

СОВРЕМЕННЫЕ ТЕОРИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ.

П. Г. Лапинский, Киев.

1. Основное содержание теории металлической проводимости. 2. Старая или классическая теория металлической проводимости. 3. Физические гипотезы, на которых основана старая теория металлической проводимости. 4. Основные уравнения старой теории. 5. Попытки реформы теории металлической проводимости. Работа Штарка. 6. Теория В. Вина. 7. Первая теория Дж. Дж. Томсона. 8. Вторая (цепная) теория проводимости Дж. Дж. Томсона. 9. Работа Борелиуса по теории металлической проводимости. 10. Работа Верейде по теории металлической проводимости. 11. Теория П. Бриджмена. 12. Равнолесная теория металлической проводимости А. Уотермана. 13. Влияние атомного веса на электропроводность. 14. Электропроводность и строение. 15. Итоги обзора. 16. Указатель литературы по теории металлической проводимости и связанным с нею вопросам.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ТЕОРИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

Теория металлической проводимости представляет физическую теорию, которая при помощи предположения о перемещении электронов внутри проводника, на основе некоторых, наиболее приемлемых динамических положений, объясняет механизм электрического тока в металлических проводниках, а также всю сложную и разнообразную группу соединенных с этим явлений. Сюда прежде всего относится ряд так называемых термо-электрических явлений: возникновение термо-электродвижущей силы в замкнутой цепи из двух металлов с разными температурами спаев, явления Пельтье и Томсона, затем распространение тепла в металлических проводниках и связь между величиной теплопроводности и электропроводности (закон Видемана - Франца), зависимость электропроводности от температуры и давления. Здесь же мы имеем дело с сложной группой явлений, сопровождающих распространение электрического и теплового тока в магнитном поле: поперечные и продольные электрические и тепловые явления, получившие от имен открывших их исследователей названия: явления Холла, Эттингсгаузена, Нернста, Ледюка-Риги, Корбино и т. д. Сюда же следует отнести два явления, недавно изучен-

ные Бенедиксом, указывающие на роль градиента температуры в проводнике, и на влияние формы проводника в явлениях металлической проводимости. Как частный случай, мы имеем влияние магнитного поля на электрическое сопротивление проводника. Далее, с теорией металлической проводимости тесно связаны оптические свойства металлов, особенно для длинных тепловых лучей. Можно сказать с уверенностью, что большая часть физических свойств металлов, особенно же касающаяся связи между электрическими и тепловыми явлениями в них, имеет самое близкое отношение к теории металлической проводимости.

2. СТАРАЯ ИЛИ КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

Старая электронная теория металлической проводимости, созданная в период 1898—1912 года благодаря работам Рике, Друде, Дж. Томсона и особенно Г. А. Лоренца (см. литературный указатель в конце статьи), была первой физической теорией, которая, исходя из определенных физических гипотез и динамических принципов, пыталась создать теоретическую схему, объясняющую все перечисленные выше явления, связанную внутренним единством с представлениями о металлической проводимости. Дальнейшей разработкой этой теории в разных направлениях занимались: М. Рейнганум, Ван-Эвердинген, И. Кенигсбергер, П. Грунер, Г. Егер, Кунц, Шенк, Ф. Крюгер, К. Бедекер, П. Дебай, Н. Бор и др. (см. указатель литературы).

Основная динамическая схема этой теории была целиком заимствована из кинетической теории газов. Поэтому было бы справедливо эту теорию металлической проводимости именовать кинетической.

Развитая постепенно и последовательно до своих логических пределов, эта теория во многих пунктах оказалась в противоречии с опытом. Судьба ее напоминает классическую теорию теплового излучения. Разногласия между результатами этой теории и опытом привели к радикальной реформе этой теории и созданию теории квантов. Тем не менее, не подлежит сомнению, что в минувший период развития физики старая теория металлической проводимости сыграла плодотворную роль: со одной стороны, как рабочая теория, побудившая к целому ряду опытных исследований, накопивших перед нами обширный, хотя и не всегда надежный материал, с другой стороны, как испытание некоторых допущений, весьма вероятных раньше и весьма сомнительных при свете современных физических знаний.

3. ФИЗИЧЕСКИЕ ГИПОТЕЗЫ, НА КОТОРЫХ ОСНОВАНА СТАРАЯ ТЕОРИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

Согласно старой теории, электрический ток в металлических проводниках состоит в одностороннем движении электронов, отделившихся

от атомов металлического проводника, и свободно перемещающихся в пространстве между атомами, под действием электрической силы внешнего электрического поля, приложенного к проводнику. Эти электроны, называемые свободными, существуют в проводнике и при отсутствии внешнего электрического поля. В этом заключается одна из основных гипотез старой теории металлической проводимости. Свободные электроны имеют в совокупности свойство газа, находящегося в тепловом равновесии с металлом. В газах средняя кинетическая энергия молекул зависит только от температуры. Поэтому тепловое движение электронов было подчинено той же зависимости:

$$\frac{1}{2} m n^2 = \alpha T. \quad (1)$$

Здесь m — масса электрона, n — скорость поступательного теплового движения и $\alpha = 2,05 \cdot 10^{-16}$. Это уравнение (1), которое тоже является основным для старой теории металлической проводимости, содержит в себе гипотезу, изменявшую значительно и радикально прежние представления о природе тепла, а именно, что носителями тепла являются не только атомы и молекулы, но и свободные электроны. Отсюда уже вытекают следствия об участии электронов в теплоемкости, теплопроводности и т. д. Как указал Лоренц, такие электроны вызывают тепловое излучение, которое выражается формулой Релей-Джинса и с результатами опыта не совпадает. Для коротких волн эта формула дает большую интенсивность, нежели это получается из опыта. Новые теории теплоемкости, построенные на основе теории квантов и удовлетворительно согласующиеся с опытом, приводят к заключению, что на долю электронов не может приходиться сколько-нибудь значительного количества тепловой энергии.

Уравнение (1) выражает динамический принцип равномерного распределения энергии по степеням свободы, примененный к движению электронов внутри тела. Кроме того, принимается, что при своем движении от одного столкновения с тем или иным атомом до другого электроны не подвержены действию других сил, кроме силы внешнего электрического поля.

4. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ СТАРОЙ ТЕОРИИ.

Как результат указанных положений, получается для электропроводности d выражение:

$$d = \frac{1}{2} \frac{n e^2 l}{m n} = \frac{n e^2 n l}{4 \alpha T}. \quad (2)$$

Здесь n — число свободных электронов в единице объема, n — скорость теплового движения электронов, e — заряд электрона, l — средняя величина его свободного пробега, m — масса электрона, T — абсолютная

температура электронного газа. Аналогичное выражение получается для теплопроводности металлов k :

$$k = \frac{1}{3} n l u \alpha, \quad (3)$$

что приводит к важному следствию:

$$\frac{k}{T} = \frac{4}{3} \left(\frac{\alpha}{e} \right)^2 T. \quad (4)$$

Соотношение (4) выражает приближенно одну из наиболее важных закономерностей, установленных для металлов, а именно, закон Видемана и Франца: для всех металлов при одной и той же температуре отношение $\frac{k}{T}$ одинаково. Кроме того, из (4) вытекает, что отношение $\frac{k}{T}$ изменяется пропорционально абсолютной температуре (закон Лоренца).

5. Попытки реформы теории металлической проводимости. Работа И. Штарка.

Уже в 1912 году выяснилась необходимость перестроения электронной теории металлической проводимости на новых основаниях. Все появившиеся за этот более чем десятилетний период работы можно рассматривать, как попытки найти новые пути к более удовлетворительному и согласованному с данными опыта решению основной задачи теории металлической проводимости: установлению детальной схемы движения переносящих ток электронов как в виде установления новых физических гипотез, так и в виде применения новых динамических принципов, главным образом, теории квантов.

Уже Камерлинг-Оннес [36] применил к области низких температур эмпирическую формулу, по которой электрическое сопротивление пропорционально:

$$1 + \sqrt{\frac{T \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}}}{1}}, \quad (5)$$

где T — абсолютная температура металла, h — элементарное количество действия по Планку, ν — частота атомных колебаний металла.

Штарк в 1912 г. [53] был, повидимому, один из первых физиков, который, подвергнув критике старую теорию металлической проводимости и сомнению ее основные положения, пытался радикально изменить ее содержание. Штарк исходил из гипотезы, что по поверх-

ности атома в виде отдельных зерен расположены электроны. Атом, таким образом, состоит из сферического ядра и электронов. Силовые линии, выходящие из электрона, служат для скрепления атомов в молекулу, а также связывают молекулу в твердое или жидкое тело. Исходя из электрона, силовые линии оканчиваются либо на $+$ ядре своего

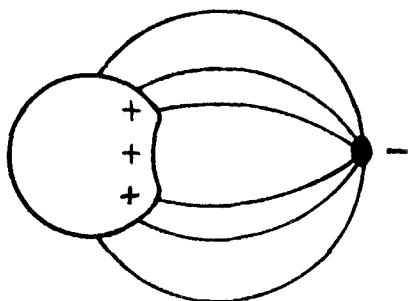


Рис. 1.

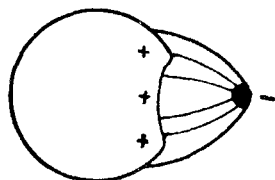


Рис. 2.

атома, либо на ядрах чужих атомов. Металлы, обладающие большой электропроводностью, имеют больших размеров электрическое поле, ограниченное с одной стороны $+$ -ядром атома, с другой — весьма удаленными электронами (см. рис. 1).

Рис. 2 дает форму электрического поля атомов металлоида. На рис. 3 представлено расположение положительных атомов и электронов в кристаллической решетке одновалентного металла правильной системы. Здесь силовые линии отдельного электрона частью идут к ядру своего атома, частью к соседним и соединяют отдельные атомы в кристаллическую решетку. Сопротивление, которое оказывает электрон своему смещению по разным направлениям, неодинаково. Это сопротивление отсутствует, когда электрон смещается по таким направлениям, когда его силовые линии не изменяются. Эти направления лежат в плоскостях, проведенных симметрично относительно $+$

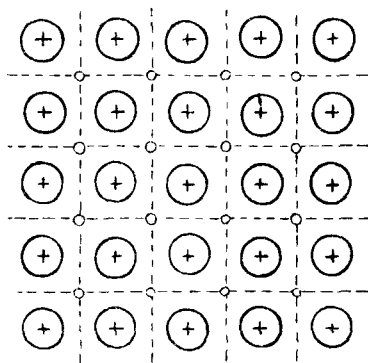


Рис. 3.

ядер. На рис. 3 следы таких плоскостей отмечены пунктиром. По таким поверхностям электрон перемещается без производства работы, как перемещался бы по поверхностям равного потенциала. Такие поверхности Штарк назвал поверхностями смещения (Schubflächen). По таким поверхностям под действием ничтожно-малой электрической силы смещается не один электрон, а вместе со множеством других. Поверхности смещения могут быть не только плоскими, но и любой кривизны.

Пересекаясь между собою, они образуют узловые точки. Число электронов, способных перемещаться в одновалентном металле, равно числу атомов и не зависит от температуры. При действии внешней электрической силы электрон движется по тем возможным направлениям, которые имеют наименьший наклон относительно электрической силы. Электрическое сопротивление обусловлено тепловыми колебаниями атомных электрических полей, действующих возмущающим образом на движение смещающейся решетки электронов. Отсюда получаются соответствующие выводы относительно изменения сопротивления с температурой. По Штарку, все электроны образуют одну нераздельную твердую решетку, перемещающуюся между атомами. Отдельный электрон обладает таким количеством тепловой энергии, которое приходится на него, как на составную часть атома при его тепловых колебаниях.

Для полуметаллических тел при тепловых колебаниях отдельные электроны могут так далеко отдалиться от атома, что придут на поверхность смещения и смогут передвигаться под действием электрической силы. Такие тела Штарк назвал „Teilmetalle“. В то время как типичные металлы, по Штарку, обладают при $T=0^\circ \text{ abs.}$ бесконечно большой величиной проводимости, в полуметаллах при $T=0^\circ \text{ abs.}$ все электроны лежат вне поверхностей смещения, и удельное сопротивление их бесконечно велико. При движении близ колеблющихся атомов электроны испытывают тормозящее действие от переменных электрических полей атомов. Если n — число электронов для единицы объема, то $\frac{dn}{dT} \rightarrow 0$ (6) для металлов и $\frac{dn}{dT} > 0$ (7) для полуметаллов. Далее, если μ есть подвижность электронов в электрическом поле, то $\frac{d\mu}{dT} < 0$ (8) и поэтому для металлов изменение удельной электропроводности λ с температурой:

$$\frac{d\lambda}{dT} = -\mu \frac{dn}{dT} > 0 \quad (9)$$

и для полуметаллов:

$$\frac{d\lambda}{dT} = -\mu \frac{dn}{dT} - n \frac{d\mu}{dT} < 0 \quad (10)$$

Поэтому будет такая температура T_1 , когда $\frac{d\lambda}{dT} = 0$, т.-е. проводимость полуметалла достигает наибольшей величины. Для перемещения в полуметаллах электрона от его атомного ядра до поверхности смещения нужно произвести работу определенной величины H . Эта работа H аналогична работе диссоциации, введенной Кенигсбергером [31] в его теории проводимости полуметаллических проводников. В металлических соединениях также может иметь место такое смещение электронов из их нормального состояния на поверх-

ности перемещения, и этим вызывается их металлическая проводимость, вообще нарастающая с температурой. Изменение электропроводности при плавлении металлов и меньшую проводимость в жидком состоянии Штарк объясняет тем, что при переходе в жидкое состояние кристаллическая решетка исчезает, и форма поверхностей сдвига электронов постоянно меняется, становясь более искривленной, чем в твердом состоянии.

Работа Штарка хотя и носила схематический характер, будучи лишена подсчетов и вывода формул, тем не менее внесла много нового и оригинального в теорию металлической проводимости. Наиболее важным является мысль Штарка о значении кристаллической решетки для выяснения электрических свойств металла. Другая мысль об ограничении движения электронов внутри металла известными путями получила потом подтверждение в других теориях (Дж. Томсон, П. Бриджман и др.).

6. Теория В. Вина.

Почти одновременно со Штарком В. Вин [64] пытался обосновать теорию электропроводности металлов на иных основаниях: прежде всего, он отрицает применимость основного уравнения старой кинетической теории металлической проводимости (1), по которому квадрат скорости электрона пропорционален абсолютной температуре T .

Вместе с этим приходится отказаться от весьма простого вывода закона Видемана и Франца. Вин сохраняет данное ДрUDE выражение для величины металлической проводимости $d_1 = \frac{1}{2mn} e^2 n l$ (11);

здесь n — число свободных или проводящих электронов в 1 см^3 , l — средний их пробег, v — средняя скорость электронов, d_1 — удельная электропроводность. Относительно v Вин принимает, что эта скорость не зависит от температуры и не меняет своей величины при $T = 0^\circ \text{ abs.}$; иными словами, он заменяет основное уравнение (1) $\frac{mv^2}{2} = \alpha T$ через $v = \text{const}$ (12).

Величину v Вин также принимает независимой от T . Только одна величина l изменяется с температурой, и ее изменение одно обуславливает температурный ход проводимости. Как следствие из теории Вина, вытекает, что $\frac{dd_1}{dT} = \frac{dl}{dT}$ (13), т.-е. температурный ход электропроводности d_1 дает изменение с температурой l . Так как в твердом металле сферы действия атомов налагаются одна на другую, то, по Вину, нет основания говорить о „свободном“ движении электронов, так как при своем движении они находятся под действием атомов. Принимая, что число столкновений электронов с колеблющимися атомами тем

больше, чем больше амплитуда колебаний и энергия атомов, он подходит для l уравнение:

$$\frac{1}{l_v} = \text{const} \frac{\nu^{3/2} d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (14)$$

где ν — частота атомных колебаний и дает для сопротивления W такое выражение:

$$W = C \int_0^{\nu_{\text{max}}} \frac{\nu^{3/2} d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (15)$$

Подробный анализ этого выражения указывает, что для очень больших T величина $W_T = \text{const } kT$, а при низких температурах W пропорциональна $T^{3/2}$. К тем же результатам, что у Вина, пришел также Ф. Гауер [27]: главная причина изменения сопротивления есть изменение длины свободного пробега.

Теоретическое исследование Вина имело большое значение в деле постановки вопроса. Из работы Вина видны те новые вопросы, которые выдвинула теория проводимости. Эти вопросы такие: в чем следует искать влияния температуры на электропроводность металлов и, в частности, как влияет T на движение электронов (на их скорость u и свободный пробег l); как велико число свободных электронов n , участвующих в переносе электрического тока, и как происходит их отделение от атома.

7. ПЕРВАЯ ТЕОРИЯ ДЖ. ТОМСОНА.

Несколько иначе, нежели Штарк и Вин, пытался перестроить теорию металлической проводимости Дж. Томсон (The Nature, 1915 Dec.). Подвергнув внимательному рассмотрению выводы старой электронной теории, он указал, что температурное изменение электропроводности и особенно явления сверхпроводимости не согласуются с основами старой теории электронной проводимости. Поэтому Томсон предложил новую схему механизма проводимости, заимствованную из теории магнетизма Ланжевена. Томсон предполагает, что каждый атом металла можно рассматривать как электрический диполь, аналогичный молекулярному магниту. Такой диполь состоит из электрона и равного ему по величине положительного заряда. Под действием электрической силы эти диполи стремятся расположиться вдоль линий электрической силы, подобно тому как молекулярные магниты располагаются по линиям магнитной силы. В результате под действием внешнего электрического поля часть диполов расположится по направлению электрической силы, остальные же будут беспорядочно ориентированы по разным направлениям. Атомные диполи вызывают

вокруг себя интенсивные электрические силы, которые стремятся перетянуть электрон от одного атома к другому. Разница между изолятором и металлом, по Томсону, состоит в том, что электроны в атомах изолятора способны оказать достаточное сопротивление этой силе и удержаться в атомах. В металлах же они легче отрываются, уступая силе притяжения и переходят, таким образом, вдоль цепи от одного атома к другому. Сила, перетягивающая электроны, вызывается соседними атомами и потому не зависит от внешней электрической силы. Если вдоль одной цепи за секунду проходит p электронов, а число таких цепей на $1 \text{ см}^2 = N$, то плотность тока $Npe = i$ (16), где e — заряд электрона. Далее, если в единице объема по направлению электрической силы расположилось I биполюсов, а d — расстояния между центрами соседних биполюсов, то на единицу длины цепи их будет: $\frac{1}{d}$.

$$I = \frac{N}{d} \text{ и } i = Idpe. \quad (17)$$

Далее Томсон, по аналогии с известными формулами теории магнетизма Ланжевена, получает выражение I , соответствующее данной внешней электрической силе X_0 :

$$I = \frac{\frac{Nm^2}{3} X_0 \frac{1}{RT}}{1 - \frac{Nm^2k}{3RT}}. \quad (18)$$

Здесь T — абсолютная температура, R — газовая постоянная, m — электрический момент биполюса, kI — внутреннее электрическое поле, происходящее от действия на данный биполюс соседних атомов. Или, обозначая через T_0 температуру, при которой $\frac{Nm^2k}{3RT} = 1$, получаем:

$$I = \frac{1}{k} \frac{X_0 T_0}{T - T_0} \text{ или } i = \frac{dpe}{k} \frac{X_0 T_0}{T - T_0}. \quad (19)$$

Таким образом, удельная проводимость металла $\sigma = \frac{dpe}{k} \frac{T_0}{T - T_0}$. (20).

При $T = T_0$ она обращается в бесконечность. Заслуживает внимания роль внутренней силы kI . Прежде всего, эта сила чисто электрического характера. Далее, из уравнения:

$$\frac{kI}{X_0} = \frac{T_0}{T - T_0} = F(T) \quad (21)$$

видно, что это внутреннее электрическое поле всегда пропорционально полю внешнему и достигает особенно большого значения при $T = T_0$, когда оно значительно больше поля внешнего, так что цепи атомных биполюсов удерживаются, главным образом, межуатомными силами.

Поэтому роль внешней электрической силы в металлической проводимости состоит, по Томсону, в том, чтобы поляризовать металл, т.-е. образовать ряд цепей. Поэтому Джоулево тепло соответствует работе образования цепей, т.-е. преодолению сил, препятствующих ориентированию диполюсов. Когда цепи образованы, то электрический ток передается вдоль них под действием одних атомных сил, т.-е. адиабатно. Поэтому, если с удалением электрической силы поляризация остается, то должен остаться и ток. Теория Томсона еще более, чем теория Вина, уклоняется от прежних схем, на которых была основана старая теория проводимости. Она вводит, как важную физическую величину, междумолекулярное электрическое поле $kI = \frac{X_0 T_0}{T - T_0}$.

К сожалению, эта схема передачи электрического тока ничего не говорит о других явлениях, связанных с электропроводностью: термоэлектрических явлениях теплопроводности, влиянии магнитного поля на сопротивление и т. д.

8. Вторая (цепная) теория проводимости Дж. Томсона.

В 1922 году Дж. Томсон опубликовал [59] вторую теорию металлической проводимости, более близкую по своим динамическим основам к старой кинетической электронной теории металлической проводимости. Ту роль, которую в старой электронной теории играли отдельные электроны, в новой теории Томсона выполняют электронные цепи. По представлению Томсона, решетка твердого металла построена из атомов и электронов, которые расположены, чередуясь. Электрон не связан с отдельным атомом более, чем с остальными. При смещении электрона из положения его равновесия возникают колебания очень большой частоты, соответствующие видимым или ультрафиолетовым лучам. Такие электроны прочно связываются друг с другом и образуют "твердую" цепь. Эта цепь может при своем смещении из положения равновесия совершать колебания, период коих очень велик, так что даже при низких температурах такая цепь получает количество энергии, соответствующее одной степени свободы при равномерном распределении. Цепь может также совершать поступательное движение вдоль линий кристаллической решетки, как одно твердое тело, перенося внутри металла электричество и тепловую энергию. На основе этих представлений Дж. Томсон объясняет изменение сопротивления с температурой, сверхпроводимость и закон Видемана и Франца. Если количество кинетической энергии электрона при температуре T в состоянии теплового равновесия назовем через $3kT$, то энергия всей цепи, как бы ни было велико число электронов n , ее образующих, будет, по Томсону, равна kT , откуда на долю одного электрона приходится $\frac{kT}{n}$, величина очень малая при значитель-

ном n . Образование таких цепей внутри металла Томсон объясняет следующим образом: переменное электрическое поле черного излучения занимает объем, достаточно большой, сравнительно с расстоянием двух соседних электронов. Поэтому электрическое поле черного излучения связывает электроны в одну цепь. Колебание такой цепи вызывает обратную реактивную волну, ослабляющую интенсивность черного излучения. Когда отсутствует внешнее электрическое поле, приложенное к металлу, цепи движутся по всем направлениям, образуя местные токи, распределение коих может быть изменено магнитным полем.

Если через t назовем время между двумя столкновениями электрона с атомами, X — величину электрической силы, e — заряд электрона, то v — величина его скорости — будет по старой теории

$$v = \frac{1}{2} \frac{Xet}{m} \quad \text{или} \quad v = \frac{1}{2} \frac{X\lambda}{m\lambda};$$

здесь m — масса электрона, λ — его свободный пробег.

По цепной же теории Томсона кинетическая энергия цепи из n электронов при температуре T равна

$$\frac{1}{2} n m v^2 = \frac{1}{2} k T. \quad (22)$$

Цепи перемещаются в промежутке между атомами, испытывая близ атома наиболее сильное их действие, отчасти напоминающее столкновение по старой теории. Если $2c$ — расстояние центров соседних атомов, а v — скорость перемещения цепи, то время перехода электрона от атома к атому $\frac{2c}{v}$. За это время электрическая сила X

увеличивает скорость движения цепи на $Xc \frac{2c}{mv}$. Но часть кинетической энергии теряется при прохождении цепи близ атома. Если величина трения, которое испытывает электрон, есть q , то скорость его под действием электрической силы X будет

$$q \frac{Xc}{mv} = q \frac{Xec}{kT} = q \frac{cXl}{2kT} \quad (l — \text{длина цепи}). \quad (23)$$

Если число цепей, имеющих направление X , в единице объема есть q , то плотность тока будет:

$$q \frac{Xcl}{2kT} = q \frac{Xc^2nl}{2kT}. \quad (24)$$

Поэтому величина электропроводности ε выразится так:

$$\varepsilon = q \frac{c^2 l c n q}{2kT} = q \frac{c^2 l c f p}{2kT}, \quad (25)$$

где p — число электронов в единице объема, а f — трение их при движении цепей. Как было указано выше, цепи не только обуславливают электропроводность металла, но являются центрами излучения и поглощения лучей в междоатомном пространстве. Аналогично закону смещения Вина, $\lambda_{\max} T = \text{const}$, длина цепи обратно пропорциональна T .

Далее, Томсон дает соотношения: $en = \frac{\beta}{T}$ (26); здесь β — постоянная

и $\nu = \left(\frac{Re}{\beta m}\right)^{\frac{1}{2}} T$ (27), откуда и следует, что nev не зависит от температуры. Поэтому p постоянно и λ обратно пропорционально T . Явление сверхпроводимости металлов Томсон объясняет так: при столкновении цепи с атомами часть энергии цепи переходит к атому. Когда период колебания цепи увеличивается, то количество энергии, передаваемой атомам, убывает. При медленном движении электронов и длительном ударе атом получает очень малую часть энергии: по Джинсу: $e^{-2e\gamma}$, где e — длительность удара, γ — частота атомных колебаний. В этом случае скорость электронных цепей, а потому и величина λ , бесконечно возрастает, что и обуславливает сверхпроводимость.

По своему содержанию цепная теория Томсона близка к старой кинетической теории проводимости, отличаясь от нее, главным образом, малой величиной тепловой энергии электрона, особенно при низких температурах, когда длина цепей значительно увеличивается.

Это образование длинных цепей при низких температурах не соответствует слишком малой интенсивности черного излучения. Для Li и Na при обыкновенной температуре получаются цепи длиной около 0,0002 см, содержащие около 10000 электронов. При 3° abs. длина цепей возрастает до 0,02 см, что соответствует 1 миллиону электронов в одной цепи.

9. РАБОТА БОРЕЛИУСА ПО ТЕОРИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

Принятие для свободных электронов величины тепловой энергии αT согласно уравнения (1) затрудняет объяснение получаемой из опыта величины теплоемкости металлов и явлений термоэлектричества с количественной стороны. С другой стороны, без этого допущения возникают трудности при объяснении закона Видемана и Франца. Поэтому Борелиус [8] принимает, что большая величина теплопроводности металлов обусловлена прежде всего правильностью их решетки, а уже потом движением электронов. К числу недостатков старой классической теории можно отнести также очень большие значения для величины пробега l электронов. Если взять число свободных электронов n , равным числу атомов N , то для Ag при обыкновенной темпе-

ратуре получается величина, равная 30-кратному расстоянию между атомами. При $n < N$ величина l еще больше. Чтобы обойти указанные выше затруднения, Борелиус принимает, что атомы удерживаются в своих положениях электрическими и гравитационными силами. Отвергая закон равномерного распределения энергии применительно к движению проводящих электронов, он принимает, что энергия проводящего электрона значительно меньше αT (см. уравнение 1) и равна CT , где T — абсолютная температура, C — константа. Далее, Борелиус принимает гипотезу первой теории Дж. Томсона, что внешнее электрическое поле вызывает внутри металла поляризацию. Полагая $n = N$, он дает для момента элементарного атомного диполя ϵr , и, применяя магнитную схему Ланжевена, получает для электрического момента I при действии внешней электрической силы X значение

$$I = I_m \frac{\epsilon r X}{u}, \quad (28)$$

где u — энергия одного электрона, I_m — момент полной поляризации. Благодаря поляризации, возникает одностороннее перемещение электричества. Через площадь 1 см^2 проходит

$$i_m = 4 \epsilon r n \gamma, \quad (29)$$

где n — число электронов в 1 см^3 , γ — частота атомных колебаний, $\epsilon = 1,59 \cdot 10^{-20}$ эл.-маг. ед. — элементарный заряд;

$$r = \sqrt[3]{\frac{A}{\rho N_1}}$$

радиус объема, приходящегося на 1 атом, A — атомный вес; ρ — плотность, $N_1 = 6,06 \cdot 10^{23}$ число Авогадро; $n = N = \frac{1}{(2r)^3}$. Далее, автор дает для силы тока i выражение

$$i = \frac{4 \epsilon^2 r^2 n \gamma X}{u}, \quad (30)$$

откуда величина электропроводности равна

$$\kappa = \frac{4 \epsilon^2 r^2 n \gamma}{u}, \quad (31)$$

т.е. пропорциональна квадрату атомного дипольного момента ϵr , частоте атомных колебаний γ , числу электронов n и обратно пропорциональна u — энергии электрона.

Иначе это выражение для электропроводности можно представить еще так:

$$\kappa = \frac{1}{2} \epsilon^2 \frac{\gamma}{r u}. \quad (32)$$

Так как в последнем уравнении только μ значительно зависит от температуры, то κ будет обратно пропорционально T . При переходе от металла к металлу, электропроводность κ изменяется значительно, чем μ . Такое изменение следует приписать скачку величины μ . Уравнение $i_m = 4\pi n\mu$ приводит к результату, что для Ag закон Ома будет справедлив при плотностях тока малых сравнительно с $7 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$. Далее автор указывает, что его теория дает для энергии электрона μ малую величину сравнительно с энергией газовой молекулы. Для Ag и Bi при обыкновенной температуре он находит для отношения:

$$\frac{\mu}{2kT} = \frac{c}{\alpha} = 0,0006 \text{ (для Ag)} \text{ и } 0,015 \text{ (для Bi)}.$$

Подобно Штарку и Линдеману, Борелиус объясняет сверхпроводимость движением электронов в междоатомном пространстве без сопротивления. Относительно теплопроводности автор принимает передачу тепла в металле упругими волнами в пространственной решетке, при чем часть волновой энергии, равная отношению $\frac{\mu}{2kT}$, переходит в энергию электронов. Применяя формулу Дебая для теплопроводности

$$\kappa = \frac{1}{4} \rho c q L, \quad (33)$$

где ρ — плотность, c — теплоемкость, q — скорость распространения волны, L — средняя длина пути, на котором происходит убывание волновой энергии на данную величину, и полагая

$$\rho c = \varepsilon \alpha \lambda; \quad \lambda = \left(\frac{1}{2r} \right)^3; \quad L = \frac{4\pi \alpha T}{\mu},$$

Борелиус получает для теплопроводности

$$\kappa = \alpha^2 T \frac{\gamma}{\mu}, \quad (34)$$

откуда

$$\frac{\gamma}{\alpha} = 2 \left(\frac{\alpha}{\varepsilon} \right)^2 T,$$

т.е. закон Вилемана и Франца в обычной форме. Как видно из предыдущего, работа Борелиуса отражает сильно построения других физиков и отчасти сходна с первой теорией Дж. Томсона.

10. РАБОТА ВЕРЕЙДЕ ПО ТЕОРИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

Основываясь на опытах Ленарда над поглощением и отражением электронов от поверхности твердых тел, Т. Верейде в 1918 году [23] пытался набросать схему теории металлической проводимости.

Верейде обращает внимание на то, что слабой стороной старой теории являются: 1) несогласие с опытом формулы излучения, 2) значительная теплопроводность изоляторов, 3) невозможность объяснить малую теплоемкость свободных электронов.

Средняя энергия атомных колебаний, как известно, равна

$$l = \frac{3}{2} \frac{h\nu}{e^{h\nu} - 1}. \quad (35)$$

Такую же величину Верейде принимает и для энергии вылетающего из атома электрона. Опыты Ленарда (Annal. d. Physik, 12. 1903, p. 932) показали, что поглощение электронов, падающих на твердое тело, подчиняется такому закону: $\frac{dn}{n} = \alpha dx$; здесь n — число движущихся электронов, dn — число поглощенных на расстоянии dx ; α — коэффициент поглощения. Вероятность поглощения электрона на расстоянии dl , если число атомов на 1 см³ будет c , есть $\alpha c dl$. Отсюда Верейде находит для среднего пробега электронов:

$$l = \int_0^\infty x e^{-\alpha c x} dx = \frac{1}{\alpha c}. \quad (36)$$

Таким образом, величина l определяется через c , число атомов в 1 см³, и α , величину поглощательной способности одного атома, не зависящую от скорости электронов. Из статистических расчетов получается для концентрации свободных электронов n

$$n = \frac{\varepsilon}{\alpha v},$$

где ε — число электронов, которые атом выбрасывает в 1 секунду, v — средняя скорость движения свободных электронов. Из формулы

Друде для электропроводности: $d_1 = \frac{1}{2} \frac{e^2 n l}{m v}$ автор элиминирует три неизвестных величины: n , l , v и вводит вместо них: ν — частоту атомных колебаний, ε — излучательную способность атома в 1 секунду, α — поглощательную способность атома для электронов в 1 секунду. По Ленарду: $\alpha = c\varepsilon$. В результате для электропроводности d_1 Верейде получает:

$$d_1 = \frac{e^2 \varepsilon}{6c\alpha^2} \frac{e^{h\nu}}{h\nu} - 1 \quad (37)$$

и аналогичную формулу для коэффициента теплопроводности λ :

$$\lambda = \frac{k\varepsilon}{2c\alpha^2} \frac{e^{h\nu} \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2}{\left(e^{h\nu} - 1 \right)^2}. \quad (38)$$

Так как в последнем уравнении только κ значительно зависит от температуры, то κ будет обратно пропорционально T . При переходе от металла к металлу, электропроводность κ изменяется значительно, чем χ . Такое изменение следует приписать скачку величины κ . Уравнение $i_m = 4\epsilon\chi\eta$ приводит к результату, что для Ag закон Ома будет справедлив при плотностях тока малых сравнительно с $7 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$. Далее автор указывает, что его теория дает для энергии электрона κ малую величину сравнительно с энергией газовой молекулы. Для Ag и Bi при обыкновенной температуре он находит для отношения:

$$\frac{\kappa}{2T} = \frac{c}{\alpha} = 0,0006 \text{ (для Ag) и } 0,015 \text{ (для Bi)}.$$

Подобно Штарку и Линдеману, Борелиус объясняет сверхпроводимость движением электронов в междоатомном пространстве без сопротивления. Относительно теплопроводности автор принимает передачу тепла в металле упругими волнами в пространственной решетке, при чем часть волновой энергии, равная отношению $\frac{\kappa}{2\alpha T}$, переходит в энергию электронов. Применяя формулу Дебая для теплопроводности

$$\kappa = \frac{1}{4} \rho c q L, \quad (33)$$

где ρ — плотность, c — теплоемкость, q — скорость распространения волны, L — средняя длина пути, на котором происходит убывание волновой энергии на данную величину, и полагая

$$\rho c = \epsilon \alpha N; \quad N = \left(\frac{1}{2r} \right)^3 L = \frac{4\pi \alpha T}{\kappa},$$

Борелиус получает для теплопроводности

$$\kappa = \alpha^2 T \frac{\chi}{\eta}, \quad (34)$$

откуда

$$\frac{\kappa}{\alpha} = 2 \left(\frac{\alpha}{\epsilon} \right)^2 T,$$

т.е. закон Вилемана и Франца в обычной форме. Как видно из предыдущего, работа Борелиуса отражает сильно построения других физиков и отчасти сходна с первой теорией Дж. Томсона.

10. РАБОТА ВЕРЕЙДЕ ПО ТЕОРИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

Основываясь на опытах Ленарда над поглощением и отражением электронов от поверхности твердых тел, Т. Верейде в 1918 году [63] пытался набросать схему теории металлической проводимости.

Верейде обращает внимание на то, что слабой стороной старой теории являются: 1) несогласие с опытом формулы излучения, 2) значительная теплопроводность изоляторов, 3) невозможность объяснить малую теплоемкость свободных электронов.

Средняя энергия атомных колебаний, как известно, равна

$$l = \frac{3}{2} \frac{h\nu}{e^{h\nu} - 1}. \quad (35)$$

Такую же величину Верейде принимает и для энергии вылетающего из атома электрона. Опыты Ленарда (Annal. d. Physik, 12. 1903, p. 932) показали, что поглощение электронов, падающих на твердое тело, подчиняется такому закону: $\frac{dn}{n} = \alpha dx$; здесь n — число движущихся электронов, dn — число поглощенных на расстоянии dx ; α — коэффициент поглощения. Вероятность поглощения электрона на расстоянии dl , если число атомов на 1 см³ будет c , есть $\alpha c dl$. Отсюда Верейде находит для среднего пробега электронов:

$$l = \int_0^\infty x e^{-\alpha c x} dx = \frac{1}{\alpha c}. \quad (36)$$

Таким образом, величина l определяется через c , число атомов в 1 см³, и α , величину поглощательной способности одного атома, не зависящую от скорости электронов. Из статистических расчетов получается для концентрации свободных электронов n

$$n = \frac{\varepsilon}{\alpha v},$$

где ε — число электронов, которые атом выбрасывает в 1 секунду, v — средняя скорость движения свободных электронов. Из формулы

Друде для электропроводности: $d_1 = \frac{1}{2} \frac{e^2 n l}{m v}$ автор элиминирует три неизвестных величины: n , l , v и вводит вместо них: ν — частоту атомных колебаний, ε — излучательную способность атома в 1 секунду, α — поглощательную способность атома для электронов в 1 секунду. По Ленарду: $\alpha = c\varepsilon$. В результате для электропроводности d_1 Верейде получает:

$$d_1 = \frac{e^2 \varepsilon}{6c\alpha^2} \frac{e^{h\nu}}{h\nu} - 1 \quad (37)$$

и аналогичную формулу для коэффициента теплопроводности λ :

$$\lambda = \frac{k\varepsilon}{2c\alpha^2} \frac{e^{h\nu} \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)^2}. \quad (38)$$

По наблюдению величины температурного коэффициента сопротивления Верейде предполагает, что ϵ — излучательная способность атома — мало меняется с температурой. Верейде находит, что его формула (37) может объяснить такие закономерности:

1. При больших абс. температурах T , удельное сопротивление металлов ρ растет приблизительно пропорционально T .

2. Изменение сопротивления прежде всего обусловлено изменением энергии тела, зависящей от величины $\frac{h\nu}{kT}$. Этим объясняется

изменение сопротивления при плавлении.

3. С убыванием T сопротивление стремится к пределу 0.

4. При низких температурах для разных веществ кривые изменения сопротивления ρ_{273} идут в порядке атомных частот, — правило, которое дал Шиманк [55].

5. В периодической системе элементов кривая электропроводности аналогична по своему ходу кривой атомных объемов.

6. При прочих равных условиях электропроводность тем больше, чем больше способность атомов выбрасывать электроны, характеризуемая величиной ϵ .

7. Для каждой группы периодической системы величина $\frac{\epsilon}{\alpha^2}$ изменяется так же, как и частота атомных колебаний γ .

8. Внутри одной группы периодической системы α изменяется мало, а потому ϵ изменяется, как частота γ атомных колебаний.

Верейде принимает для α величину порядка 10^{-16} и получает для Fe такие значения:

$$\begin{array}{ll} \epsilon & \text{около } 10^{23} \\ l & \text{„ } 10^{-7} \\ \text{„} & \text{„ } 10^{23} \\ \epsilon & \text{„ } 10^{11} \end{array}$$

Наиболее существенным результатом в работе Верейде является введение в выражение для металлической проводимости энергии и частоты атомных колебаний.

В этом отношении теория Верейде близка к теории Вина. Очень интересна попытка Верейде наметить ряд (1—8) новых эмпирических закономерностей, связанных с величиной металлической проводимости.

11. Теория П. Бриджмена.

Большой шаг вперед в разработке вопросов металлической проводимости представляют теоретические работы П. Бриджмена, отражающие очень полно полученные им экспериментальные результаты.

В первой работе [3] Бриджмен учитывает следующие результаты изменения сопротивления исследованных им 22 металлов под давлением до $12\,000 \text{ кг/см}^2$: 1) температурный коэффициент проводимости почти не изменяется с увеличением давления; 2) изменение сопротивления с давлением тем меньше, чем больше давления; 3) кривизна кривых: сопротивление-давление в большинстве случаев увеличивается с понижением температуры; 4) два металла — Bi и Sb ведут себя аномально: их сопротивление увеличивается с давлением. Исходя из этих опытных результатов, Бриджмен допускает, что при тесном соприкосновении атомов твердого тела электроны переходят от атома к атому без сопротивления. Такой переход становится невозможным при достаточном удалении атомов друг от друга. Между атомами образуется „щель“, через которую электроны не могут перебраться. Такие щели образуются в металле при нагревании, когда расстояния атомных центров становятся более некоторой определенной величины g . Сопротивление w металла пропорционально числу таких щелей. Число же щелей зависит от амплитуды атомов. Близ $\tau = 0^\circ \text{ abs.}$ щели исчезают и электроны адиабатно переходят от атома к атому. Этим объясняется сверхпроводимость. Для средних температур Бриджмен принимает для величины колебательной энергии атома закон равномерного распределения энергии. Это дает:

$$\frac{\nu^2 \alpha^2}{\tau} = \text{const.} \quad (39)$$

Здесь ν — частота атомных колебаний, α — их амплитуда, τ — абсолютная температура. Кроме того, Бриджмен принимает, что

$$\left(\frac{\partial \nu}{\partial \tau} \right)_p = 0 \quad (40)$$

и еще вводит данное Грюнейзеном [23] соотношение:

$$\frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial p} \right)_s = \frac{1}{C_p} \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} \right)_p. \quad (41)$$

Здесь: s — энтропия, p — давление, C — теплоемкость, v — объем.

Эти три соотношения, по Бриджмену, приближительны. При низких τ величина $\nu^2 \alpha^2$ растет быстрее, чем τ . Из (40, 41) Бриджмен получает такой закон изменения частоты ν с температурой и давлением:

$$\frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial \tau} \right)_p = \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} \right)_p / C_v \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_\tau \quad (42)$$

и

$$\frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial p} \right)_\tau = \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} \right)_p / C_p. \quad (43)$$

а для изменения амплитуды:

$$\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial p} \right)_\tau = \left(\frac{\partial r}{\partial \tau} \right)_p / C, \quad (44)$$

и

$$\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} \right)_p = \frac{1}{2\tau} - \left(\frac{\partial r}{\partial \tau} \right)_p^2 / C \cdot \left(\frac{\partial r}{\partial p} \right)_\tau. \quad (45)$$

Бриджмен предполагает, что главной причиной изменения удельного сопротивления κ металла является изменение амплитуды α атомных колебаний. Это оправдывается тем, что, с одной стороны, прежние уравнения дают:

$$\frac{2}{\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} \right)_r = \frac{1}{\tau}, \quad (46)$$

с другой — из опыта получается, что $\frac{\partial r}{\partial \tau}$ для многих металлов обратно пропорционально τ . Дальше Бриджмен дает очень важное соотношение:

$$\frac{1}{\kappa} \left(\frac{\partial \kappa}{\partial p} \right)_\tau = \frac{2}{\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial p} \right)_\tau + \frac{1}{3} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial r}{\partial p} \right)_\tau. \quad (47)$$

Из подсчета опытных данных Бриджмен получает, что изменение κ с p вызывается, главным образом, изменением атомных амплитуд. Последний член формулы (47) есть поправочный и дает изменение κ небольшое (от 5% до 10%). Старая электронная теория металлической проводимости не могла объяснить изменения κ с p , и потому Грюнейзен дал [22] соотношение:

$$\frac{1}{\kappa} \left(\frac{\partial \kappa}{\partial p} \right)_\tau = \frac{1}{\kappa} \left(\frac{\partial \kappa}{\partial p} \right)_s - \frac{1}{N} \left(\frac{\partial N}{\partial p} \right)_s - \frac{1}{r} \left(\frac{\partial r}{\partial p} \right)_s - \frac{1}{C_p} \cdot \frac{1}{r} \left(\frac{\partial r}{\partial \tau} \right)_p \left[1 + \frac{1}{\kappa} \left(\frac{\partial \kappa}{\partial \tau} \right)_p \tau \right]. \quad (48)$$

Здесь κ — скорость свободных электронов, N — их число в единице объема.

Бриджмен обобщает уравнение (47) для изменения κ не только от давления, но и от других физических факторов и дает ему такой вид:

$$\frac{d\kappa}{\kappa} = 2 \frac{d\alpha}{\alpha} + \frac{1}{3} \frac{dr}{r}. \quad (49)$$

При возрастании амплитуд двух соседних атомов и соответствующем значении фаз их колебаний расстояние двух соседних атомов становится больше некоторого предельного, и возникает „щель“. Это вызывает увеличение κ .

Другим важным фактором, по Бриджмену, влияющим на сопротивление, является частота атомных колебаний. На изменение частоты влияет время соприкосновения и расхождения атомов. Из уравнения (42) видно, что изменение ν — частоты с давлением того же порядка, что и изменение амплитуды. По старой теории электропроводности, атомы тела были пассивны, представляя из себя стены, между коими пере-

мещались свободные электроны. Теория Бриджмэна тесно связывает вопросы металлической проводимости с теорией твердого тела. К сожалению, Бриджмэн оставляет в тени целый ряд существенных вопросов, касающихся движения электронов.

Во второй работе, посвященной металлической проводимости [3₂] Бриджмэн несколько расширяет и отчасти видоизменяет свою теорию. Он учитывает при этом результаты своих новых опытных исследований: 1) При больших плотностях тока ($5 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$) в тонких слоях Au и Ag найдены отклонения от закона Ома около 1—2%, соответственно с предсказанием Дж. Томпсона (Corpuscular theory of Matter). Если принять, что свободный пробег электронов того же порядка, что и расстояния атомов, то такие отклонения от закона Ома возможны только при плотностях тока около 10^{11} A/cm^2 . Поэтому полученные отклонения делают вероятным более длинный свободный пробег электронов. 2) Прежние опыты Бриджмэна над изменением сопротивления с давлением показали, что 5 металлов (Bi, Sb, Li, Ca и Sr) в противоположность другим металлам, не уменьшают, а увеличивают свое сопротивление с давлением ($\frac{dw}{dp} > 0$). Исследуя изменение сопро-

тивления этих металлов под действием растяжения, он нашел, что эти металлы можно разбить на два типа: тип Bi (Bi, Sr), для коих w убывает с натяжением, и тип Li, (Li, Ca, Sb), для коих w растет с натяжением. 3) Наконец, Бриджмэн исследовал влияние давления до $12\,000 \text{ кг/см}^2$ на теплопроводность.

Эти новые данные заставляют ввести некоторые дополнения и поправки к прежней теории металлической проводимости. Для пробега электронов в металле Бриджмэн различает 2 типа: 1) Нормальный тип, когда с увеличением давления w убывает. В этом случае электроны непосредственно переходят от атома к соседнему атому; 2) Аномальный тип, когда w растет с увеличением давления. Для таких металлов возможны два механизма перехода: либо такой же, как выше, но закон взаимодействия атомов аномален; либо же электроны перемещаются в каналах между атомами (тип Li). В первом случае (тип Bi) аномально изменяются амплитуды с давлением. Для металлов типа Li электроны перемещаются в каналах между атомами. При изменении расстояний между атомами и их амплитуд меняются размеры этих каналов. При изменении температуры, кроме того, меняется еще скорость электронов. Детальное представление формы каналов требует знания подробностей кристаллической структуры. Бриджмэн приводит формы каналов для Li (центриров. куб. решетка), Ca (куб с центрированными гранями), Sb и др. Он принимает длину свободного пробега электрона пропорциональной площади сечения канала:

$$w = \frac{\text{const}}{e^2}, \quad (50)$$

где c — поперечник канала. Тепловое движение атомов производит кажущееся увеличение объема, занятого атомами, и сужение каналов. При постоянной температуре θ :

$$\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_{\theta} = - \frac{2}{c} \left(\frac{\partial c}{\partial p} \right)_{\theta}, \quad (51), \quad \text{откуда } c = - 2 \left(\frac{\partial c}{\partial p} \right)_{\theta} / \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right). \quad (52)$$

Если L есть расстояние центров соседних атомов, то

$$\left(\frac{\partial L}{\partial p} \right)_{\theta} = 2 \left(\frac{\partial \alpha}{\partial p} \right)_{\theta} + \left(\frac{\partial c}{\partial p} \right)_{\theta} \text{ и } \frac{1}{L} \left(\frac{\partial L}{\partial p} \right) = \frac{1}{3} \left[\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_{\theta} \right]. \quad (53)$$

Принимая максимальную кинетическую энергию атома равной удвоенной кинетической энергии газовой молекулы при той же температуре, Бриджмэн для $300 = T$ abs. и частоты ν получает

$$4\pi^2 \nu^2 \alpha^2 \frac{m}{2} = 2 \cdot 300 \cdot 2 \cdot 10^{-16}.$$

Таким образом, задача нахождения α свелась к нахождению ν , для чего Бриджмэн предлагает формулу Линдемана

$$\nu = 3,08 \cdot 10^{-12} \sqrt{T_{\theta}/m \nu^2}.$$

Далее, Бриджмэн дает теорию изменения сопротивления с натяжением. Натяжение вызывает сужение межуатомных каналов. Для изменения атомных амплитуд с натяжением T Бриджмэн находит:

$$\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T} \right)_{\theta} = - \left(\frac{\partial l}{\partial \theta} \right)_{T} / C_{\theta} \quad (54)$$

здесь l — длина свободного пробега электронов и далее

$$\left(\frac{\partial c}{\partial T} \right)_{\theta} = \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_{\theta} = - \frac{L \sigma}{E} \text{ или } \frac{1}{L} \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_{\theta} = - \frac{\sigma}{E} \quad (55)$$

(E — модуль Юнга, σ — коэффициент Пуассона).

$$\text{Откуда} \quad \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{\theta} = \frac{2}{c} \frac{L \sigma}{E}. \quad (56)$$

Температурный коэффициент ν , по Бриджмену, складывается из двух величин: 1) изменения скорости электронов, 2) изменения их свободного пути. Оба эти фактора обратно пропорциональны температуре. Поэтому

$$\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial \theta} \right)_{\theta} = \frac{1}{\theta} \left(\frac{1}{2} + 2 \frac{\alpha}{c} \right). \quad (57)$$

(Окончание следует).