

## ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕОРИЯ МЕТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ВОЛНОВОЙ СТАТИСТИКИ <sup>1)</sup>.

*А. Зоммерфельд, Мюнхен.*

Проблемы металлической проводимости и вопрос о природе металлического состояния интересуют химика так же, как и физика. Разрешение этих проблем казалось несколько лет тому назад безнадежным: здесь все было противоречивым. Ричардсон утверждал, что электроны внутри металла следуют максвелловскому распределению скоростей, как молекулы одноатомного газа, ибо „термо-ионы“, или, правильнее, „термо-электроны“, выходящие из раскаленного металла, подчиняются этому закону. Но, если это так, от числа электронов должна в значительной мере зависеть удельная теплота металла; на счет атомов металла должно быть отнесено 6 калорий (на моль); если бы число электронов в металле равнялось числу атомов, то такой электронный газ должен бы добавлять к указанной цифре еще 3 калории. Измерения удельной теплоты показывают, однако, что в действительности на долю электронов почти ничего не остается, и, казалось бы, следовало предполагать, что число электронов значительно меньше числа атомов металла. Но это невероятно, по крайней мере для таких типичных одновалентных веществ, как серебро или щелочные металлы. Помимо того при объяснении других термо- и

---

<sup>1)</sup> Доклад в Герм. хим. о-ве, сделанный 28 апреля 1928 г. и напечатанный в *Berichte d. Deutschen Chemischen Gesellschaft*. 61, 1171, 1928. Abt. B.

магнито-электрических явлений с числом электронов приходится обращаться не менее свободно для приспособления теории к тем или иным наблюдениям. Эффект Вольты с разностями потенциалов в несколько вольт требует чудовищных разностей числа электронов в различных металлах; наоборот, для объяснения термоэлектричества нужны ничтожно малые разности этих чисел. Короче говоря, здесь самый сложный клубок противоречий. Физиков интересовало также следующее затруднение в законе Видемана-Франца. В этом законе, как известно, устанавливается связь теплопроводности и электропроводности в металлах. Отношение этих двух величин, деленное на абсолютную температуру, как показывает опыт (Дизельхорст и Егер, Грюнейзен), имеет универсальное значение, одинаковое для всех материалов. Казалось, что классическая теория электронов в форме Друде давала правильное значение для этой величины, в чем видели один из прекраснейших результатов классической теории электронов. Более строгий расчет Лоренца показал, однако, что цифру Друде надо исправить в отношении 2:3, и таким образом численное согласие было нарушено.

После того как нам стали известны катодные лучи, едва ли можно сомневаться, что в электрическом токе действительно что-то течет, и что это текущее—электроны. В разрядной трубке из катода выходят электроны, для которых можно определить заряд и массу; электрический ток, питающий катод, замыкается катодными лучами, поэтому мы должны заключить, что и он состоит из электронов. Такой вывод был сделан еще Вильгельмом Вебером, но только в несколько иных словах. Конвективный характер электрического тока доказывается и непосредственно экспериментально удивительным опытом Тольмана, который измерил удар, производимый движущимися и внезапно остановленными электронами в металле. Электроны при электрическом токе получают вследствие наложенного поля некоторое преимущественное направление в своем течении, отсюда неизбежно заключение, что в отсутствии поля электроны движутся равномерно по всем направлениям, причем это



движение должно определяться температурой металла. Таким образом и возникает представление об „электронном газе“, находящемся в температурном равновесии с металлом. Не было недостатка в попытках реставрации электронной теории путем замены якобы грубого представления об электронном газе специальными предположениями о природе металлической решетки и о движении в ней электронов. Я назову здесь в особенности имена Дж. Дж. Томсона, Габера, Бриджмена. Такие представления исправляли впрочем только отдельные пункты широкой области и помимо того включали некоторые произвольные предположения. Настоящее средство было найдено в теории квантов, именно в ее новейшей вариации, волновой механике. Способ решения задачи заключался не в новых предположениях об электронах, или ионах металла, а в новом методе расчета, в реформе статистики.

Со времен Больцмана нам известно, что физический смысл термодинамики — статистический. Энтропия — мера вероятности. Но при расчете вероятности все основано на определении равновероятных случаев. Рассмотрим простейший пример. Пусть требуется расположить два шара (молекулы или электроны) в двух клетках. По классической статистике это может быть осуществлено четырьмя способами, представленными на схеме:

$$\begin{array}{c|c} ab & - \\ - & ab \\ a & b \\ b & a \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{c} ab \\ - \\ a \\ b \end{array}} \right\}$$

Оба шара  $a$  и  $b$  помещаются либо в первую клетку, либо во вторую, или же порознь попадают в каждую из клеток. Не такова статистика теории квантов, во всяком случае не такова статистика, приводящая к закону Планка, если последний желательно вывести на основе представления о световых квантах. Световые кванты одной и той же частоты неразличимы один от другого. Поэтому оба последних случая, различающиеся только названиями шаров, а не числом шаров, находящихся в каждой из клеток, тожде-

ственны. Такая статистика предложена индусом Бозе для теории излучения и распространена Эйнштейном на теорию газа. Этим, однако, дело не ограничивается; на сцену выступает нечто новое, „запрет Паули“, согласно коему два индивидуума никогда не могут находиться в одном и том же квантовом состоянии. Если две наши клетки соответствуют двум квантуемым состояниям, то обе первые возможности с этой точки зрения исключаются, остается только единственный случай: один шар попадает в одну клетку, другой во вторую. Этот последний вид статистики разработан молодым итальянцем Ферми и молодым англичанином Дираком. Наш простой пример показывает, насколько фундаментально различны три статистики: по Максвеллу — Больцману имеется 4 возможности, по Бозе — Эйнштейну 3, по Ферми — Дираку — только одна.

Мы пользуемся в дальнейшем только статистикой Ферми — Дирака. Для того чтобы здесь, в кругу химиков, представить принцип Паули, на котором основана эта статистика, в приемлемом виде, заметим, что указанный принцип помимо своего значения в теории спектров, до некоторой степени завершает теорию периодической системы элементов. Принцип Паули указывает, в каком месте, при последовательном построении атомов из электронов, должен начаться новый период, т. е. новое квантовое состояние элементов. Оказывается, например, что в оболочках идеальных газов не может содержаться более 8 электронов, а в группе редких земель не может находиться больше 14 элементов. Основание этого в том, что все места в соответствующей оболочке или группе заняты, и новый электрон должен искать места в другой оболочке, т. е. в другой группе периодической системы.

Новая статистика тесно связана с волновой механикой и волновой природой электрона. Волновая механика Шрёдингера приспособлена к атомным соотношениям и является в этом смысле микромеханической; ее статистический характер обнаруживается тем, что отдельный электрон в этой теории расплывается в целое заряжен-



ное облако, плотность коего указывает вероятность нахождения электрона в том или ином месте атома. Электронная волна де Бройля относится к целому рою электронов; плоская волна получается для группы электронов, движущихся в одном направлении, сферическая волна для группы электронов, распространяющихся из одного центра во все стороны. При наблюдениях мы всегда имеем дело не с отдельными электронами, а с целыми группами; отдельный электрон вообще ненаблюдаем. Поведение роя электронов определяется законами, аналогичными законам световых волн. Это утверждает волновая механика и то же подтверждает опыт. На рис. 1 приведены поразительные фотографии Дж. Ф. Томсона, сына Дж. Дж. Томсона, недавно опубликованные в отчетах королевского о-ва. Катодные лучи в 20 — 30  $kW$  падали на тончайшие пленки золота или целлулоида. За пленками на фотографической пластинке появлялись кольца Дебая — Шеррера, точно так же как при прохождении лучей Рентгена через такие же пленки. Следовательно, отклонение электронов определяется теми же законами, как и диффракция лучей Рентгена. Можно говорить о диффракции и отражении электронных лучей и производить расчеты, основываясь на теории Лауэ для интерференции лучей Рентгена. Электроны (*horribile dictum!*) интерферируют друг с другом, как световые волны, иными словами, интерферируют вероятности того, что электрон охотнее отклонится в одну, чем в другую сторону. Напряжение, наложенное на катодную трубку, определяет длину волн де Бройля, связанных с электронами. При 20  $kW$  длина волны приблизительно составляет 0,1  $\text{\AA}$ . Параллельный опыт



Рис. 1.

с лучами Рентгена с такой же длиной волны и с той же золотой пленкой дал бы такие же интерференционные кольца. По электронным волнам можно определить структуру микроструктур пленки точно так же, как с лучами Рентгена.

Опыты Томсона являются наиболее эффектными, но не единственными фактами, доказывающими волновую природу электрона (или, лучше сказать, роя электронов). Опыты Дэвиссона и Джермера, выполненные в научной лаборатории Bell-Telephon Company в Нью-Йорке, обнаруживают такие же дифракционные явления в однокристаллическом никеле. Здесь напряжение было значительно меньше, всего около 200 В, волны де Бройля совпадают в этом случае с очень мягкими лучами Рентгена. Как в первоначальном опыте Лауэ, Фридриха и Книппинга с однокристаллической цинковой обманкой, здесь вместо колец микроструктурных пленок появляются резкие интерференционные пятна.

Некоторое искажение интерференционной картины Дэвиссона и Джермера в сравнении с рентгенограммой для той же длины волны объясняется тем, что кристалл для относительно медленных электронов не является „оптически пустым“, имеется некоторый показатель преломления. Этот показатель преломления связан с работой выхода электрона из металлов, о которой будет речь дальше.

Опыты такого рода повторяются теперь в различных местах как с электронными, так и с атомными лучами. Таким образом теория дифракции электронов, а также и вся волновая механика, может считаться эмпирически упроченной. Мы имеем право применить ее и к электронам металлов.

Вернемся сначала к статистическому исходному пункту. Если производить расчет для одноатомного газа по Максвеллу—Больцману, то получится максвелловский закон распределения:

$$f = A \cdot e^{-\frac{\epsilon}{kT}}, \quad (1)$$



где  $f$  — число атомов газа, летящих в определенном направлении с кинетической энергией  $\varepsilon = \frac{mv^2}{2}$ , — точнее говоря, число атомов, энергия коих лежит между  $\varepsilon$  и  $\varepsilon + 1$ ,  $T$  — абсолютная температура,  $k$  — газовая постоянная для отдельного атома, т. е.  $k = \frac{R}{N}$  ( $N$  — число Лошмидта),  $A$  — постоянная. Если изобразить зависимость  $f$  от  $v$  графически, то получится известная колоколообразная кривая (рис. 2), соответствующая закону ошибок Гаусса. Но если произвести расчет по статистике Ферми, то получится:

$$f = \frac{1}{\frac{1}{A} \cdot e^{\frac{\varepsilon}{kT}} + 1}. \quad (2)$$

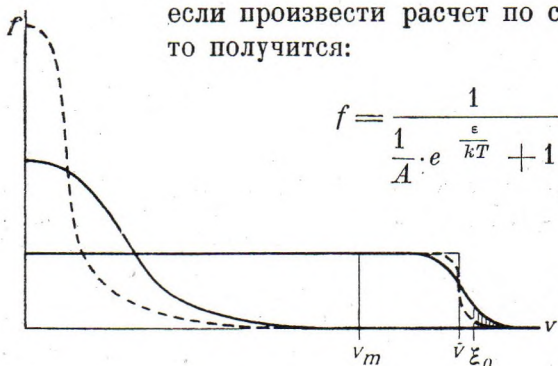


Рис. 2.

Если  $A$  мало в сравнении с 1, то (2) совпадает с (1). Но если  $A$  велико в сравнении с 1, то  $f$  будет равно 1

для всех скоростей, лежащих ниже определенной границы. Это совпадает с требованием принципа Паули: каждое квантовое состояние встречается один раз и только один раз. Спадание до нуля наступает только при некоторой скорости, которую мы назовем  $v$ . При этом  $v$  оказывается независимым от температуры. Средняя скорость газовых атомов  $v_m$  несколько меньше, чем  $\bar{v}$ , но пропорциональна  $\bar{v}$ , именно  $v_m = \sqrt{\frac{5}{3}} \bar{v}$ . Следовательно, и эта, средняя, скорость  $v_m$  независима от температуры. В классической статистике, как известно, в отличие от этого средняя скорость пропорциональна  $\sqrt{T}$ .

Если изобразить общую энергию газа (рис. 3), т. е. главным образом квадрат скорости, как функцию  $T$ , то получится следующая картина: в классической статистике это

будет прямая, проходящая через нуль температурной шкалы, в статистике Ферми кривая на некотором протяжении не должна зависеть от температуры и затем постепенно при высоких температурах начинает совпадать с прямой классической статистики. При абсолютном нуле должна существовать некоторая энергия  $E_0$  и давление  $p_0$ . Качественно изменение давления может быть представлено тем же рис. 3. Состояния, в коих энергия не зависит от температуры, мы называем вырожденными. Уравнение газа в этой области уже перестает выражаться формулой  $pv = RT$  и обращается в  $p = p_0 = \text{Const}$ . Электронный газ в металле, если положить число электронов равным числу атомов ме-

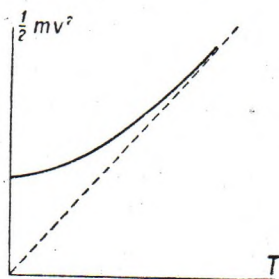


Рис. 3.

талла, является совершенно вырожденным еще при температурах во многие тысячи градусов. Это отметил еще Паули, и Эйнштейн отсюда заключил, что теплоемкость электронного газа должна быть равной нулю, ибо удельная теплота является не чем иным, как изменением внутренней общей энергии при повышении температуры на один градус.

Это изменение во всей области вырожденного состояния равно нулю, по крайней мере в первом приближении. Таким образом устраняется одно из главных затруднений прежней электронной теории.

Как обстоит дело с максвелловским распределением скоростей, которое якобы должно существовать внутри металла и как будто бы подтверждается наблюдением над термоэлектронами? Мы видим, что для огромного большинства электронов распределение энергии никоим образом не максвелловское: оно не зависит от температуры. Только крайняя ветвь кривой распределения ведет себя по Максвеллу и зависит от температуры. Это показано пунктирной кривой на рис. 2. При понижении температуры спадание кривой распределения по Ферми значительно круче, чем по Максвеллу. В эффекте Ричардсона мы имеем дело, однако, как раз с крайней частью кривой распределения,



где оба закона практически совпадают. Только наиболее быстрые электроны могут вырваться через „решетку“ поверхности металла, как мы об этом скажем еще подробнее. Пусть  $\xi_0$  (рис. 4, стр. 776) будет скорость, которой электрон должен обладать вдоль оси  $x$  для того, чтобы пройти через поверхность. По наблюдениям можно доказать, что  $\xi_0$  должно быть больше, чем наша предельная скорость  $v$ ; следовательно на рис. 2  $\xi_0$  должно быть правее  $v$ , но это и значит, что немногие электроны, преодолевающие поверхность и отмеченные на рис. 2 заштрихованной площадью, находятся в области, имеющей практически максвелловский характер. Таким образом удовлетворительно устраняется другое противоречие, указанное нами выше.

Около абсолютного нуля, где в законе распределения образуется резкий угол при скорости  $v$ , все электроны металла, хотя и не находятся в покое, но связаны в своих движениях определенными квантовыми центрами. Все квантовые состояния здесь заняты, металл — перенаселен, имеются „бесприютные жители“. Это — следствие принципа Паули, разрешающего занятие каждого квантового состояния только одним обитателем. При высоких температурах также не много возможностей для обмена квантовыми состояниями; только наиболее богатые энергией электроны, немногие избранные тысячи могут воспользоваться роскошью максвелловского распределения, только они могут позволить себе экскурсии в отдаленнейшие области района вырождения. Они должны, как говорилось, иметь нормальную слагающую скорости большую  $\xi_0$ . Энергию, соответствующую этой скорости

$$W_a = \frac{m\xi_0^2}{2},$$

они теряют, покидая металл; это своего рода налог за выезд за границу.

Каковы силы, удерживающие большинство электронов в металле и выпускающие только наиболее быстрые электроны, т. е. каково происхождение работы выхода  $W_a$ ? В обычном газе, заключенном в сосуде, упругие силы

стенок сосуда препятствуют выходу молекул. В электронном газе эти силы — электрические и вследствие величины элементарного заряда особенно значительны. Электронный газ заключен в наэлектризованной решетке. Внутри металла положительные металлические ионы в среднем нейтрализуются свободными отрицательными электронами. При выходе электрона из металлической решетки на него действует притяжение положительных ионов, с наружной стороны уже не нейтрализованных, и выйти удается только тем электронам, скорость коих превосходит  $\xi_0$ .

Можно создать условия, при которых электроны будут выходить из металла в значительном числе и при обычной температуре. Милликэн и его ученики получали сильные поля, около миллиона вольт на сантиметр около поверхности выхода; при этом наблюдался при комнатной температуре заметный поток электронов, не возрастающий существенно образом при повышении температуры; во всяком случае при повышении температуры число электронов не увеличивалось равномерно по всей поверхности металла, а только в отдельных маленьких областях. Нужно думать, что в этих местах работа выхода  $W_a$  понижается вследствие примесей, либо вследствие геометрических неправильностей (действие острия); градиент поля в этих местах повышается. Мы получаем следующую картину: в наэлектризованной решетке, в которой замкнуты электроны, имеются маленькие отверстия. Если электроны сильно „отсасывать“ снаружи, то они могут выбраться наружу под совместным действием внешнего отсасывания и внутреннего давления. Давление практически не зависит от температуры и равно давлению при абсолютном нуле, точно так же не зависит от температуры и отсасывание. Поток электронов также почти не зависит (в опытах Милликэна) от температуры, — это „холодный электронный ток“.

Этого достаточно для наглядного представления условий внутри и на поверхности металла. Мы должны представлять себе решетку из положительных ионов металла, нейтрализованную отрицательными электронами, потерявшими связь с



материями—ионами и движущимися в металле с некоторой кинетической энергией. При этом в своих движениях они ограничены запретом Паули: два электрона не могут находиться в одном и том же состоянии движения. Изредка, в исключительных случаях, электроны могут вылетать из ионной решетки.

Обратимся теперь к фундаментальной проблеме электропроводности. В отсутствие поля через любое сечение в металле движется столько же электронов как в прямом, так и в обратном направлении; при наложении поля получается, однако, преимущественное направление. Избыток дает ток; если разделить падение потенциала на ток, получится удельное сопротивление  $\rho$ . Из совершенно элементарных кинетических соображений Друде вывел для него следующее выражение:

$$\rho = \frac{mv^2}{e^2 l n}, \quad (3)$$

$l$  — здесь средняя длина свободного пути электронов, т. е. средний путь между двумя последовательными соударениями с ионами металла,  $n$  — число электронов в единице объема,  $v$  — средняя скорость,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона. Формула эта верна с точностью до некоторого числового фактора. Та же формула получается и в новой статистике, причем указанный числовой фактор равен 1, если  $v = \bar{v}$ . Как мы видели,  $v$  не зависит от температуры, поэтому и сопротивление не должно бы меняться с температурой, если бы средняя длина свободного пути  $l$  не изменялась с температурой. Повышение температуры обнаруживается возрастанием беспорядка в расположении ионов металла, в отклонениях их от идеальной решетки. Как скажется этот возрастающий беспорядок на длине свободного пути? Исследование этого вопроса на основании волновой механики уже было подготовлено теорией Дебая (1914 г.) о влиянии температуры на явление Лауэ. Здесь перед вами второй замечательный пример, показывающий волновую природу электрона, или, лучше, роя электронов; он почти столь же поучителен нам, как и приве-

денные выше диффракционные фотографии. Средняя скорость  $v$ , интересующая нас, имеет порядок величины (смотря по числу свободных электронов) около 1 000 км/сек; соответствующая волна де Бройля по волновой механике имеет длину около 5 Å. Она аналогична, следовательно, очень мягким лучам Рентгена, получаемым в трубке с напряжением в 4 V. Эта длина волны больше, чем расстояние между атомами, например, в кристалле меди. Отсюда следует, что в этом случае не могут получиться настоящие интерференционные пятна Лауэ. Останется только общее рассеяние, хорошо известное по рентгенограммам в виде непрерывного фона; это рассеянное излучение увеличивается с повышением температуры, т. е. с увеличением неправильностей решетки. Рассеяние обозначает отклонение лучей Рентгена от их первоначального направления, или, если перейти к электронам, отклонение электронных волн, т. е. столкновение электронов с атомами металла.

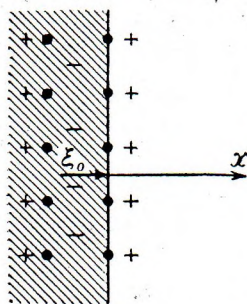


Рис. 4.

При современном состоянии теории мы не можем разбирать отдельного акта удара, но волновая механика дает нам в руки верный метод для статистического разбора процесса; можно вычислить, какой процент числа электронов, встречающихся с ионом металла, отклоняется в данном направлении. Метод состоит в том, что электрон мы заменяем электронной волной и атом рассматриваем в соответствии с волновой механикой Шрёдингера. Таким образом мы приходим к рациональной статистической формуле для длины свободного пути или для частоты столкновений, вызывающих отклонение электронов от первоначального направления. По Хаустону или по Дебаю эта формула напишется так:

$$\frac{1}{l} \sim \frac{1}{x^2} \int_0^x \frac{\xi \cdot d\xi}{e\xi^{-1}} \quad x = \frac{\theta}{T}. \quad (4)$$



Формула иллюстрируется рис. 5. Здесь  $\theta$  характеристическая температура, равная  $\frac{h\nu}{k}$  ( $\nu$  — число собственных колебаний атома в решетке). Так как сопротивление  $\rho$  по формуле (3) пропорционально  $\frac{1}{T}$ , то при больших  $T$  сопротивление будет пропорционально температуре, при малых  $T$  сопротивление должно быстро падать, что совпадает с наблюдениями Грюнейзена. Таким образом впервые получилась рациональная теория электрического сопротивления! На нашей кривой для сопротивления не видно, впрочем, резкого падения сопротивления, характеризующего сверхпроводимость. С другой стороны волновая теория хорошо объясняет зависимость сопротивления от давления, по наблюдениям Бриджмена, а также позволяет рассчитать абсолютные значения сопротивления; объясняется даже анизотропия сопротивления в гексагональных однокристаллических цинке и кадмие соответственно различию дифракционных явлений от симметрии кристаллической решетки. Чрезвычайно интересен вопрос о числе свободных электронов, приходящихся на атом металла. По Хаустону для многовалентных атомов (Pb, Fe, Pt) это число, повидимому, больше 1.

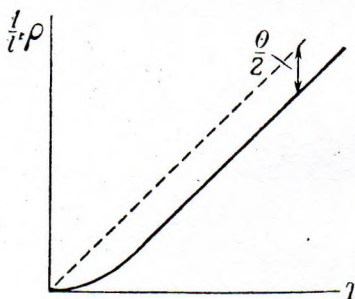


Рис. 5.

Подобно электрическому сопротивлению и тепловое сопротивление металла (т. е. величина, обратная теплопроводности) зависит от длины свободного пути. Если составить отношение этих сопротивлений, то длина свободного пути сократится, и оно остается пропорциональным  $T$  с универсальным коэффициентом, как и требуется законом Видемана-Франца. Числовой фактор в этом законе по новой статистике равен  $\frac{\pi^2}{3}$  в отличие от фактора Друде, равного 3. Первый фактор согласуется с наблюдениями еще

лучше, чем в теории Друде, и таким образом устраняется еще один недостаток классической теории электронов.

Мы переходим наконец к столь дискутируемому эффекту Вольты, т. е. разности потенциалов, возникающей между двумя чистыми, сухими металлами. Химики в особенности никогда не верили вполне в этот эффект и стремились объяснить его химическими процессами в жидких пленках на поверхности металлов. В школе нас учили, что ряд напряжений Вольты характерен для расположения самих металлов, причем щелочи и цинк находятся на положительном конце ряда, а благородные металлы и уголь на отрицательном. Известно, что в вольтовом столбе, открытом в 1800 г., проявляется не чистый эффект Вольты, что здесь электрохимически действуют сырые, подкисленные прокладки. Однако имеются старые и новые опыты, вполне подтверждающие существование чистого эффекта Вольты. В частности Милликэн показал, что разность потенциалов Вольты определяется разницей постоянных, обуславливающих выход электронов из металла в эффекте Ричардсона. С этим же вполне согласуется и объяснение эффекта Вольты, даваемое электронной статистикой. Именно:

$$eV_{12} = C_2 - C_1, \quad (5)$$

причем константа эффекта Ричардсона имеет следующее значение:

$$C = W_a - W_i. \quad (6)$$

О „внешней работе выхода“  $W_a$  мы говорили подробно выше. Ее нужно уменьшить на некоторую „внутреннюю работу выхода“  $W_i$ , которая соответствует стремлению электронов выйти наружу вследствие высокого внутреннего давления (давление при абсолютном нуле). Контактная разность потенциалов Вольты не является разностью потенциалов внутренних частей металла, последняя скорее определяется разностью обеих внешних работ выхода  $W_a$  с отрицательным знаком. Разница Вольты равна потенциалу электрического поля, образующегося между обеими металлическими поверхностями при несовершенном их соприкосно-



вании (считая от внешней стороны одной поверхности до внешней стороны другой), как это обосновал Эккарт в связи с моими собственными работами. Название „электричество при соприкосновении“ в этом смысле может несколько ввести в заблуждение. При полном контакте, который мы можем назвать „местом спая“, внешняя работа выхода исключается, как это доказывается фактами термоэлектричества.

Химик в большинстве случаев не непосредственно интересуется эффектом Вольты, ибо электродвижущая сила гальванического элемента может быть вычислена по другим данным. Однако недавно М. Корбино убедительно показал, что и здесь эффект Вольты играет роль, а в элементе Даниэля даже преимущественную роль, так как теплота растворения цинка и теплота конденсации меди почти точно компенсируют одна другую.

Я подошел к концу: среди всех веществ, с которыми имеет дело химик, металлы занимают особое, интересное место. Характерным для металлов как прежде, так и теперь мы считаем наличие свободных электронов. По расчетам, недавно опубликованным Герцфельдом, можно хорошо понять, почему при уплотнении металлических атомов их внешние электроны попадают в неустойчивые состояния и отрываются от атома. Таким способом можно прямо вычислить, какие атомы в твердом состоянии должны обнаруживать металлический характер. Для понимания поведения свободных электронов внутри металла и на поверхности мы должны прибегнуть к методам теории квантов в ее новейшей волновой интерпретации. Эти методы описывают статистически поведение электронов столь же полно и просто, как волновая теория света описывает явления оптики и лучей Рентгена. Как я слышал, О-во помощи немецкой науке (Notgemeinschaft) намеревается со свойственной ему широтой и энергией оживить изучение металлического состояния. На основании изложенного как будто следует, что время для выполнения этого плана выбрано правильно и что в этой, до сих пор темной, области многое скоро станет яснее.

Наша новая атомная физика всюду опиралась на завоевания химии. О том, что и химики интересуются новейшими результатами физики, красноречиво свидетельствует ваше любезное приглашение сделать настоящий доклад.

#### НЕКОТОРЫЕ ЛИТЕРАТУРНЫЕ УКАЗАНИЯ.

1. E. Fermi. *Z. f. Phys.*, 36, 902, 1926.
  2. G. P. Thomson. *Proc. Roy. Soc.*, 117, 600, 1928.
  3. C. Davisson and G. H. Germer. *Nature*, 119, 538, 1927; *Phys. Rev.*, 30, 705, 1927.
  4. W. Pauli jr. *Z. f. Phys.*, 41, 81, 1927.
  5. A. Einstein. *Sitzb. Preuss. Ak. XXII*, 261, 1924; I, 3, III, 18, 1925.
  6. A. Sommerfeld. *Naturwissenschaften*, 15, 825, 1927; *Z. f. Phys.*, 47, 1, 1928.
  7. R. A. Millican and G. Eyring. *Phys. Rev.*, 27, 51, 1926.
  8. R. A. Millican and Lauristen. *Proc. Nat. Ac. Science*, 14, 45, 1928.
  9. W. V. Houston. *Z. f. Phys.*, 47, 33, 1928.
  10. R. H. Fowler. *Proc. Roy. Soc.*, 117, 549, 1928.
  11. R. H. Fowler and L. Nordheim. *Proc. Roy. Soc.*, 119, 173, 1928.
  12. W. V. Houston. *Z. f. Phys.*, 48, 449, 1928.
  13. P. Debye. *Verh. D. Phys. Ges.*, 15, 678, 1913; *Ann. d. Phys.*, 43, 49, 1914.
  14. J. Frenkel. *Z. f. Phys.*, 47, 819, 1928.
  15. K. Eckart. *Z. f. Phys. I*, 47, 38, 1928.
  16. M. Corbino. *Phil. Mag.*, 4, 436, 1927.
  17. K. F. Herzfeld. *Phys. Rev.*, 29, 701, 1927.
-