

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ — 2003

Сверхпроводники второго рода и вихревая решетка

А.А. Абрикосов

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

PACS numbers: 01.10.Fv, 74.20. - z, 74.25. - q

В 1950 г. Виталий Гинзбург и Лев Ландау опубликовали свою знаменитую работу по теории сверхпроводимости [1]. В ней использовался подход на основе общей теории фазовых переходов второго рода, предложенной Ландау в 1937 г. [2]. В этой теории Ландау ввел важную переменную, так называемый "*параметр порядка*", который имеет конечную величину ниже температуры фазового перехода и равен нулю при более высоких температурах. Различные фазовые переходы описываются разными параметрами порядка. Если для ферромагнитного перехода совершенно естествен выбор спонтанной намагниченности в качестве параметра порядка, то для сверхпроводящего перехода правильный выбор параметра порядка далеко не очевиден. Гениальность идеи Гинзбурга и Ландау состояла в использовании *волновой функции* в качестве параметра порядка для сверхпроводящего перехода. В то время никто не догадывался о существовании куперовских пар о том, что эти пары образуют бозе-конденсат, в котором поведение частиц становится когерентным и описывается единой для всех частиц волновой функцией. Эта гипотеза легла в основу новой теории сверхпроводимости, которая смогла разрешить основное противоречие старой теории Фрица и Гейнца Лондонов [3], связанное с невозможностью получить положительную поверхностную энергию. Кроме того, она позволила сделать много полезных предсказаний. Например, относительно критического магнитного поля тонких пленок, критического тока тонких проволок и т.д.

Все эти предсказания требовали экспериментального подтверждения, и мой друг Николай Заварицкий, с которым еще раньше мы вместе учились в университете, начал измерять критические поля тонких сверхпроводящих пленок. Теория прекрасно согласовывалась с экспериментом, включая изменение характера перехода: переход в сверхпроводящее состояние был переходом первого рода при больших толщинах пленки и второго



Брайн Пиппард, Александр Шальников и Алексей Абрикосов на конференции в Институте физических проблем АН СССР (1957 г.).

рода при малых толщинах. Все, казалось, было прекрасно, но шеф Заварицкого, Александр Шальников был, тем не менее, неудовлетворен. Он заявил, что пленки, используемые Заварицким, плохие, поскольку они приготовлены при комнатной температуре. Атомы металла, напыляемые на стеклянную подложку, стремятся собраться вместе и, по сути дела, пленка состоит из маленьких металлических капелек. Чтобы избежать этого, Шальников посоветовал поддерживать стеклянную подложку при гелиевой температуре как во время напыления, так и до самого окончания экспериментов. В

А.А. Абрикосов. Materials Science Division, Argonne National Laboratory, 9700 South Cass Ave., Argonne, IL 60439, USA
E-mail: abrikosov@anl.gov



Николай Владимирович Заварицкий
(23.07.1925 – 11.05.1997)

результате, каждый атом, попадающий на поверхность, будет как бы приклеен к своему месту, и пленка получится однородной.

Заварицкий последовал этому совету, и полученные результаты оказались удивительными: зависимость критического поля от толщины, или температуры (теория оперирует отношением толщины пленки к глубине проникновения, которая зависит от температуры) не совпали с предсказаниями теории Гинзбурга–Ландау (ГЛ). Обсуждая эти результаты с Заварицким, мы не могли поверить, что теория может быть неверна: она была столь красива и так хорошо описывала предыдущие результаты! Поэтому мы старались найти решение этой загадки в рамках теории ГЛ, и мы его нашли. Если выразить все входящие в теорию величины в соответствующих единицах, то окажется, что уравнения содержат лишь одну безразмерную "материальную" константу κ , которая была позже названа параметром Гинзбурга–Ландау. Величина параметра ГЛ κ могла быть определена из поверхностной энергии границы между нормальной и сверхпроводящей фазами. Эта же энергия, в свою очередь, связана с периодом структуры промежуточного состояния. Соответствующие данные для обычных сверхпроводников приводили к очень малым значениям κ , и поэтому расчеты в статье Гинзбурга–Ландау были выполнены именно в этом пределе. Было также установлено, что с увеличением параметра κ , поверхностная энергия границы между нормальной и сверхпроводящей фазами может стать отрицательной, и поскольку это противоречило бы существованию промежуточного состояния, такой случай не рассматривался.

Я же решил посмотреть, что все-таки происходит, если $\kappa > 1/\sqrt{2}$ и поверхностная энергия отрицательна. Оказалось, что переход в сверхпроводящее состояние становится переходом второго рода при любой толщине пленки. Теория полностью соответствовала экспериментальным данным Заварицкого, что привело нас к заключению о существовании специального типа сверхпроводников с $\kappa > 1/\sqrt{2}$ и отрицательной поверхностной энергией, которые мы назвали "сверхпроводниками второй группы". Теперь они называются сверхпроводниками 2-го рода. В 1952 г. я опубликовал мои выводы в журнале *Доклады академии наук СССР* [4], издаваемом на русском языке, и это было в первый раз, когда было введено понятие о сверхпроводниках 2-го рода. Поскольку этот журнал так никогда и не был переведен на английский язык, то авторство сверхпроводимости второго рода осталось неизвестным и часто можно прочесть, что просто "существуют два типа сверхпроводников...". В России идея о сверхпроводниках 2-го рода не вызвала особых возражений, хотя такие материалы и считались экзотическими. В этой связи интересно отметить, что практически все новые сверхпроводящие соединения, открытые с начала 60-х годов до настоящего времени, являются сверхпроводниками второго рода. В этот список входят органические сверхпроводники, соединения со структурой A-15, фазы Шевреля, соединения с тяжелыми фермионами, фуллерены и высокотемпературные сверхпроводники. Можно сказать, что теперь экзотическими являются сверхпроводники первого рода.

После работы по пленкам я задался вопросом о магнитных свойствах трехмерных сверхпроводников второго рода. Было ясно, что переход в нормальное состояние в магнитном поле должен происходить вторым родом, а сама точка перехода определяется из условия существования стационарного сверхпроводящего зародыша. Эти поля образования бесконечно малого зародыша сверхпроводящей фазы были найдены в статье ГЛ. Наивысшее значение такого поля соответствует для сверхпроводника второго рода так называемому верхнему критическому полю H_{c2} :

$$H_{c2} = H_{cm} \kappa \sqrt{2}, \quad (1)$$

где характерное магнитное поле H_{cm} определено как критическое поле перехода первого рода в цилиндрическом образце сверхпроводника 1-го рода ($\kappa < 1/\sqrt{2}$), находящемся в параллельном магнитном поле.

Можно было предположить, что при более низких полях параметр порядка будет представлять собой линейную комбинацию таких зародышей с центрами в различных точках. В силу однородности пространства решение должно было быть также периодичным. Принимая также во внимание необходимость перенормировки векторного потенциала, в результате получалось следующее общее выражение для параметра порядка:

$$\Psi = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \exp \left[ikny - \frac{1}{2} \kappa^2 \left(x - \frac{kn}{\kappa^2} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Здесь и далее координаты измеряются в единицах глубины проникновения поля λ , а k измеряется в единицах $1/\lambda$. Свободная энергия имеет вид:

$$\frac{\Omega_s - \Omega_n^{(0)}}{H_{cm}^2/4\pi} = B^2 - \frac{\kappa - B}{1 + (2\kappa^2 - 1)\beta_A}, \quad (3)$$

где $\Omega_n^{(0)}$ — свободная энергия нормального металла в отсутствии магнитного поля, B — магнитная индукция (усредненное магнитное поле), выраженная в единицах $H_{cm}\sqrt{2}$, и

$$\beta_A = \frac{|\Psi|^4}{(|\Psi|^2)^2}. \quad (4)$$

Эта безразмерная константа зависит лишь от геометрии структуры, т.е. от относительной величины коэффициентов C_n в (2).

Как следует из выражения для свободной энергии (3), выбор структуры определяется условием минимальности β_A . Можно показать, что это минимальное значение $\beta_A = 1,16$, и оно отвечает следующему выбору коэффициентов C_n : $C_{n+4} = C_n$, $C_0 = C_1 = -C_2 = -C_3$, а также $k = \kappa(\pi\sqrt{3})^{1/2}$. Такая функция (2) соответствует треугольной решетке. Для квадратной решетки параметр β_A чуть больше 1,18, и все коэффициенты одинаковы $C_n = C$, а $k = \kappa(2\pi)^{1/2}$. В этом последнем случае наиболее просто проиллюстрировать свойства решения. Оно может быть выражено через тета-функцию, а именно:

$$\Psi = C \exp\left(-\frac{1}{2}\kappa^2 x^2\right) \vartheta_3\left[1; (2\pi)^{1/2}\kappa i(x + iy)\right]. \quad (5)$$

Используя свойства тета-функции, можно показать, что при операции поворота координатной системы на угол $\pi/2$ функция Ψ просто умножается на фазовый множитель $\exp(i\kappa^2 xy)$. Таким образом, $|\Psi|^2$ обладает симметрией квадратной решетки.

Функция Ψ обращается в нуль в точках $x = (\sqrt{2\pi}/\kappa)(m + 1/2)$, $y = (\sqrt{2\pi}/\kappa)(n + 1/2)$, где m и n — целые числа. Вблизи этих точек в полярных координатах:

$$\Psi \equiv |\Psi| \exp(i\chi) \propto x + iy = \rho \exp(i\varphi). \quad (6)$$

Фаза $\chi = \varphi$ и, таким образом, она меняется на 2π при обходе по контуру вокруг нуля функции Ψ . Аналогичная ситуация реализуется и в случае треугольной решетки. Встает естественный вопрос, каким образом возникают решения с такими нулями? Мы просто рассматривали линейную комбинацию простых решений, центрированных в разных точках, а нули, фаза вокруг которых меняется на 2π , возникли как бы сами по себе. Для того чтобы понять причину их появления, необходимо принять во внимание тот факт, что в уравнение ГЛ магнитное поле входит в виде вектор-потенциала. Если в среднем магнитное поле постоянно, то векторный потенциал должен расти с координатой. Поскольку систематический рост модуля параметра порядка невозможен, то увеличение векторного потенциала должно компенсироваться чем-то иным. Это возможно осуществить с помощью подходящего выбора фазы параметра порядка.

Принимая во внимание фазу параметра порядка, т.е. представляя его в виде $\Psi = |\Psi| \exp(i\chi)$, можно показать, что χ входит в уравнение ГЛ в виде следующей комбинации с вектор-потенциалом:

$$\mathbf{A} - \frac{\hbar c}{2e} \nabla \chi. \quad (7)$$

Рассмотрим поведение комплексного параметра порядка в координатной плоскости (рис. 1). Для однозначного

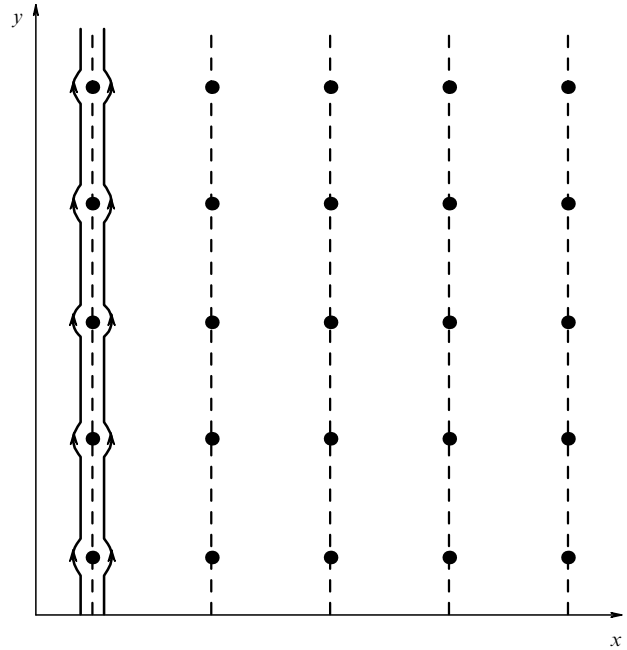


Рис. 1. Точки соответствуют нулям параметра порядка (квадратная решетка). Штриховыми линиями показаны разрезы, необходимые для однозначного определения фазы. Градиент фазы испытывает скачок на каждом разрезе.

определения фазы необходимо провести разрезы, параллельные оси y , через нули параметра порядка.

Если идти слева от разреза, то фаза будет меняться по закону

$$\chi_{\text{left}}(y) = \chi_{\text{reg}} - \pi \frac{y}{a},$$

где первый член — это регулярная часть, а наличие второго члена связано с быстрым изменением фазы вблизи нуля Ψ ; a — период структуры. Если же идти справа от разреза, то

$$\chi_{\text{right}}(y) = \chi_{\text{reg}} + \pi \frac{y}{a}.$$

Из этих двух выражений можно заключить, что градиент фазы на каждом разрезе испытывает скачок

$$\Delta\left(\frac{\partial \chi}{\partial y}\right) = \frac{2\pi}{a}. \quad (8)$$

Если магнитное поле направлено вдоль оси z , и мы выбрали векторный потенциал $A_y = Hx$, то в соответствии с (7), компенсация его роста достигается при $Ha = \pi \hbar c / (ea)$, т.е.

$$a = \sqrt{\frac{\pi \hbar c}{eH}}, \quad (9)$$

откуда следует, что

$$Ha^2 = \frac{\pi \hbar c}{e} \equiv \Phi_0. \quad (10)$$

Из этих двух формул можно сделать два вывода: а) период структуры растет с уменьшением магнитного поля, б) поток магнитного поля через элементарную ячейку является универсальной константой, называемой

"квантом магнитного потока". Этот квант потока был впервые введен Ф. Лондоном и его величина $2,05 \times 10^{-7}$ Э см².

Рост периода с уменьшением поля происходит не только вблизи H_{c2} , но и при любом поле. В самом деле, ход рассуждений, приводящих к ситуации, представленной на рис. 1, и соответствующие выводы остаются всегда в силе. Единственная модификация состоит в том, что векторный потенциал больше не является линейной функцией координаты и необходимо переформулировать условие компенсации. Это приводит к замене магнитного поля на его среднее значение

$$B = \frac{1}{a^2} \int_0^a \int_0^a H dx dy.$$

Таким образом, мы приходим к предыдущему результату, но с заменой H на B .

Отсюда можно заключить, что даже вдали от H_{c2} период структуры будет расти с уменьшением поля, и его критическое значение H_{c1} , отвечающее $B = 0$ (или $a = \infty$), разделяет чисто сверхпроводящую фазу и фазу с частичным проникновением магнитного поля. Эту фазу я назвал "смешанным состоянием". Нижнее критическое поле

$$H_{c1} = \frac{H_{cm}}{\kappa\sqrt{2}} (\ln \kappa + 0,5). \tag{11}$$

Как следует из формулы (1), с ростом κ верхнее критическое поле H_{c2} увеличивается, и, одновременно с этим, уменьшается нижнее критическое поле H_{c1} .

Расстояние между нулями Ψ становится бесконечным при H_{c1} , а в его окрестности оно велико, что позволяет рассмотреть отдельно такую точку. В соответствии с теорией ГЛ ток в сверхпроводнике может быть записан в виде:

$$\mathbf{j} = \frac{\hbar e}{m} |\Psi|^2 \left(\nabla \chi - \frac{2e}{\hbar c} \mathbf{A} \right). \tag{12}$$

Вблизи $\Psi = 0$ фаза $\chi = \varphi$, и $\nabla \chi$ имеет лишь φ -компоненту, которая равна

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \chi}{\partial \varphi} = \frac{1}{\rho}.$$

Таким образом, первый член намного больше второго члена в правой части (12), и ток формирует вихрь. В общем случае эти вихри образуют решетку. Линии тока в поле, близком к H_{c2} , представлены на рис. 2.

Очень похожая структура возникает и в треугольной решетке, которая в изотропной модели обладает чуть меньшей энергией. Из-за того, что разность энергий очень мала, в реальных соединениях кристаллическая симметрия может сделать квадратную решетку более выгодной. Отметим, что смешанное состояние иногда еще называют "фазой вихревой решетки".

В микроскопической теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), а также в теории ГЛ (которая, как было показано Горьковым [6], представляет собой предельный случай теории БКШ при $T \rightarrow T_c$) имеются две характерные длины: меньшая — "длина когерентности" ξ , или размер куперовской пары, и большая — "глубина проникновения" λ . Параметр ГЛ κ — это, по сути дела, их

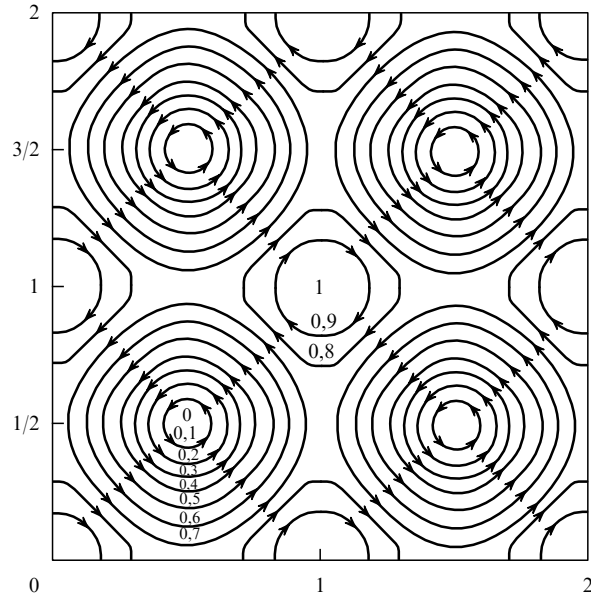


Рис. 2. Линии тока для квадратной решетки, совпадающие с линиями постоянного модуля параметра порядка $|\Psi|$.

отношение. Для чистого сверхпроводника при $T \rightarrow T_c$

$$\kappa = 0,96 \frac{\lambda_L}{\xi_0}, \tag{13}$$

где $\lambda_L = (mc^2/4\pi ne^2)^{1/2}$ — лондоновская глубина проникновения (n — электронная плотность), а $\xi_0 = 0,18(\hbar v/T_c)$ — длина когерентности при $T = 0$ (v — скорость электронов). В случае $\kappa \gg 1$ выполняется неравенство $\lambda \gg \xi$ (сверхпроводник предельно второго рода, или же лондоновского типа) и каждый вихрь состоит из "сердцевин" размером ξ , внутри которого резко меняется параметр порядка, и внешней области размером λ , где магнитное поле затухает до нуля. Вблизи центра вихря параметр порядка, в соответствии с выражением (6), линейно растет с увеличением расстояния. Обращение в нуль Ψ в центре связано с тем, что это единственная возможность сохранить однозначность Ψ в самой этой точке. На расстояниях порядка ξ параметр порядка достигает своего равновесного значения в отсутствие магнитного поля. Поведение параметра порядка и распределение магнитного поля в вихре представлено на рис. 3.

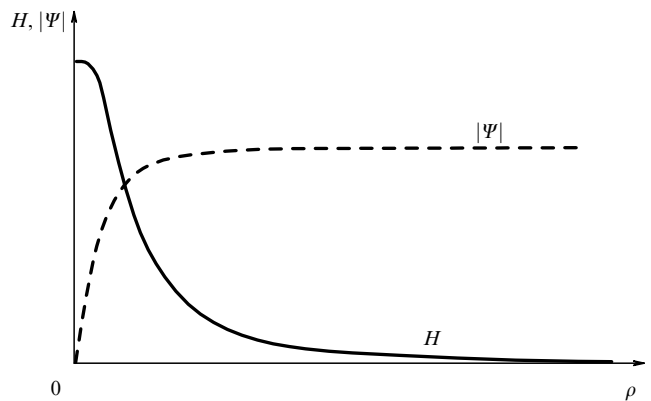


Рис. 3. Распределение магнитного поля H (сплошная линия) и $|\Psi|$ в вихре.

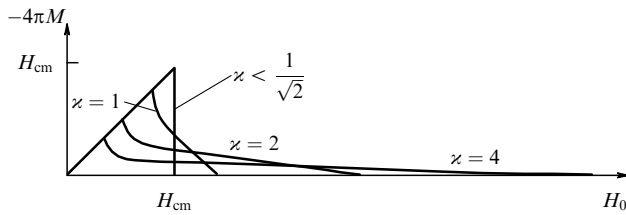


Рис. 4. Зависимость намагниченности от магнитного поля для различных значений параметра κ .

Теория также позволила найти макроскопические характеристики, в частности, зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля. Последняя представлена на рис. 4 для различных значений параметра κ .

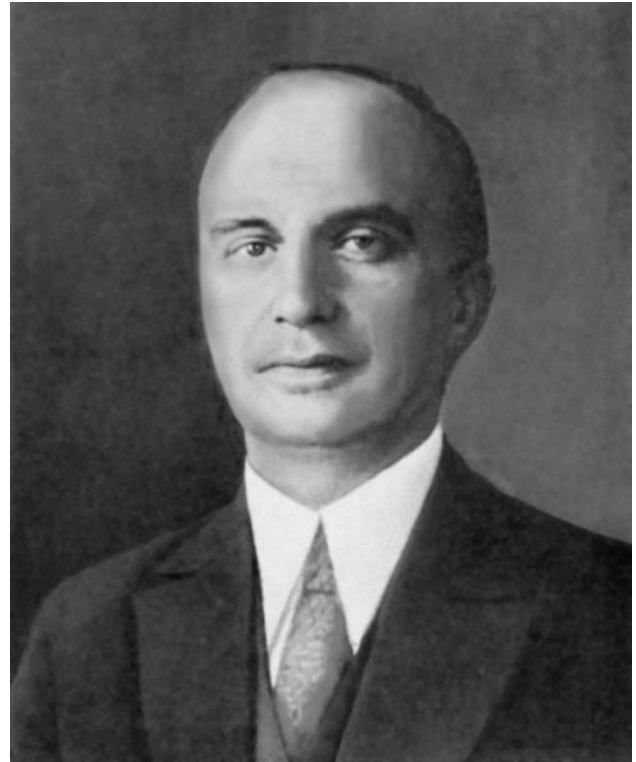
При $\kappa \ll 1/\sqrt{2}$ кривая представляет собой "треугольник", что соответствует идеальному диамагнетизму в полях ниже H_{cm} и отсутствию намагниченности в нормальной фазе. При больших значениях κ возникает вихревая фаза, причем с увеличением κ , ее нижняя граница уменьшается, а верхняя, наоборот, растет. Выражение для намагниченности в пределе, когда приложенное поле близко к верхнему критическому полю, имеет вид:

$$-4\pi M = \frac{H_{c2} - H_0}{(2\kappa^2 - 1)\beta_A}. \quad (14)$$

Я сравнил теоретические предсказания относительно кривых намагничивания с экспериментальными данными для сплава Pb–Tl, полученными Львом Шубниковым и его сотрудниками в 1937 г. [7]. Согласие оказалось очень хорошим.

Здесь я хотел бы описать состояние дел с экспериментом. Первые измерения намагниченности сверхпроводящих сплавов были выполнены де Гаазом и Казимир-Ионкер в 1935 г. [8], и они наблюдали плавный переход из сверхпроводящего в нормальное состояние с двумя критическими полями. Они объясняли свои результаты неоднородностями образцов. Шубников, который раньше работал с де Гаазом, решил приготовить образцы лучшего качества. Для этого его группа отжигала сплавы в течение длительного времени при температуре, близкой к температуре плавления. Последующий анализ рентгеновского рассеяния при комнатной температуре не обнаружил никаких следов неоднородностей. Авторы не могли найти никакого объяснения наблюдаемому плавному переходу и, поэтому они написали в своей работе, что выпадение другой фазы должно происходить при более низкой температуре. К сожалению, Л.В. Шубников в том же 1937 г. был обвинен в организации "антисоветской забастовки", арестован и казнен органами КГБ. Я уверен, что если бы только у него было больше времени, Шубников смог бы открыть возникновение новой фазы и существование специального типа сверхпроводников. Я хотел бы отдать здесь дань уважения Шубникову, чьи результаты послужили мне источником вдохновения. Я никогда его не встречал, но слышал о нем от Ландау, который был его близким другом.

Результаты по существованию вихревой решетки я получил в 1953 г., но их публикация была отложена из-за несогласия Ландау с самой идеей моей работы. Лишь после того, как Р. Фейнман опубликовал свою статью по



Лев Васильевич Шубников
(29.09.1901 – 10.11.1937)

вихрям в сверхтекучем гелии [9], и Ландау принял идею вихрей и согласился с моим выводом, я опубликовал свою статью в 1957 г. [10]. В то время, несмотря на наличие английского перевода, она не привлекла к себе внимания. Интерес к моей работе возник лишь в начале шестидесятых годов, после открытия сплавов и соединений с высокими критическими магнитными полями. Но и тогда экспериментаторы не верили в возможность существования вихревой решетки, несоизмеримой с кристаллической решеткой. Все сомнения отпали только после того, как вихревая решетка была наблюдаена экспериментально, вначале с помощью рассеяния нейт-

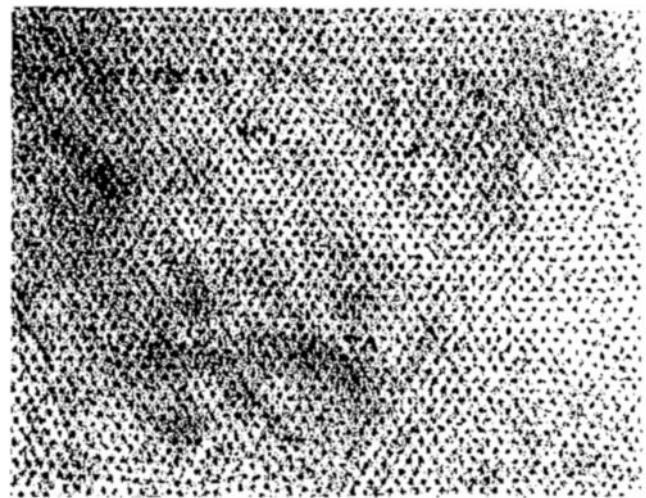


Рис. 5. Первое изображение вихревой решетки, полученное Эссманом и Траубле (1967 г.) методом декорации [12].

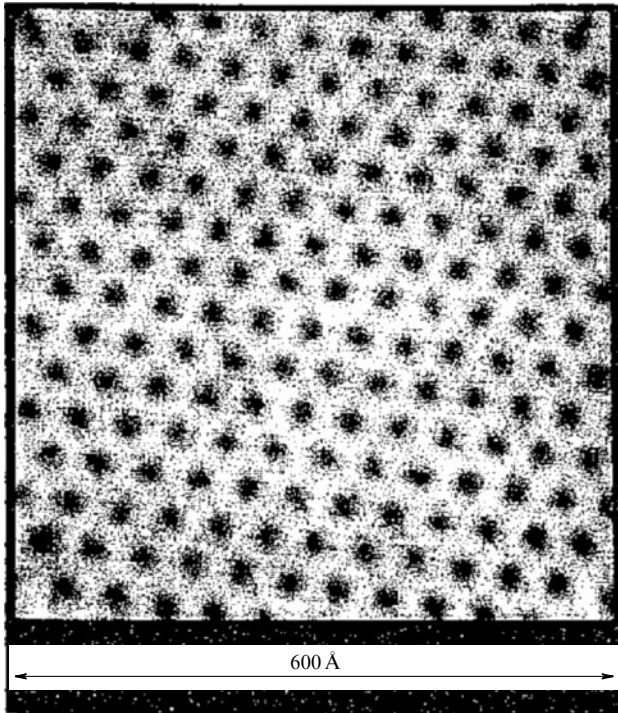


Рис. 6. Вихри в NbSe_2 , наблюдаемые методом сканирующей туннельной микроскопии.

ронов [11], а затем методом декорации [12] (рис. 5). Теперь существует много различных методик получения изображений вихревой решетки. Кроме уже упомянутых мною выше, это электронная голография, сканирующая туннельная микроскопия (рис. 6) и магнитооптика.

Впоследствии я сделал еще лишь одну работу по вихрям, а именно, рассчитал нижнее критическое поле в тонкой пленке и структуру вихревой решетки вблизи этого поля.

Хотя впоследствии я работал во многих разных направлениях теоретической физики, но сверхпроводимость оставалась моей любимой областью. В начале шестидесятых, мы сделали несколько совместных работ с Львом Горьковым. Они основывались на представлении теории БКШ с помощью формализма гриновских функций, что позволило обобщить микроскопическую теорию на пространственно неоднородные случаи. Мы изучили поведение сверхпроводников в высокочастотном поле (совместно с И.М. Халатниковым) [14], исследовали роль магнитных примесей [15], что позволило нам открыть так называемую "бесцелевую" сверхпроводимость. Введя спин-орбитальное рассеяние, мы также решили загадку конечной величины сдвига Найта при низкой температуре [16].

После открытия Мюллером и Беднорцем [17] высокотемпературной сверхпроводимости в слоистых окси-

дах меди я заинтересовался свойствами этих соединений. Сейчас предложено много различных теорий для их описания, и практически все они основаны на тех или иных экзотических механизмах сверхпроводимости. В основу моего подхода я положил теорию БКШ, принимающую во внимание специфику электронного спектра этих соединений, а именно, квазидвумерность и наличие так называемой "протяженной аномалии типа седловой точки", или "плоских участков" электронного спектра [18]. Другая идея связана с резонансным электронным туннелированием между слоями CuO_2 [19], которые ответственны за проводимость и сверхпроводимость. На базе этого подхода я смог объяснить большинство экспериментальных данных по слоистым купратам, не используя деления на "хорошие" данные, которые упоминаются при каждой возможности, и "плохие", о которых лучше забыть. В результате, я могу утверждать, что так называемой "загадки" высокотемпературной сверхпроводимости не существует.

Перевод¹ с английского А.И. Буздина

Список литературы

1. Гинзбург В Л, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **20** 1064 (1950)
2. Landau L D *Phys. Z. Sowjetunion* **11** 26, 129 (1937)
3. London F, London H *Proc. R. Soc. London Ser. A* **149** 71 (1935)
4. Абрикосов А А *ДАН СССР* **86** 489 (1952)
5. London F *Superfluids* Vol. 1 (New York: Wiley, 1950)
6. Горьков Л П *ЖЭТФ* **36** 1918; **37** 1407 (1959) [*Sov. Phys. JETP* **9** 1364 (1959); **10** 998 (1960)]
7. Шубников Л В и др. *ЖЭТФ* **7** 221 (1937)
8. Kasimir-Jonker J M, De Haas W J *Physica* **2** 943 (1935)
9. Feynman R P, in *Progress in Low Temperature Physics* Vol. 1 (Ed. D F Brewer) (Amsterdam: North-Holland, 1955) Ch. 11
10. Абрикосов А А *ЖЭТФ* **32** 1442 (1957) [*Sov. Phys. JETP* **5** 1174 (1957)]
11. Cribier D, Jacrot B, Rao L M, Farnoux B *Phys. Lett.* **9** 106 (1964)
12. Essmann U, Träuble H *Phys. Lett. A* **24** 526 (1967)
13. Абрикосов А А *ЖЭТФ* **46** 1464 (1964) [*Sov. Phys. JETP* **19** 988 (1964)]
14. Абрикосов А А, Горьков Л П, Халатников И М *ЖЭТФ* **35** 265 (1958); **37** 187 (1959) [*Sov. Phys. JETP* **8** 182 (1958); **10** 132 (1959)]
15. Абрикосов А А, Горьков Л П *ЖЭТФ* **39** 1781 (1960) [*Sov. Phys. JETP* **12** 1243 (1961)]
16. Абрикосов А А, Горьков Л П *ЖЭТФ* **42** 1088 (1962) [*Sov. Phys. JETP* **15** 752 (1962)]
17. Bednorz J G, Mueller K A *Z. Phys. B* **64** 189 (1986)
18. Abrikosov A A *Physica C* **341**–**348** 97 (2000)
19. Abrikosov A A *Physica C* **317**–**318** 154 (1999)

¹ Фотопортреты к публикации на русском языке Нобелевской лекции А.А. Абрикосова любезно предоставлены П.Е. Рубининым (из архива П.Л. Капицы) и В.Ф. Лобойко (редакция журнала "Физика низких температур", Харьков, Украина).