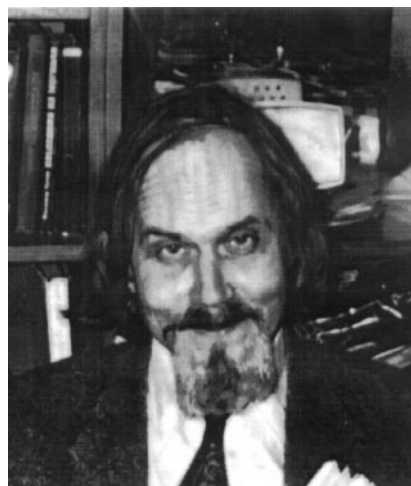
$$\alpha = \alpha'_\lambda (T - T_\lambda) = -a_0 \tau, \quad \beta = \beta_\lambda, \\ \gamma = 0, \quad \tau = \frac{T_\lambda - T}{T_\lambda}. \quad (31)$$

В обобщенной же теории

$$F_{\text{II}} = F_1 - a_0 \tau |\tau|^{1/3} |\Psi|^2 + \frac{b_0}{2} \tau^{2/3} |\Psi|^4 + \frac{g_0}{3} |\Psi|^6. \quad (32)$$



Л.П. Питаевский



А.А. Собынин

При выборе выражения (32), при малых $|\Psi|^2$ в равновесии $|\Psi_0|^2 = -\alpha/\beta = (a_0/b_0) \tau^{2/3}$, т.е. имеет место температурная зависимость, согласующаяся с наблюдаемой (см. (28)). Очевидно, как раз для достижения этой цели и выбирается выражение (32).

Обобщенная Ψ -теория сверхтекучести [69, 70] формально отличается от первоначальной теории [68, 74] как раз заменой выражений (30), (31) на (32). На такой основе был получен ряд выражений и заключений. Например, для плоской пленки гелия II с толщиной d температура λ -перехода

$$T_\lambda(d) = T_\lambda - 2,53 \times 10^{-11} \left(\frac{3+M}{M} \right) d^{-3/2} K, \quad (33)$$

где $T_\lambda = T_\lambda(\infty)$ — температура λ -перехода в массивном гелии (как известно, $T_\lambda = 2,17$ К) и M — параметр теории, пропорциональный коэффициенту g_0 в (32). Если $M < 1$, то λ -переход является переходом второго рода (из сравнения с опытом для гелия II была получена лишь грубая оценка $M = 0,5 \pm 0,3$). Кстати, если рассматривается не плоская пленка, а круглый капилляр с диаметром d , то коэффициент 2,53 в (33) нужно заменить на 4,76. Получено и немало других выражений [69, 70, 76].

К сожалению, обобщенная Ψ -теория сверхтекучести не привлекла к себе внимания ни со стороны экспериментаторов, ни со стороны теоретиков. Правда, некоторые пессимистические суждения на ее счет в литературе высказывались (они упоминаются в [1]). Мы с А.А. Собыниным в бурный период перемен в СССР и в России, наступивший после 1985–1988 годов, также сверхтекучестью практически перестали заниматься. Лишь в [1] я подвел некоторые итоги нашей работы.

Несомненно, обобщенная Ψ -теория сверхтекучести это, так сказать, не теория высокого полета, основанная на "первых принципах". Вместе с тем ее простота (по крайней мере, по сравнению с другими известными методами) позволяет мне думать, что Ψ -теория сверхтекучести (как первоначальная, так и обобщенная) может еще много дать при изучении сверхтекучести. Во всяком случае, противоположное мнение совершенно не обосновано. Настоящий раздел лекции и написан с целью привлечь внимание физиков, работающих в соответствующих областях, к Ψ -теории сверхтекучести. Вполне возможно, по моему мнению, что невнимание к ней

является заблуждением. Впрочем, вполне допустимо, что, напротив, заблуждаюсь я сам.

6. "Физический минимум" — какие проблемы физики и астрофизики представляются особенно важными и интересными в начале XXI века?

Пришлось столкнуться с мнением, что моя работа в области сверхпроводимости и сверхтекучести — это дело далекого прошлого. Несомненно, выполненная еще в 1950 г. работа Гинзбурга–Ландау [3] выделяется. Но в целом, как ясно из изложенного выше и подробнее из [1], я занимался этой областью физики с 1943 г. и до недавнего времени. При этом, как мне кажется, был поставлен также ряд вопросов и задач до сих пор нерешенных и заслуживающих внимания. Разумеется, сегодня наиболее актуальными проблемами в области сверхпроводимости являются выяснение механизма и ряда особенностей ВТСП и создание КТСП. Точнее, в последнем случае нужно выяснить возможности и условия создания КТСП — комнатнотемпературных сверхпроводников. Ясно понимаю, что в обоих этих последних направлениях я уже ничего не смогу сделать. Хотелось бы хотя бы успеть узнать побольше новых результатов.

Поэтому в последние годы я уделяю, если говорить о физике, все больше внимания некоторой образовательной программе, условно называемой "физическим минимумом". Поскольку на Нобелевских лекциях, насколько осведомлен, присутствует много молодежи, я решил остановиться здесь на этом "физическом минимуме". Думаю, что молодым людям это будет интереснее, чем слушать о том, что делалось до их рождения.

Физика, особенно в прошлом веке, развивалась исключительно бурно и плодотворно. Ее лицо радикально изменилось уже за период одной человеческой жизни. Например, нейтрон и позитрон были открыты в 1932 г., когда мне было уже 16 лет. А что такое современная физика без нейтронов и позитронов? В результате столь стремительного развития физика и примыкающие к ней области (например, астрономия) колоссально расширились и по фундаментальному содержанию, и по объему сопутствующей информации.

Если еще в недалеком прошлом можно было опираться на требование: "кое-что знать обо всем и все об одном" (имеется в виду, скажем, в физике), то, как мне кажется, сейчас это уже невозможно. Вместе с тем, поражает и угнетает меня, во всяком случае, когда молодой физик (а иногда и не очень молодой) ограничивается знаниями в "своей" области и не осведомлен, пусть и в общих чертах, о состоянии физики в целом, о ее наиболее "горячих" точках.

Такому положению нет оправдания в результате ссылок на то, что в физике уже нет стержня, что она стала необозрима. Напротив, в физике имеется (быть может, все еще имеется) вполне определенный стержень — это фундаментальные понятия и законы, сформулированные в теоретической физике. На базе теоретической физики, изучаемой еще на студенческой скамье, можно понимать всю современную физику или, точнее, понимать, о чем идет речь во всей физике, отдавать себе отчет о ситуации. Одновременно каждый физик (конечно, это относится и к другим специальностям, но я для определенности ограничиваюсь физиками) должен помимо теоретической физики знать и немало фактов из различных областей физики, знать и о важнейших новых достижениях.

Вместе с тем, мы в России любим приводить высказывания некоего вымышленного персонажа — Козьмы Пруткина, который, в частности, изрек: "Нельзя объять необъятное". Итак, необходимо что-то выбрать. Вот я и пошел по этому пути: составил "список" особенно важных и интересных проблем. Очевидно, что любой такой "список" не может не иметь субъективной окраски. Ясно и то, что "список" с течением времени должен изменяться. Ясно, наконец, что все вопросы, не включенные в "список", никак не могут считаться неважными или неинтересными. Просто многие из них кажутся мне (или авторам других аналогичных списков) менее актуальными в данный момент времени. Опять же "нельзя объять необъятное". Те же, кто знают важное и интересное, находящееся за пределами "списка", не имеют никаких оснований обижаться и должны лишь дополнять или изменять "список". Я всего лишь предлагаю некоторое перечисление вопросов, о которых, по моему мнению, каждый физик должен иметь хотя бы беглое представление. Менее тривиально, по-видимому, утверждение, что это вовсе не так уж и трудно, как может показаться на первый взгляд. Думаю, что для этой цели нужно затратить времени не больше, чем хороший студент тратит на подготовку экзамена, скажем, по электродинамике. Знакомство со всеми вопросами, включенными в "список", я и называю "физическим минимумом". Разумеется, этот "минимум" и его название являются отголоском "теоретического минимума", предложенного Л.Д. Ландау в тридцатые годы прошлого века. Но вот какой имеется существенный момент: по электродинамике (или другим предметам университетского курса) существует немало превосходных учебников, из которых я на первое место ставлю соответствующий том "Курса теоретической физики" Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица. Для ознакомления же с "физическим минимумом" начинающему нужно помочь. Этой цели и служило и, надеюсь, служат как составление самого "списка", так и комментарии к нему.

В 1995 г. в русском издании книги [16] я смог составить такие довольно подробные комментарии. Но

в английском переводе [16] многое уже устарело, что вполне компенсировать уже не удалось. В книге [2], в ее начале тоже помещена статья, посвященная "физическому минимуму". В английском переводе этой книги, который, надеюсь, скоро появится, внесены некоторые дополнительные замечания. В целом же, если предложение использовать и развивать, "физический минимум" встретит поддержку, должны появиться новые книги на эту тему. К сожалению, это уже не моя задача.

В рамках же настоящей лекции мне остается только вспомнить известную поговорку: "Чтобы узнать, каков пудинг, нужно его есть" (The proof of the pudding is in the eating) и привести "список" на начало XXI века, который упоминался.

1. Управляемый ядерный синтез.
2. Высокотемпературная и комнатотемпературная сверхпроводимость (ВТСП и КТСП)
3. Металлический водород. Другие экзотические вещества.
4. Двумерная электронная жидкость (аномальный эффект Холла и некоторые другие эффекты).
5. Некоторые вопросы физики твердого тела (гетероструктуры в полупроводниках, квантовые ямы и точки, переходы металл–диэлектрик, волны зарядовой и спиновой плотности, мезоскопика).
6. Фазовые переходы второго рода и родственные им. Некоторые примеры таких переходов. Охлаждение (в частности, лазерное) до сверхнизких температур. Бозе-эйнштейновская конденсация в газах.
7. Физика поверхности. Кластеры.
8. Жидкие кристаллы. Сегнетоэлектрики. Ферроитроны.
9. Фуллерены. Нанотрубки.
10. Поведение вещества в сверхсильных магнитных полях.
11. Нелинейная физика. Турбулентность. Солитоны. Хаос. Странные аттракторы.
12. Разеры, гразеры, сверхмощные лазеры.
13. Сверхтяжелые элементы. Экзотические ядра.
14. Спектр масс. Кварки и глюоны. Квантовая хромодинамика. Кварк-глюонная плазма.
15. Единая теория слабого и электромагнитного взаимодействия. W^\pm - и Z^0 -бозоны. Лептоны.
16. Стандартная модель. Великое объединение. Суперобъединение. Распад протона. Масса нейтрино. Магнитные монополи.
17. Фундаментальная длина. Взаимодействие частиц при высоких и сверхвысоких энергиях. Коллайдеры.
18. Несохранение CP-инвариантности.
19. Нелинейные явления в вакууме и в сверхсильных электромагнитных полях. Фазовые переходы в вакууме.
20. Струны. М-теория.
21. Экспериментальная проверка общей теории относительности.
22. Гравитационные волны, их детектирование.
23. Космологическая проблема. Инфляция. A -член и "квинтэссенция". Связь между космологией и физикой высоких энергий.
24. Нейтронные звезды и пульсары. Сверхновые звезды.
25. Черные дыры. Космические струны (?).
26. Квазары и ядра галактик. Образование галактик.
27. Проблема темной материи (скрытой массы) и ее детектирования.

28. Происхождение космических лучей со сверхвысокой энергией.

29. Гамма-всплески. Гиперновые.

30. Нейтринная физика и астрономия. Нейтринные осцилляции.

Выделение именно 30 проблем (точнее, пунктов в списке), конечно, крайне условно. Да и некоторые из них можно было бы разделить. В первом моем "списке", опубликованном в 1971 г. [77], было 17 проблем. В дальнейшем их число возросло (несколько подробнее об этом см. в [2]). Вероятно, и сейчас к "списку" следовало бы кое-что добавить, например, вопрос о квантовых компьютерах и успехах в оптике. Но я этого с достаточным пониманием уже не могу сделать.

В общем, несомненно, что любой "список" не догма, что-то можно выбрасывать, что-то дополнять в зависимости от интересов лекторов и авторов соответствующих статей. Более интересен вопрос об эволюции "списка" со временем по существу дела, ибо это отражает процесс развития физики. В "списке" 1970–1971 гг. [77] кваркам было уделено лишь три строчки при перечислении различных попыток объяснить спектр масс. Это не свидетельствовало о моей проницательности. Однако ведь тогда (в 1970 г.) кваркам было всего лет 5–6 (в смысле возраста соответствующей гипотезы), и судьба представлений о кварках была действительно неясна. Сейчас ситуация, конечно, совершенно иная. Правда, самый тяжелый t-кварк был обнаружен лишь в 1994 г. (его масса, по данным на 1999 г., составляет $m_t = 176 \pm 6$ ГэВ). В списке [77] нет, естественно, фуллеренов, открытых в 1985 г., нет гамма-всплесков (первое упоминание об их обнаружении было опубликовано в 1973 г.). Высокотемпературные сверхпроводники были синтезированы в 1986–1987 гг., но в списке [77], тем не менее, эта проблема рассматривалась довольно подробно, ибо она обсуждается, начиная с 1964 г. (об этом я подробнее писал в предшествующей части лекции). Вообще за 30–35 лет в физике сделано немало, но, по моему мнению, не так уж и много появилось существенно нового. Во всяком случае, "списки" в [77, 16] и вышеприведенный в какой-то мере характеризуют развитие и состояние физической и астрофизической проблематики с 1970–1971 гг. и по настоящее время.

Должен добавить, что в "физический минимум" следует включить также три "великих" проблемы современной физики. Включить в том смысле, что их нужно в какой-то мере выделить, специально обсуждать, следить за развитием в соответствующих направлениях. Несколько подробнее речь об этом идет в [2].

Сами "великие проблемы" это, во-первых, вопрос о возрастании энтропии, необратимости и "стреле времени".

Во-вторых, это проблема интерпретации нерелятивистской квантовой механики и возможности узнать что-либо новое даже в области ее применимости (лично я в такой возможности сомневаюсь, но считаю, что глаза нужно оставлять открытыми).

В-третьих, это вопрос о редукции живого к неживому, т.е. вопрос о возможности объяснить происхождение жизни и мышления на основе одной физики.

На первый взгляд, казалось бы, как же может быть иначе? Но пока вопросы не выяснены, ни в чем нельзя быть уверенным. Думаю, что вопрос о происхождении жизни оказался бы убедительно выяснен, только если бы

живое было создано "в пробирке" из неживого. Не исключено, что это будет сделано еще в этом веке. Но пока это не сделано, вопрос открыт.

В заключение еще одно замечание. В прошлом можно было, и даже в наши дни можно встретиться с мнением, что в физике уже почти все сделано. Имеются якобы только неясные "облачка" в небе или теории, которые скоро доделают, и возникнет "теория всего" (theory of everything). Я считаю подобные мнения просто какой-то слепотой. Вся история физики, в том числе и состояние физики и, в частности, астрофизики (включая космологию) на сегодняшний день убеждают об обратном. Перед нами еще, по моему мнению, безбрежное море нерешенных проблем.

Мне остается только позавидовать более молодым из присутствующих, которые увидят очень много нового важного и интересного.

Список литературы

1. Гинзбург В Л *УФН* **167** 429 (1997); **168** 363 (1998) [*Phys. Usp.* **40** 407 (1997); **41** 307 (1998)]
2. Гинзбург В Л *О науке, о себе и о других* (М.: Физматлит, 2003)¹⁰ [Ginzburg V L *About Science, Myself and Others* (Bristol: IOP Publ., 2004) Article 7 (to be published)]
3. Гинзбург В Л, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **20** 1064 (1950). На английском языке эта статья имеется в томе: Landau L D *Collected Papers* (Oxford: Pergamon Press, 1965) p. 546
4. Абрикосов А А *ЖЭТФ* **32** 1442 (1957) [*Sov. Phys. JETP* **5** 1174 (1957)]
5. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Статистическая физика Ч. 2 Теория конденсированного состояния* (М.: Наука, 1978, 1999) [Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Statistical Physics Pt. 2 Theory of Condensed State* (Oxford: Pergamon Press, 1980)]
6. Tinkham M *Introduction to Superconductivity* 2nd ed. (New York: McGraw Hill, 1996)
7. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **11** 592 (1941); Landau L D *J. Phys. USSR* **5** 71 (1941)
8. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **13** 243 (1943); Ginzburg V L *J. Phys. USSR* **7** 305 (1943)
9. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **14** 134 (1944)
10. Bardeen J, in *Kältephysik* (Handbuch der Physik, Bd. 15, Hrsg. S von Flügge) (Berlin: Springer-Verlag, 1956) p. 274 [Перевод на русский язык: Бардин Дж, в сб. *Физика низких температур* (Под ред. А И Шальникова) (М.: ИЛ, 1959) с. 679]
11. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **14** 177 (1944); Ginzburg V L *J. Phys. USSR* **8** 148 (1944)
12. London F, London H *Proc. R. Soc. London Ser. A* **149** 71 (1935); *Physica* **2** 341 (1935)
13. Waldram J R *Superconductivity of Metals and Cuprates* (Bristol: Institute of Physics Publ., 1996)
14. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **16** 87 (1946); Ginzburg V L *J. Phys. USSR* **9** 305 (1945)
15. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **15** 739 (1945); Ginzburg V L *J. Phys. USSR* **10** 107 (1946)
16. Ginzburg V L *The Physics of a Lifetime. Reflections on the Problems and Personalities of 20th Century Physics* (Berlin: Springer-Verlag, 2001). Эта книга представляет собой в основном перевод книги: Гинзбург В Л *О физике и астрофизике* (М.: Бюро Квантум, 1995)
17. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **29** 748 (1955) [*Sov. Phys. JETP* **2** 589 (1956)]
18. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)
19. Гинзбург В Л *УФН* **48** 25 (1952); Ginzburg V L *Fortschr. Phys.* **1** 101 (1953)
20. Ogg R A (Jr) *Phys. Rev.* **69** 243; **70** 93 (1946)
21. Schafroth M R *Phys. Rev.* **96** 1149 (1954); **100** 463 (1955)
22. Cooper L N *Phys. Rev.* **104** 1189 (1956)

¹⁰ Помещенная в этом сборнике статья 7 представляет собой несколько отредактированную статью, указанную выше в ссылке 1.

23. Горьков Л П *ЖЭТФ* **36** 1918; **37** 1407 (1959) [*Sov. Phys. JETP* **9** 1364 (1959); **10** 998 (1960)]
24. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **31** 541 (1956) [*Sov. Phys. JETP* **4** 594 (1957)]
25. Shoenberg D *Superconductivity* 3rd ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1965) [Перевод на русский язык: Шенберг Д *Сверхпроводимость* (М.: ИЛ, 1955)]
26. Гинзбург В Л *Сверхпроводимость* (М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1946)
27. Buckel W *Supraleitung* (Weinheim, Bergster: Physik-Verlag, 1972) [Перевод на русский язык: Букель В *Сверхпроводимость* (М.: Мир, 1975); Translated into English: Buckel W *Superconductivity: Fundamentals and Applications* (Weinheim: VCH, 1991)]
28. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **23** 236 (1952)
29. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **34** 113 (1958) [*Sov. Phys. JETP* **7** 78 (1958)]
30. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **42** 299 (1962) [*Sov. Phys. JETP* **15** 207 (1962)]
31. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **36** 1930 (1959) [*Sov. Phys. JETP* **9** 1372 (1959)]
32. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **31** 202 (1956) [*Sov. Phys. JETP* **4** 153 (1957)]
33. Жарков Г Ф *ЖЭТФ* **34** 412 (1958); **37** 1784 (1959) [*Sov. Phys. JETP* **7** 278 (1958); **10** 1257 (1959)]
34. Гинзбург В Л *ФТТ* **2** 2031 (1960) [*Sov. Phys. Solid State* **2** 1824 (1961)]
35. Little W A *Phys. Rev.* **134** A1416 (1964)
36. Ginzburg V L *Phys. Lett.* **13** 101 (1964); Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **47** 2318 (1964) [*Sov. Phys. JETP* **20** 1549 (1965)]
37. Гинзбург В Л, Киржниц Д А *ЖЭТФ* **46** 397 (1964) [*Sov. Phys. JETP* **19** 269 (1964)]
38. Ginzburg V L *Phys. Scripta* **T27** 76 (1989)
39. Гинзбург В Л, Киржниц Д А *ДАН СССР* **176** 553 (1967) [*Sov. Phys. Dokl.* **12** 880 (1968)]
40. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости* (Под ред. В Л Гинзбурга, Д А Киржница) (М.: Наука, 1977) [Translated into English: Ginzburg V L, Kirzhnits D A (Eds) *High-Temperature Superconductivity* (New York: Consultants Bureau, 1982)]
41. Bednorz J G, Muller K A *Z. Phys. B* **64** 189 (1986)
42. Wu M K, Ashburn J R, Torng C J, Hor P H, Meng R L, Gao L, Huang Z J, Wang Y Q, Chu C W *Phys. Rev. Lett.* **58** 908 (1987)
43. Гинзбург В Л *Энергия* (научно-популярный журнал) (9) 2 (1984)
44. Ginzburg V L *Prog. Low Temp. Phys.* **12** 1 (1989)
45. Ginzburg V L, in *From High-Temperature Superconductivity to Microminiature Refrigeration* (Eds В Cabrera, Н Gutfreund, V Kresin) (New York: Plenum Press, 1996)
46. Ginzburg V L *J. Supercond.* **4** 327 (1986)
47. Шапльгин И С, Кахан Б Г, Лазарев В Б *Журн. неорганической химии* **24** 1476 (1979)
48. Cava R J et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 408 (1987)
49. Элиашберг Г М *ЖЭТФ* **38** 966; **39** 1437 (1960) [*Sov. Phys. JETP* **11** 696 (1960); **12** 1000 (1961)]
50. Максимов Е Г *УФН* **170** 1033 (2000) [*Phys. Usp.* **43** 965 (2000)]
51. Гинзбург В Л, Максимов Е Г *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **5** 1543 (1992) [*Superconductivity: Phys., Chem., Technol.* **5** 1505 (1992)]
52. Meissner W Z. *Ges. Kälteindustr.* **34** 197 (1927)
53. Burton E F, Smith G H, Wilhelm J O *Phenomena at the Temperature of Liquid Helium* (American Chemical Society: Monograph Ser., No. 83) (New York: Reinhold Publ. Corp., 1940)
54. Gorter C J, Casimir H *Phys. Z.* **35** 963 (1934)
55. Гинзбург В Л, Жарков Г Ф *УФН* **125** 19 (1978) [*Sov. Phys. Usp.* **21** 381 (1978)]
56. Selzer P M, Fairbank W M *Phys. Lett. A* **48** 279 (1974)
57. Гинзбург В Л, Жарков Г Ф *Письма в ЖЭТФ* **20** 658 (1974) [*JETP Lett.* **20** 302 (1974)]
58. Гальперин Ю М, Гуревич В Л, Козуб В Н *ЖЭТФ* **66** 1387 (1974) [*Sov. Phys. JETP* **39** 680 (1974)]
59. Garland J C, Van Harlingen D J *Phys. Lett. A* **47** 423 (1974)
60. Van Harlingen D J *Physica B + C* **109–110** 1710 (1982)
61. Арутюнян Р М, Гинзбург В Л, Жарков Г Ф *ЖЭТФ* **111** 2175 (1997) [*JETP* **84** 1186 (1997)]; *УФН* **167** 457 (1997) [*Phys. Usp.* **40** 435 (1997)]
62. Galperin Y M et al. *Phys. Rev. B* **65** 064531 (2002)
63. Гинзбург В Л, Жарков Г Ф, Собянин А А *Письма в ЖЭТФ* **20** 223 (1974) [*JETP Lett.* **20** 97 (1974)]; Ginzburg V L, Sobyenin A A, Zharkov G F *Phys. Lett. A* **87** 107 (1981)
64. Гинзбург В Л, Собянин А А *ЖЭТФ* **85** 1606 (1983) [*Sov. Phys. JETP* **58** 934 (1983)]
65. Гамцемлидзе Г А, Мирзоева М И *ЖЭТФ* **79** 921 (1980); **84** 1725 (1983) [*Sov. Phys. JETP* **52** 468 (1980); **57** 1006 (1983)]
66. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **29** 254 (1955) [*Sov. Phys. JETP* **2** 170 (1956)]
67. Гамцемлидзе Г А *ЖЭТФ* **34** 1434 (1958) [*Sov. Phys. JETP* **7** 992 (1958)]
68. Гинзбург В Л, Питаевский Л П *ЖЭТФ* **34** 1240 (1958) [*Sov. Phys. JETP* **7** 858 (1958)]
69. Гинзбург В Л, Собянин А А *УФН* **120** 153 (1976) [*Sov. Phys. Usp.* **19** 773 (1976)]; Ginzburg V L, Sobyenin A A *J. Low Temp. Phys.* **49** 507 (1982)
70. Гинзбург В Л, Собянин А А *УФН* **154** 545 (1988) [*Sov. Phys. Usp.* **31** 289 (1988)]; Ginzburg V L, Sobyenin A A *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** (Suppl. 26–3) 1785 (1987)
71. Golder L S, Mulders N, Ahlers G J. *Low. Temp. Phys.* **93** 131 (1992)
72. Pitaevskii L, Stringari S *Bose-Einstein Condensation* (Intern. Series of Monographs on Physics, Vol. 116) (Oxford: Clarendon Press, 2003)
73. Zurek W H *Nature* **382** 296 (1996)
74. Питаевский Л П *ЖЭТФ* **35** 408 (1958) [*Sov. Phys. JETP* **8** 282 (1959)]
75. Мамаладзе Ю Г *ЖЭТФ* **52** 729 (1967) [*Sov. Phys. JETP* **25** 479 (1967)]; Mamaladze Yu G *Phys. Lett. A* **27** 322 (1968)
76. Ginzburg V L, Sobyenin A A, in *Superconductivity, Superdiamagnetism, Superfluidity* (Ed. V L Ginzburg) (Moscow: MIR Publ., 1987) p. 242
77. Гинзбург В Л *УФН* **103** 87 (1971) [*Sov. Phys. Usp.* **14** 21 (1971)]