

Согласно Крамерсу основное состояние магнитного иона с нечетным числом электронов может расщепиться по двум причинам. Во-первых, такое расщепление может наступить у каждого иона, взятого в отдельности вследствие Штарк-эффекта в электрическом поле решетки.

Остающееся двукратное вырождение уже не поддается воздействию электрического поля и может быть уничтожено только непосредственным взаимодействием магнитных диполей друг с другом. Поэтому можно ожидать²³, что аномалия в ходе теплоемкости вследствие первого эффекта должна выражаться кривой плоской формы (кривая типа Шоттки). Аномалия же, вызванная вторым эффектом, должна быть «типа взаимодействия», т. е. должна выражаться такой кривой, которая наблюдается, например, в точке Кюри. Следовательно, мы должны отнести аномалию *A* за счет взаимодействия поля кристалла с ионом, а аномалию *B*, у которой наблюдается только восходящая часть кривой, — за счет взаимодействия магнитных диполей друг с другом.

Такое истолкование находится в согласии с опытами над разведенными растворами парамагнитных солей. Работая с этими солями в области температур, лежащих несколько ниже максимума аномалии *A*, мы не получаем значительно более низких температур²⁴, потому что действие поля кристалла на каждый ион при разведении не меняется. Однако, пользуясь более сильными магнитными полями, т. е. работая в области аномалии *B*, мы замечаем эффективность разведения. Энергия взаимодействия между диполями становится меньше, резкий спад кривой энтропии смещается в сторону более низких температур, вследствие чего мы адиабатическим размагничиванием можем получить температуры, более низкие, чем при работе с неразведенными солями²⁵.

В заключение мы хотели бы указать, что в опытах такого рода следует обращать внимание на форму исследуемого тела, так как при большой восприимчивости и при низких температурах она имеет большое значение. Так например, размагничивая изготовленный из железистоаммониевых квасцов цилиндр и исходя из температуры в $1,2^\circ \text{K}$ и поля в 16 тыс. гаусс, мы достигаем кажущейся температуры T^* , равной $0,025^\circ$ в том случае, если длина цилиндра в 2,5 раза больше его диаметра, и $0,043^\circ$, если отношение длины к диаметру равно 1,25.

В настоящее время мы повторяем эти опыты с новой установкой, позволяющей достичь большей точности в магнитных измерениях, и распространяем исследование на другие соли. Подобное сообщение о всех работах будет сделано после их завершения.

МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Ф. Лондон (Оксфорд)

Теория, о которой я буду говорить, имеет дело исключительно с макроскопической интерпретацией сверхпроводимости. Повидимому, главное препятствие, которое стоит на пути понимания этого явления, следует искать в обычно принятом макроскопическом истолковании его как некоторого предельного случая обыкновенной проводимости.

Современное состояние теории можно охарактеризовать таким образом, что невозможность создания теории сверхпроводимости на базе общепризнанных представлений электронной теории металла и при обычной интерпретации наблюдаемого явления станет совершенно очевидной.

Блох и Ландау сформулировали теоретическую программу, которая, повидимому, предписывается фактами. Они считают, что следует искать такую модель металла, которая в наиболее устойчивом его

состоянии включала бы перманентный ток в отсутствие какого бы то ни было внешнего поля. При этом часто в качестве аналогии приводят ферромагнетики, обладающие в наиболее устойчивом состоянии перманентным намагничиванием. Термодинамическая устойчивость сверхпроводящего состояния и, в частности, устойчивость незатухающих вечных токов, повидимому, не допускают никаких других выводов. Однако в качестве возражения против такого представления приводили (в том числе и сам Блох) общую теорему теории электронов, согласно которой в наиболее устойчивом состоянии любой образованной из электронов системы наличие тока представляется весьма маловероятным. Отсюда Блох сделал вывод, что единственная теорема, которую можно доказать для сверхпроводимости, состоит в том, что всякая теория сверхпроводимости может быть опровергнута. До сих пор эта теорема всегда подтверждалась на опыте.

Мы увидим, что «неразрешимая» проблема Ландау и Блоха на самом деле никогда не ставилась природой и что сделанные на основании опытных фактов выводы были несколько преждевременны. Мы покажем, что явление это вовсе не следует истолковывать как предельный случай высокой проводимости вопреки факту наличия электрического тока в отсутствие электрического поля ($J \neq 0, E = 0$) и что наблюдаемому явлению можно придать такую формулировку, которая устранил противоречие с общепризнанными физическими представлениями.

Опыт Мейснера и Оксенфельд раскрыл нам новые и весьма неожиданные свойства сверхпроводящего состояния. Из факта бесконечной проводимости следует лишь, что магнитный поток в сверхпроводнике должен быть постоянен и, следовательно, должен зависеть от того, как сверхпроводник переходит через критическую кривую. Однако опыты Мейснера показали, кроме того, что магнитный поток в сверхпроводнике по всей вероятности равен нулю, если только эксперимент производится при «идеальных» условиях. Что понимается под «идеальными» условиями, определить не так просто. Тот факт, что в «идеальных» условиях магнитное поле оказалось замороженным в сверхпроводнике, связан, повидимому, с присутствием несверхпроводящих включений, либо из-за того, что вещество в самом начале было недостаточно однородным, либо же потому, что магнитные линии при сгущении дают в некоторых частях сверхпроводника поле, превосходящее критическое значение.

Таким образом сохранение первоначального магнитного потока следует рассматривать не как некоторое элементарное явление, а как сложный эффект, вызванный наличием нескольких компонент или фаз, учитываемых при микроскопическом рассмотрении. В противоположность этому, как гораздо более простой эффект следует рассматривать элементарное явление в чистом сверхпроводнике. Согласно опытам Мейснера переход из несверхпроводящей фазы в сверхпроводящую в магнитном поле осуществляется, повидимому, микроскопически обратимо, поскольку магнитный поток можно считать равным нулю в любом элементе объема сверхпроводящей фазы независимо от того, каким образом был совершен переход через критическую кривую. Магнитное поведение сверхпроводника напоминает поведение металла с весьма сильными диамагнитными свойствами, обладающего восприимчивостью $\chi = -\frac{1}{4\pi}$ или проницаемостью $\mu = 0$.

В диамагнитном атоме мы как раз находим пример перманентного тока, протекающего в системе, находящейся в наиболее устойчивом состоянии. Противоречия с теоремой Блоха здесь нет, так как эта теорема Блоха относится к системам без наложенного внешнего электрического или магнитного поля. Мы видим, что в магнитном поле эта теорема, очевидно, не соблюдалась бы.

Весьма соблазнительной представляется идея рассмотреть ток в сверхпроводнике как своего рода диамагнитный ток. Эта идея, робко

высказывавшаяся раньше, приобретает особую соблазнительность теперь после опыта Мейснера, повидимому, дающего нам в руки более элементарный эффект, к которому можно надеяться свести столь загадочное явление сверхпроводимости.

Макроскопическое описание, предложенное мной совместно с Г. Лондоном²⁸, показывает, что можно выработать программу, до некой степени избавленную от блоховской дилеммы. Здесь ток сверхпроводимости проявляется как диамагнитный ток, поддерживаемый магнитным полем. В опыте Мейснера этим полем является внешнее магнитное поле. В перманентном токе, циркулирующем в кольце, магнитное поле создается им самим. В наиболее устойчивом состоянии кольца токи отсутствуют, пока не наложено магнитное поле. Состояние же, в котором в кольце имеется перманентный ток, не есть состояние наименьшей энергии, но в макроскопических условиях является метастабильным.

Связь между магнитным полем $\mathbf{H}$ и плотностью тока в сверхпроводящем состоянии $\mathbf{J}$ мы предлагаем в виде уравнения:

$$c \operatorname{rot} \Delta \mathbf{J} = -\mathbf{H}, \quad (1)$$

где Δ — некоторая положительная постоянная, характерная для сверхпроводника.

Таким образом мы характеризуем сверхпроводник не каким-либо значением проницаемости μ , а дифференциальным уравнением. Как мы увидим, это означает, что весь сверхпроводник рассматривается как один большой диамагнитный атом, но экранирование наложенного магнитного поля осуществляется за счет объемных токов, а не атомного намагничивания.

Пользуясь максвелловским уравнением

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \mathbf{J} \quad (2)$$

(мы пренебрегаем здесь током смещения и, исключая $\mathbf{J}$ из (1) и (2), получаем

$$\Delta c^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{H} = -\mathbf{H}$$

или, поскольку $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$,

$$\Delta c^2 \Delta \mathbf{H} = \mathbf{H}. \quad (3)$$

Решения этого уравнения, регулярные внутри сверхпроводника, экспоненциально убывают по мере удаления от поверхности вглубь, а на поверхности переходят в значения внешнего поля. На расстоянии $c \sqrt{\Delta}$ от поверхности поле практически равно нулю. Как мы увидим, микроскопическая интерпретация величины Δ дает для этого расстояния значение, равное примерно 10^{-5} см. Таким образом опыты Мейснера укладываются в уравнение (1) с одним вполне естественным различием, что магнитный поток исчезает не на поверхности, но в пределах весьма тонкого поверхностного слоя. Магнитную индукцию $\mathbf{B}$ в целях упрощения мы всюду полагаем равной напряженности поля

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}. \quad (4)$$

Взяв rot от (3), получаем аналогичное уравнение для $\mathbf{J}$

$$\Delta c^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{J} + \mathbf{J} = 0. \quad (5)$$

Экранирующие диамагнитные токи всегда протекают весьма близко к поверхности.

Дифференцируя (1) по времени и учитывая, что $\dot{\mathbf{H}} = -c \operatorname{rot} \mathbf{E}$, получим

$$\operatorname{rot} (\Delta \mathbf{J} - \mathbf{E}) = 0,$$

т. е. $\Delta \mathbf{J} - \mathbf{E}$ должно быть градиентом некоторого скаляра φ

$$\Delta \mathbf{J} - \mathbf{E} = \text{grad } \varphi. \quad (6)$$

Для дальнейшего необходимо лишь знать, что φ — однозначный скаляр. Первоначально мы предполагали также, что φ равно произведению электрического заряда на $-\Delta c^2$. Тогда выражениям (1) и (6) можно было придать обычную симметричную форму

$$\Delta c \cdot \left(\frac{\partial J_i}{\partial x_k} - \frac{\partial J_k}{\partial x_i} \right) = f_{ik},$$

согласно которой электрическое поле, как и магнитное, должно, начиная с поверхности, убывать до нуля. А priori факт столь малого проникновения электрического поля, повидимому, не может встретить возражений. Однако, поскольку при некоторых процессах такие электрические поля приводят к отрицательному значению джоулева тепла, мы неизбежно приходим к следствиям, с которыми никак нельзя согласиться²⁷. Правда, подобрав соответствующие граничные условия для электрического поля, мы можем удовлетворить требованиям термодинамики.

С другой стороны, теории можно придать несколько иную формулировку, при которой электрические поля будут принципиально исключены. Для всего последующего эти детали относительно поведения электрических полей не представляют интереса и без привлечения новых опытных фактов о них нельзя сделать окончательных выводов.

Рассмотрим теперь проблему устойчивого тока, или, точнее, проблеме устойчивого магнитного потока. Для этого нам необходим сверхпроводник, имеющий форму кольца, поскольку сверхпроводник обычной формы не дает заметного магнитного потока. Пусть C будет проходящая внутри кольца замкнутая кривая, которую нельзя свести в точку, не вынося ее из сверхпроводника. Поверхность S , опирающаяся на кривую C , лежит частично внутри сверхпроводника, частично же — в несверхпроводящей области. Но максвелловы уравнения справедливы во всем пространстве, и, следовательно, для изменения магнитного потока, пронизывающего поверхность S , мы можем написать

$$\int_S \int \dot{H}_n ds = -c \oint_C E_s ds.$$

Интеграл в правой части распространяется только на сверхпроводящую область. Поэтому, пользуясь (6), мы можем заменить E_s на $\Delta \mathbf{J}_s - \frac{\partial \varphi}{\partial s}$.

Тогда получим

$$\int \int \dot{H} ds = -c \oint \left(\Delta \mathbf{J}_s - \frac{\partial \varphi}{\partial s} \right) ds = -c \Delta \oint \mathbf{J}_s ds,$$

или, интегрируя по времени,

$$\begin{aligned} & \int \int H_n(t) dt + c \Delta \oint \mathbf{J}_s(t) ds = \\ & = \int \int H_n(t_0) dt + c \Delta \oint \mathbf{J}_s(t_0) ds = \text{const.} \end{aligned} \quad (7)$$

Таким образом величина $\iint H_n d\sigma + c \Delta \oint J_s ds$ во времени неизменна. Вследствие соотношения $\Delta c \operatorname{rot} \mathbf{J} = -\mathbf{H}$ мы можем, применяя теорему Стокса, найти, что значение этой величины не зависит от положения кривой C внутри кольца. Но кольцо можно всегда сделать настолько толстым, а кривую C расположить так далеко от его поверхности, чтобы значением плотности тока, убывающей экспоненциально внутрь кольца, можно было пренебречь. Тогда мы получим

$$\iint H_n(t) d\sigma = \iint H_n(t_0) d\sigma. \quad (7')$$

Магнитный поток, находящийся в полости кольца, остается постоянным все время, несмотря ни на какие возмущающие внешние поля. Кольцо ведет себя как постоянный магнит. Однако, поскольку оно обладает некоторым количеством магнитной энергии этого потока, его следует считать находящимся в метастабильном состоянии. Только конечным изменением параметров системы (например переходом критического значения) его можно перевести в абсолютно устойчивое состояние, не содержащее потока.

Необходимо подчеркнуть, что наше чисто магнитное описание в корне отличается от иногда выдвигающейся концепции, согласно которой сверхпроводимость следует характеризовать частным значением магнитной проницаемости $\mu = 0$. Правда, для сверхпроводников обычной формы в случае чисто магнитных явлений обе формулировки дают макроскопически тождественные результаты. Однако для многократно связанных сверхпроводников эти формулировки резко отличаются друг от друга. Кольцо, характеризуемое данным значением проницаемости, имеет в своей полости поле, пропорциональное напряженности наложенного внешнего поля, и в частном случае обязательно равное нулю, если внешнее поле отсутствует. Из одного только факта, что $\mu = 0$, нельзя получить устойчивости электрического тока

открытым). Однако, конечно, на самом деле собственные функции электронов в металле сильно возмущены магнитным полем, и, следовательно, выражения в скобках не исчезают. Наоборот, они становятся по порядку величины равными членам с вектор-потенциалом. Более того, энергетические значения электронных состояний испытывают возмущение, и их термическое распределение вследствие этого изменяется. В результате мы получаем лишь весьма слабый так называемый ландау-пайерлсовский диамагнетизм.

Но предположим, что электроны взаимодействуют между собой таким образом, что самое низшее состояние отделено от возбужденных конечным интервалом. Тогда возмущающее действие поля на собственные функции может быть значительным, только если это возмущение одного порядка величины с силами взаимодействия электронов. Пока магнитное поле остается малым, можно предположить, что возмущение собственной функции пропорционально квадрату или высшей степени напряженности магнитного поля. Мы запишем это в такой форме:

$$\psi = \psi_0 + \mathbf{H}^2 \psi_1.$$

Здесь ψ_0 — собственная функция в отсутствии поля. При такой собственной функции скобки в (10) дают нам выражение, квадратичное

В многократно соединенных сверхпроводниках (образующих полностью сверхпроводящий контур, например, в кольцах) это, вообще говоря, невозможно. Если при наличии магнитного потока F через охватываемое ими пространство интегрировать по охватывающей эту полость кривой, мы получим

$$\oint \mathbf{A}_s ds = \int \int H_n d\tau = F \neq 0.$$

Если же выбрать путь интегрирования достаточно глубоко внутри сверхпроводника, то мы будем иметь

$$\oint \mathbf{J}_s ds = 0.$$

Таким образом, $\Delta \mathbf{c} \mathbf{J}$ и $-\mathbf{A}$, обладая равными роторами, должны отличаться друг от друга градиентом многозначного скаляра χ , прирост которого при обходе равен магнитному потоку через полость

$$\Delta \mathbf{c} \mathbf{J} + \mathbf{A} = \text{grad } \chi. \quad (9)$$

Однако и в этом случае мы можем, обобщая нашу формулу для просто соединенных проводников $\mathbf{A} + \Delta \mathbf{c} \mathbf{J} = 0$, выбрать определенное выражение для $\mathbf{A}$. В добавление к уравнениям $\text{rot} (\mathbf{A} + \Delta \mathbf{c} \mathbf{J}) = 0$ и $\text{div} (\mathbf{A} + \Delta \mathbf{c} \mathbf{J}) = 0$ внутри сверхпроводника мы постулируем, что на поверхности

$$\mathbf{A}_n + \Delta \mathbf{c} \mathbf{J}_n = 0.$$

Это дает для χ следующие условия:

$$\Delta \chi = 0$$

внутри сверхпроводника,

$$\frac{\partial \chi}{\partial n} = 0$$

на его поверхности.

Согласно условию, что прирост χ после обхода вокруг i -й полости должен быть равен магнитному потоку F_i через эту полость, или, точнее говоря, равен значению сохраняющейся во времени величины $\int \int H_n d\tau + \oint \Delta \mathbf{c} \mathbf{J}_s d_s$ для этой полости, χ определяется совершенно определенным образом и оказывается независимой от времени.

Уравнения (8) и (9) эквивалентны основному уравнению (1).

Обоснование наших макроскопических уравнений с помощью теории электронов в металле еще не было предпринято. Однако хотелось бы наметить вытекающую из них программу исследований при микроскопическом подходе.

Как известно, квантовая механика дает для плотности электрического тока выражение

$$\mathbf{J} = \frac{\hbar e}{4\pi i m} (\psi \text{ grad } \psi^* - \psi^* \text{ grad } \psi) - \frac{e^2}{mc} \psi \psi^* \mathbf{A}. \quad (10)$$

Если ψ — волновая функция отдельного электрона в самосогласованном поле остальных электронов, то $\psi \psi^*$ дает статистическую вероятность пребывания этого электрона в каждой точке пространства. Суммируя по всем электронам, получаем число n электронов в $1 \text{ см}^3 \psi \psi^*$.

Если взять обыкновенные собственные функции свободного электрона в металле, то выражение в скобке при суммировании по всем электронам по соображениям симметрии обращается в нуль, и уравнение (10) станет тождественным с уравнением (8), причем константа Δ окажется равной $\frac{m}{n e^2}$ (мы оставляем вопрос о точном значении n

открытым). Однако, конечно, на самом деле собственные функции электронов в металле сильно возмущены магнитным полем, и, следовательно, выражения в скобках не исчезают. Наоборот, они становятся по порядку величины равными членам с вектор-потенциалом. Более того, энергетические значения электронных состояний испытывают возмущение, и их термическое распределение вследствие этого изменяется. В результате мы получаем лишь весьма слабый так называемый ландау-пайерлсовский диамагнетизм.

Но предположим, что электроны взаимодействуют между собой таким образом, что самое низшее состояние отделено от возбужденных конечным интервалом. Тогда возмущающее действие поля на собственные функции может быть значительным, только если это возмущение одного порядка величины с силами взаимодействия электронов. Пока магнитное поле остается малым, можно предположить, что возмущение собственной функции пропорционально квадрату или высшей степени напряженности магнитного поля. Мы запишем это в такой форме:

$$\psi = \psi_0 + H^2 \psi_1.$$

Здесь ψ_0 — собственная функция в отсутствии поля. При такой собственной функции скобки в (10) дают нам выражение, квадратичное в H , которым можно пренебречь по сравнению с членом, содержащим A . Таким образом предложенное нами соотношение (8) между током и магнитным полем можно было бы объяснить этим «жестким» поведением собственных функций.

Между прочим рассмотренный механизм ни в какой мере не является абсолютно новым. Этот механизм характеризует сверхпроводник, взятый в целом как один большой диамагнитный атом. И в диамагнитном атоме, помещенном в магнитное поле, собственная функция претерпевает возмущение, пропорциональное только H^2 , что никак не может объяснить диамагнетизма. Диамагнитный ток полностью

выражается содержащимся в (10) членом $\frac{e^2}{mc} \psi \psi^* A$, где ψ — невозмущенная собственная функция. Момент этого тока непосредственно дает известную формулу для диамагнитной восприимчивости атома. Но обычные атомы настолько малы, что внешнее магнитное поле лишь слабо экранируется внутренним. Только если бы атом имел диаметр $\lesssim 10^{-5}$ см (чему соответствует плотность электронов в 10^{23} см $^{-3}$), внешнее поле почти совершенно не проникало бы во внутрь его.

Необходимо еще отдельно рассмотреть сверхпроводник, имеющий форму кольца. В этом случае вместо уравнения (8) мы имеем уравнение (9)

$$\Delta c J + A = \text{grad } \chi, \quad (9)$$

где член $\text{grad } \chi$ необходим для описания магнитного потока сквозь кольцо.

Рассмотрим атом, имеющий форму кольца, с магнитным потоком F , проходящим через его отверстие. Будем сначала считать, что этот поток занимает весьма малую область отверстия, так что он нигде не касается самого кольца. Поскольку для всякой замкнутой кривой, окружающей магнитный поток, в частности и для такой, которая проходит внутри кольца, должно быть справедливо соотношение

$\oint A_s ds = F$, вектор-потенциал A этого магнитного поля будет неизбежно отличен от нуля повсюду, даже и в кольце, хотя в действительности никакого поля там нет. Поэтому и волновое уравнение электронного кольца будет неизбежно содержать вектор-потенциал, несмотря на отсутствие в нем магнитного поля. Присутствие такого физически нереального вектор-потенциала, который всегда можно пред-

ставить как градиент некоторого многозначного скаляра, мы компенсируем «приспособлением» собственной функции. В этом случае $A = \text{grad } \chi$, и правильно «приспособленная» собственная функция имеет вид

$$\psi = \psi_0 e^{-\frac{2\pi i}{h} \frac{e}{c} \chi},$$

где ψ_0 — собственная функция электронного кольца в отсутствии потока. Можно непосредственно убедиться, что такое ψ является точным решением волнового уравнения, включающего физически нереальный вектор-потенциал $A = \text{grad } \chi$, и что ток, получающийся вследствие уравнения (10), при таком ψ исчезает, если тока не дает само ψ_0 .

Предположим теперь, что магнитный поток незначительно проникает внутрь кольца, причем, однако, он настолько слаб, что нигде не превосходит критического значения. Тогда вектор-потенциал можно написать в такой форме:

$$A = \text{grad } \chi + A_1.$$

Но член A_1 представляет собой только слабое добавочное поле, которое весьма незначительно возмущает собственную функцию, как мы это предполагали и в общем случае слабых магнитных полей. Поэтому только оно и дает ток в (10)

$$J = -\frac{e^2}{mc} \sum \psi \psi^* A_1 = \frac{1}{\Lambda c} (\text{grad } \chi - A).$$

Это в точности совпадает с нашим основным соотношением для кольца (9). Таким образом незатухающие токи в кольце на самом деле следует рассматривать как диамагнитный эффект, стабилизирующий сам себя.

Итак, будущее обоснование этой теории, исходящее из рассмотрения электронов в металле, должно, повидимому, пытаться объяснить весьма простое положение вещей, а именно, что когда создается или поддерживается ток сверхпроводимости, то не происходит практически ничего, во всяком случае никаких изменений не претерпевают волновые функции сверхпроводящего состояния. Точнее говоря, достаточно было бы показать, что волновая функция в этом состоянии под действием магнитного поля претерпевает возмущение, пропорциональное лишь высшим степеням H . Для волнового описания материи весьма характерно, что волны не выражают непосредственно движения частицы в присутствии магнитных полей. Де-броглевское волновое число определяет суммарный импульс p , который в случае магнитного поля складывается из «кинетического» импульса mv и «потенциального» импульса $\frac{e}{c} A$. Если в вырожденном электронном газе первый из них равен нулю и вследствие наличия взаимодействия, которое еще предстоит объяснить, остается равным нулю и в присутствии магнитного поля, то ток пропорционален взятому с обратным знаком потенциальному импульсу, и наши уравнения справедливы.

ОПЫТЫ ПО СВЕРХПРОВОДИМОСТИ, ПРОИЗВЕДЕННЫЕ В ОКСФОРДЕ

К. Мендельсон

Опыты, производившиеся в Оксфорде, относились главным образом к изучению магнитной индукции, а также энергии различных веществ, находящихся в сверхпроводящем состоянии. По наблюдениям Мейснера и Оксенфельда²⁸ в оловянном цилиндре, охлаждаемом в маг-