

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Обычные электромагнитные уравнения к сверхпроводникам не применимы, так как они становятся неопределенными. Беккер с сотрудниками предположили, что пригодная форма обычных уравнений будет получена, если удастся учесть ускорение электронов. Таким путем они получили связь между скоростью изменения тока и электрическим полем, из которой следует, что во время изменения тока поле может существовать мгновенно. Было получено распределение токов в поверхностном слое толщиной $10^{-5} - 10^{-4}$ см. Следствия такого рассмотрения находятся в определенном противоречии с опытами Мейснера, наблюдавшего самопроизвольное перераспределение магнитного поля при чисто термическом превращении. Считая, что это является доказательством неправильности представления об ускоряющихся электронах, Лондон пришел недавно к выводу о необходимости создания новой формы электромагнитных уравнений специально для сверхпроводников. С другой стороны, Грейсон Смит (Торонто) столкнулся эти опыты как доказательство самопроизвольного возникновения местных вихревых токов, т. е. стал на точку зрения, впервые высказанную Френкелем. Согласно этой точке зрения для объяснения опытов Мейснера и достижения согласия с термодинамическим подсчетом Гортера телу следует приписать очень большое значение диамагнитной восприимчивости. Наименьшие эффективные размеры вихрей согласуются при этом по порядку величины с критической толщиной тонких пленок, с которой начинается заметное нарушение сверхпроводимости.

ЛАМБДА-ЭФФЕКТ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

Проф. В. Кеезом

Недавно производились новые измерения удельной теплоемкости жидкого гелия при давлении насыщенных паров¹. В результате этих измерений выяснилось, что основное изменение теплоемкости в ламбда-точке происходит в интервале $0,002^\circ$, а весьма вероятно, что даже $0,0002^\circ$.

Были найдены также новые доказательства того, что превращение He I в He II не связано с образованием скрытого тепла.

Измерения удельной теплоемкости при постоянном объеме, производившиеся при повышенном давлении, также обнаружили ламбда-эффект, как этого и ожидали на основании предыдущих измерений зависимости между давлением, объемом и температурой.

Представляется затруднительным указать определенное значение величины скачка удельной теплоемкости в ламбда-точке.

Можно предположить, что различие в формах кривых удельной теплоемкости для ветви, относящейся к He I, следует приписать влиянию флуктуаций, вызванных тепловым движением.

И вязкость и теплопроводность жидкого гелия в точке превращения He I в He II меняются скачкообразно.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ШКАЛА ТЕМПЕРАТУР НИЖЕ $0,9^\circ\text{K}$

Термодинамическая температурная шкала для области выше $0,9^\circ$ была установлена с помощью гелиевого термометра. Для более низких температур она может быть установлена с помощью адиабатического размагничивания парамагнитных солей, сопровождаемого измерением количества теплоты, необходимой для восстановления первоначальной температуры. Если обозначить эту теплоту через dQ ,

а понижение энтропии, соответствующее намагничиванию соли при начальной температуре, через dS , то температура, достигаемая при размагничивании, равна

$$T = \frac{dQ}{dS}.$$

При этом методе требуется точно знать магнитные свойства соли при начальной температуре; однако было предложено и видоизменение метода, при котором такого требования не предъявляется².

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАЛЛЕ

Атомная теплоемкость серебра и цинка при температурах, лежащих ниже примерно 6°K , в некоторой своей части может быть, по-видимому, приписана теплоемкости свободных электронов, вытекающей из формулы Зоммерфельда для числа свободных электронов, равного 1 на атом³. Недавно произведенные измерения удельной теплоемкости KCl при температурах ниже 3°K ⁴ подтверждают это.

Атомная теплоемкость никеля значительно превосходит величину, естественную для атомной решетки⁵. Добавочная теплоемкость в интервале между $1,1$ и $9,0^\circ\text{K}$ может быть выражена формулой

$$C_{\text{доб}} = 0,001744 T.$$

Можно предположить, что эта теплоемкость связана с энергией электронов проводимости. Тот факт, что она во много раз больше, чем это следует из формулы Зоммерфельда для свободных электронов, показывает, что в соответствующей энергетической полосе, по крайней мере на уровне предельной энергии, плотность возможных энергетических состояний особенно велика.

КАЛОРИМЕТРИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Опыты, произведенные с оловом и таллием, показывают, что удельная теплоемкость металла при переходе из сверхпроводящего состояния в несверхпроводящее претерпевает скачок⁶. Величина этого скачка в отсутствии магнитного поля соответствует формуле, указанной Рутгерсом. Ее можно написать в следующем виде:

$$\Delta C = T \frac{d^2}{dT^2} \left(\frac{H^2}{8\pi d} \right),$$

где H — магнитное поле, которое надо наложить, чтобы при данной температуре T разрушить сверхпроводимость, а d — плотность.

Если внешнее магнитное поле отсутствует, то переход из сверхпроводящего состояния в несверхпроводящее совершается без какого-либо проявления скрытой теплоты. В присутствии магнитного поля скрытая теплота, связанная с превращением⁷, описывается следующей формулой, выведенной в предположении идеальных условий:

$$r = -T \frac{d}{dT} \left(\frac{H^2}{8\pi d} \right).$$

Эта формула подтвердилась для таллия в тех опытах, в которых металл переводился в сверхпроводящее состояние в отсутствии магнитного поля. В тех же случаях, когда предварительный переход в сверхпроводящее состояние осуществлялся в присутствии магнитного поля, измерения учитывали только некоторую долю скрытого тепла. Это указывает, что некоторая доля магнитного потока была «заморожена» внутри тела.

Подтверждение вышенаписанной формулы на опыте показывает, что с термодинамической точки зрения переход из свехпроводя-

щего состояния в несверхпроводящее является обратимым процессом даже в том случае, когда имеются незатухающие токи. Это наводит на мысль о том, что исчезновение незатухающих токов, наблюдающееся при переходе в несверхпроводящее состояние, не связано с образованием джоулева тепла, а непосредственно зависит от проникновения магнитного поля.

В настоящее время производятся новые измерения на олове в условиях, более приближающихся к идеальным.

МАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ПЕРЕХОД В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ СОСТОЯНИЕ

Проф. В. Мейснер

Уже в нашем первом сообщении о новых магнитных явлениях, сопровождающих переход в сверхпроводящее состояние⁸, мы указывали на следующее: только в случае сплошного цилиндра (т. е. не имеющего внутри полостей), приготовленного из чистого металла и охлажденного в присутствии магнитного поля, можно сказать, что тело ведет себя так, как если бы его проницаемость при переходе в сверхпроводящее состояние уменьшилась до нуля. Если же охлаждать ниже точки превращения при наложенном однородном магнитном поле полый цилиндр, то явление значительно усложняется. Это подтвердили и наши следующие опыты с цилиндрическим кристаллом олова, просверленным вдоль оси⁹. Гортер и Казимир¹⁰ предложили следующее объяснение этому явлению: сверхпроводник, находящийся ниже точки превращения, обладает несверхпроводящими областями, в которые втягиваются линии магнитной индукции, вследствие чего поле здесь превосходит критическое значение. Именно в этих областях линии индукции могут проникать в толщу вещества. Таким путем Гортер и Казимир смогли объяснить также, почему сплошная сфера, будучи охлаждена ниже точки превращения, сохраняет свой магнитный момент, несмотря на все эти новые явления. Существование такого остаточного магнитного момента было доказано старыми экспериментами Оннеса и его сотрудников, а также недавними опытами Мендельсона и Баббита¹¹. Ф. и Г. Лондон¹², приняв гипотезу Гортера и Казимира, создали весьма интересную феноменологическую теорию сверхпроводимости, объясняющую как эти новые магнитные эффекты, так и самое явление сверхпроводимости. Естественно, возникает следующий важный вопрос: со всеми ли экспериментами согласуется гипотеза Гортера и Казимира. Соблюдается ли, следовательно, теория Лондонов точно или ее также следует видоизменить.

Этот вопрос можно рассматривать в свете тех опытов, которые производились д-ром Гейденрейхом в криогенной лаборатории берлинского Рейхсанштальт под моим руководством после моего переезда в Мюнхен в апреле 1934 г. Д-р Гейденрейх еще раз занялся изучением магнитного поля как во внутренней полости кристалла олова, так и вокруг его наружной поверхности, производя специальные новые измерения остаточного поля. Уже в наших прежних опытах мы нашли, что и в свинцовой трубке и в кристаллической оловянной трубке после понижения температуры ниже точки превращения и удаления однородного внешнего поля можно наблюдать во внутренней полости остаточное поле. Теперь же мы нашли, что не только в случае свинцовой трубки (как уже упоминалось в моем и Оксенфельда первом сообщении), но и в случае кристаллической трубки, изготовленной из олова, остаточное поле сохраняется также и вблизи внешней поверхности.