

ЭФФЕКТИВНОЕ ПОПЕРЕЧНОЕ СЕЧЕНИЕ ГАЗОВЫХ МОЛЕКУЛ ПО ОТНОШЕНИЮ К МЕДЛЕННЫМ ЭЛЕКТРОНАМ И ИОНАМ *

К. Рамзауэр и Р. Коллат Берлин, Рейникендорф

§ 1. Вступление. В настоящей статье речь идет об эффективном поперечном сечении (э. п. с.) молекул по отношению к медленным электронам и ионам. Провести резкую грань между „медленными“ и „быстрыми“ электронами и ионами не представляется, конечно, возможным. Тем не менее история развития, техника эксперимента и сущность процессов позволяют выделить некоторую более или менее определенную область „медленных“ электронов и ионов.

Если базироваться в качестве критерия на технике эксперимента, т. е. на применяемой при исследовании аппаратуре, верхней границей скоростей для медленных электронов мы должны были бы считать скорости, соответствующие ускоряющему напряжению в несколько сотен, а для ионов в несколько тысяч вольт. Однако с точки зрения механизма явлений эта граница оказывается слишком высокой. Поэтому большая часть излагаемого здесь материала относится к электронам, имеющим скорости не выше 50 V; предел ускоряющего напряжения для ионов лежит около 1000 V.

§ 2. Исторический обзор.** Электроны. Впервые поперечное сечение газовых молекул по отношению к медленным электронам измерялось Ленардом² в 1903 г. Он установил, что по мере уменьшения скорости электронов размер молекул увеличивается, не превосходя, однако, некоторой предельной величины (рис. 1). Повторение этих измерений Робинзоном³ и расширение области исследуемых скоростей, произведенное Ф. Майером⁴, не дали ничего нового. Здесь нужно заметить, что наименьшее напряжение в опытах Ленарда составляло 4 V, у Робинсона — 3,2 V и что у обоих авторов число отдельных измерений было не достаточно для того, чтобы составить представление о подробно-

* Handb. d. Phys., изд. II, Т. XXII, перевод с немецкого Н. Хлебникова.

** Работы, появившиеся между 1 марта и серединой августа 1931 г., кратко прореферированы в добавлении в конце настоящей статьи.

стях хода кривой. За этими работами последовали качественные опыты Окессона⁵, обнаружившие наличие максимума поперечного сечения молекулы для некоторых неблагородных газов при определенных значениях скоростей электронов. Эти опыты не были однако, достаточно убедительны.⁶ Майер⁷, например, полагал, что, увеличив число точек на кривых для исследованных им газов, он сможет доказать, что с уменьшением скорости электронов поперечное сечение молекул стремится к некоторой определенной величине.

В 1920 г. Рамзауэром⁸ было обнаружено, что при скорости электронов в 1 V атом аргона имеет неожиданно малое поперечное сечение, которое еще более уменьшается при дальнейшем уменьшении скорости. Эти результаты вскоре были подтверждены

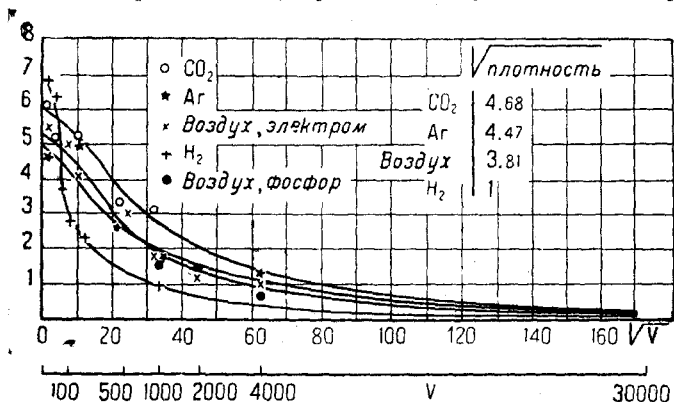


Рис. 1. Поглощающие поперечные сечения (по Ленарду, 1903 г.).

Г. Майером, показавшим одновременно, что максимум поперечного сечения для аргона, наличия которого можно было ожидать на основании измерений Ленарда и Рамзауэра, лежит около 12 V. Почти в это же время, основываясь на своих исследованиях диффузии электронов в менее разреженных газах, Тоунсенд⁹ сделал заключение о существовании „аномалии поперечного сечения“ молекул некоторых неблагородных газов. Затем он совместно с Бэйли¹⁰ обнаружил чрезвычайно малую величину поперечного сечения атомов аргона при скоростях порядка 1 V, а несколько позже — существование минимума поперечного сечения при еще меньших скоростях¹¹. За этими работами последовали исследования всех благородных газов Рамзауэром¹² и изучение неблагородных школой Тоунсенда^{13,14}. Подобно Окессону, Тоунсенд и его сотрудники не обнаружили приближения величины поперечного сечения молекул к предельному значению по мере уменьшения скорости электронов, однако и эти опыты не могли еще опровергнуть результатов непосредственных измерений Ф. Майера.

Значительным шагом вперед оказались измерения Броде и Руша. Броде¹⁵, обнаружил „аргоноподобие“ CH₄, а также резкий подъем

кривых для водорода и азота в области малых скоростей электронов. Руш¹⁶ наблюдал спадание кривой для водорода при скоростях менее 1 V, а также минимум поперечного сечения для аргона и криптона. Затем Брюхе¹⁷ были получены полные кривые поперечного сечения молекул азота и водорода (два и один максимум соответственно) и тем самым окончательно опровергнуты указанные выше результаты Майера, согласно которым по мере уменьшения скорости электронов поперечные сечения молекул обоих газов должны стремиться к предельным значениям. Помимо этого Брюхе¹⁸ и Броде¹⁹ было исследовано значительное число неблагородных газов, также обнаруживших „аномалию поперечного сечения“. Брюхе открыл целую новую область, первым предприняв систематическое изучение зависимости между э. п. с. молекул и их строением.²⁰

За этими работами последовали расширение области исследования в сторону меньших скоростей электронов (ниже 1 V) — работы Рамзауэра и Коллага²¹, затем изучение „тонкой структуры“ поперечного сечения для различных газов, произведенное Норманом²² и, наконец, продолжение работ Брюхе — подробное исследование сложных органических соединений Шмидером²³ и в последнее время Гольстом и Гольтсмарком²⁴.

Одновременно с работами, имевшими целью исследование поперечного сечения молекул, велись и исследования другого рода — направленные к выяснению механизма воздействия молекул на электроны. Еще Ленард в своей фундаментальной работе придавал большое значение строгому разграничению между абсорбцией, диффузией и потерей скорости электронов. В своих измерениях абсорбции он пользовался аппаратурой, позволявшей заведомо исключить влияние диффузии и потери скорости. Ленарду было ясно, что измеренное „поглощающее поперечное сечение“ знаменует собой два явления, в то время еще не разделенных экспериментально, а именно: „истинную абсорбцию“, когда скорость электрона приводится по величине и направлению к скорости молекулы в результате одного столкновения, и „мнимую абсорбцию“, когда в результате одного столкновения электрон отклоняется от направления пучка, причем в отличие от диффузии все направления отклонения равновероятны. В противоположность ленардовскому понятию „поглощающего поперечного сечения“ Рамзауэром было введено понятие „эффективного поперечного сечения“ молекулы, т. е. „полного поперечного сечения“ в том смысле, что оно характеризует молекулу, воздействующую на электрон любым образом: абсорбируя его, уменьшая скорость, отклоняя или отражая²⁵.

В результате дальнейших исследований выяснилось, что в случае медленных электронов акты „истинного поглощения“ должны рассматриваться как исключение (Франк и Герц²⁶, Тоунсенд и сотрудники²⁷, Лэб²⁸, Уэлин²⁹); точно так же на задний план отходят диффузия и потеря скорости. Основным явлением оказывается отклонение электронов („мнимое поглощение“ Ленарда), про-

исходящее при скоростях, меньших потенциала возбуждения, без изменения скорости, при больших — могущее сопровождаться (но не обязательно) изменением ее. В последнее время изучалось, главным образом, распределение по направлениям этих отклоненных (рассеянных) электронов (Даймонд³⁰, Арнот³¹, Буллард и Массей³², Рамзауэр и Коллат³³ и др.³⁴).

Ионы. В то время как по отношению к электронам уже имеется достаточно полный экспериментальный материал, исследование взаимодействия между газовыми молекулами и ионами находится еще в начальной стадии. Причина этого заключается в том, что при множестве ионов работа с каким-либо одним не представляет того общего интереса, какой имеет исследование в случае электронов (сказанное, конечно, не распространяется на протоны).

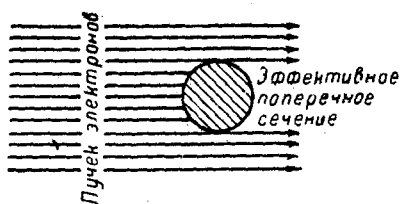


Рис. 2. Схема воздействия молекулы на электроны.

Значительный интервал скоростей охватывают исследования над протонами Демпстера³⁵, Рамзауэра — Коллата — Лилиенталя³⁶ и Гольдмана³⁷, работы Демпстера и его сотрудников³⁸, а также Рамзауэра — Беека³⁹ с ионами щелочных металлов.

Исследования с другими ионами за исключением новейших работ Вольфа⁴⁰, как, например,

многочисленные измерения Кальмана и Розена⁴¹, относятся лишь к определенным значениям скоростей.

Применительно к ионам также производятся исследования различных видов взаимодействия с молекулами.

§ 3. Эффективное поперечное сечение. Смысл выражения „эффективное поперечное сечение газовой молекулы по отношению к электронам“ поясняется рис. 2. В пучке, отдельные электроны которого имеют одинаковое направление и равные скорости, находится молекула газа. При этом в пучке будут иметься электроны, проходящие настолько далеко от центра молекулы, что ни величина, ни направление их скорости не подвергнутся изменению под влиянием ее силового поля. С другой стороны, скорости и направления движения некоторых электронов, оказавшихся достаточно близко к центру молекулы, окажутся измененными действием ее силового поля. Мы будем называть „эффективным поперечным сечением молекулы по отношению к электронам“ расположенную вокруг центра молекулы площадку, плоскость которой перпендикулярна к направлению пучка, через которую должен пройти электрон для того, чтобы его скорость или направление движения подверглись изменению. Это определение первоначально понималось эмпирически, т. е. с само собой разумеющимся ограничением, касающимся предела измеримых при данной аппаратуре изменений.

Принимая это определение, нельзя утверждать, что поперечное

сечение может иметь определенную величину. Согласно представлениям классической теории, вообще говоря, не существует такого электрона, который не испытал бы действия поля молекулы, как бы далеко от нее он ни проходил.

Эти представления оказались неверными, так как, противореча результатам опытов, они предсказывали непрерывное усиление действия молекулы на электрон по мере уменьшения скорости последнего. В противоположность классической, квантовая теория утверждает, что число электронов, подвергающихся воздействию со стороны одной молекулы, — конечно. Отсюда вытекает определение эффективного поперечного сечения, не зависящее от свойств измерительной аппаратуры.

Тем не менее можно ожидать затруднений при измерениях. Можно было бы, например, думать, что некоторое определенное

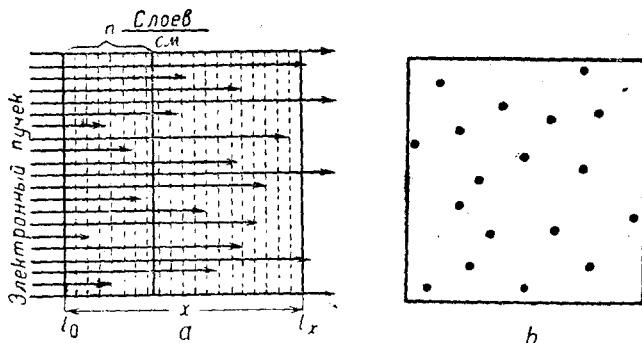


Рис. 3. (а и б). К выводу закона поглощения.

изменение направления электрона может быть учтено при помощи одного устройства и остаться необнаруженным при более грубом. Как мы увидим дальше, для области медленных электронов эти затруднения, практически говоря, не сказываются, и более того — измерения с установками, обладающими различной разрешающей способностью, приводят в общем к одинаковым результатам.

§ 4. Основной опыт и закон поглощения. Для вычисления э. п. с. из данных опыта мы должны установить некоторые количественные соотношения. Для этого вообразим однородный (в отношении направлений и скоростей образующих его электронов) пучок определенной интенсивности, распространяющийся в газе, находящемся под некоторым давлением (рис. 3). Электроны пучка сталкиваются с молекулами газа, в результате чего происходит изменение скоростей или направления движения электронов. Если мы располагаем приспособлением, позволяющим немедленно исключать из пучка каждый подвергшийся столкновению электрон, число электронов будет убывать слева направо (рис. 3а). Закон уменьшения интенсивности пучка легко может быть получен на основании соображений о взаимодействии молекул, высказанных Клаузиусом⁴⁴.

В нашем выводе мы будем стремиться прежде всего к наглядности, а потому вести вычисления несколько упрощенно, принимая поперечное сечение молекулы неизменным. При более строгом выводе необходимо пользоваться формулами кинетической теории, исходя, например, из рассмотрения длины свободного пути.

Представим себе часть пространства между плоскостями l_0 и l_x , разделенным на большое число слоев равной толщины, перпендикулярных к направлению электронного пучка. Пусть число слоев, приходящееся на каждый сантиметр, будет n . Мы представляем себе слои, с одной стороны, достаточно толстыми для того, чтобы иметь право считать число молекул в них одинаковым, а с другой — настолько тонкими, чтобы n было большим числом. Обои условиям можно удовлетворить одновременно, так как даже при наиболее высоких применяемых разрежениях число молекул в 1 см^3 все еще весьма велико. Так, например, при $p = 10^{-5} \text{ мм Hg}$ оно равно 10^{10} .

Рассмотрим теперь один из этих слоев в направлении распространения пучка (рис. 3б). Пусть поверхность слоя, равная поперечному сечению пучка, будет F . Черные точки на рисунке изображают имеющиеся в слое беспорядочно распределенные молекулы. Пусть часть F , непрозрачная для пучка будет f . При падении на такой слой большая часть электронов пролетит мимо молекул и, таким образом, пройдет слой, не испытав никаких воздействий. Некоторые электроны наткнутся на молекулы, их скорости и направления движения окажутся измененными, и они перестанут вследствие этого принадлежать пучку. Число этих выбитых из пучка электронов будет относиться к полному числу электронов в пучке как $\frac{f}{F}$. Если интенсивность пучка (т. е. число электронов, приходящееся на каждый кв. сантиметр поперечного сечения пучка) у плоскости l_0 была J_0 , после прохождения первого из n слоев интенсивность окажется уменьшенной на $J_0 \frac{f}{F}$ и будет равна:

$$J_1 = J_0 - J_0 \frac{f}{F} = J_0 \left(1 - \frac{f}{F} \right).$$

Применяя такие же рассуждения к следующим слоям, получим:

$$J_2 = J_1 - J_1 \frac{f}{F} = J_1 \left(1 - \frac{f}{F} \right) = J_0 \left(1 - \frac{f}{F} \right)^2;$$

$$J_n = \dots \dots \dots = J_0 \left(1 - \frac{f}{F} \right)^n;$$

$$J_x = \dots \dots \dots = J_0 \left(1 - \frac{f}{F} \right)^{nx}.$$

Если продолжить деление, беспрестанно увеличивая n , дробь $\frac{f}{F}$ будет стремиться к нулю. Напротив, выражение $n \frac{f}{F}$, т. е. „не-

прозрачная" площадь всех молекул в 1 см^3 , останется конечной. Поэтому мы имеем:

$$J_x = J_0 \left\{ \left(1 - \frac{nf}{F} \frac{1}{n} \right)^n \right\}^x$$

и после перехода к пределу:

$$J_x = J_0 e^{-n \frac{f}{F} x}. \quad (1)$$

Рассмотрение размерности показывает правильность смысла, придаваемого нами выражению $n \frac{f}{F}$. Действительно:

$$\left[n \frac{f}{F} \right] = \left[\frac{\text{см}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}}{\text{см}^2} \right] = \left[\frac{\text{см}^2}{\text{см}^3} \right].$$

Величина $n \frac{f}{F}$ может быть определена экспериментальным путем как мы увидим это в следующих параграфах.

Из величины $n \frac{f}{F}$ можно вычислить „непрозрачное“ сечение одной молекулы (путем деления на число молекул в 1 см^3). Можно поступить и иначе, вычислив сумму поперечных сечений молекул, содержащихся в 1 см^3 , например при давлении в 1 мм Hg , и 0°C . Первый способ имеет то преимущество, что приводит к постоянной, характеризующей отдельную молекулу. Второй способ практически применим лишь в случае, если поперечное сечение для любого давления может быть рассчитано непосредственно. Обозначая суммарное э. п. с. всех молекул, содержащихся в 1 см^3 при давлении в 1 мм Hg и температуре 0°C через $Q_{\text{эфф}}$, а давление при некоторых определенных условиях — через P , мы можем придать выражению (1) вид:

$$J_x = J_0 e^{-Q_{\text{эфф}} P x} \quad (2)$$

Размерность $Q_{\text{эфф}}$ такова: $\left[\frac{\text{см}^2}{\text{см}^3 \text{ мм Hg}} \right]$ (при 0°C).

Определенная таким образом сумма поперечных сечений всех молекул в 1 см^3 при 1 мм Hg и 0°C всегда будет подразумеваться в дальнейшем, если будет просто говориться об э.п.с. газовых молекул.

Принципиально мыслимы другие законы уменьшения интенсивности пучка. Однако экспериментально было установлено, что именно приведенное выражение правильно описывает явления. Это было доказано как путем изменения расстояния x , так и давления P [формула (2)].

§ 5. Интерпретация результатов. В предыдущих рассуждениях нами молчаливо допускалось, что электроны имеют бесконечно малое поперечное сечение. Это допущение, весьма удобное по причине вносимых им упрощений, само по себе неправильно, поскольку мы имеем дело с взаимодействиями между молекулами и

электронами, в которых оба партнера должны рассматриваться как равноправные. Возникающая при указанном допущении неточность становится особенно очевидной, если обратиться к рассмотрению столкновений не между молекулами и электронами, а между молекулами и ионами. В этом случае можно говорить только о „взаимном“ поперечном сечении нейтральной молекулы и иона, причем разделение „взаимного“ сечения на отдельные принципиально невозможно. Но так как понятие взаимного э. п. с. крайне неудовлетворительно* с формальной стороны, — предпочитают пользоваться понятием суммы радиусов. В настоящей статье мы пользуемся тем не менее понятием э. п. с., потому что это понятие является единственным приемлемым при рассмотрении стоящего у нас на первом плане взаимодействия между молекулами и электронами.

Здесь следует указать, что помимо поперечного сечения можно пользоваться понятием длины свободного пути. Исторически это понятие заимствовано из кинетической теории газов, и с чисто формальной точки зрения оно эквивалентно понятию э. п. с. Тем не менее применение его к рассматриваемой области встречает некоторые затруднения, о чем будет сказано ниже.

Длина свободного пути электрона — это то расстояние, которое электрон пролетает между двумя последовательными столкновениями с молекулами. Отсюда ясно, что это понятие приобретает физический смысл лишь при условии рассмотрения двух последовательных столкновений. В противоположность этому об э. п. с. можно говорить применительно к каждому отдельному столкновению, которое собственно и является объектом нашего исследования. В остальном (т. е. формально) не существует никаких трудностей для перехода от э. п. с. $Q_{эфф}$ к эффективной длине свободного пути $\lambda_{эфф}$. При давлении в 1 мм Hg и температуре 0° C между обеими величинами существует соотношение:

$$Q_{эфф} \lambda_{эфф} = 1. \quad (3)$$

Остановившись на понятии поперечного сечения, было бы последовательным во всех случаях говорить о поперечном сечении отдельных молекул, как это и делалось в первых работах⁴³. Однако в дальнейшем, руководствуясь чисто практическими соображениями, мы будем пользоваться другой из указанных выше величин: э. п. с. мы будем называть суммой поперечных сечений всех молекул, содержащихся в 1 см³ газа при давлении в 1 мм Hg и температуре в 0° C.

§ 6. Количественные соотношения. В заключение этой вводной главы мы приведем соотношения, с помощью которых читатель с легкостью сможет переходить от одного способа выражения к другому.

* Определенное таким образом „взаимное“ поперечное сечение в случае столкновения частиц равного диаметра равно учетверенному поперечному сечению каждой из них.

Скорость электронов прямо пропорциональна корню квадратному из ускоряющей разности потенциалов. Множитель пропорциональности находится из уравнения:

$$\frac{mv^2}{2} = eV,$$

где e , m и v — заряд, масса и скорость электрона, V — ускоряющая разность потенциалов.

Все величины выражены в единицах CGSE. Таким образом скорость электрона при ускоряющей разности потенциалов в 1 V равна

$$1 \sqrt{V} = 0,59_5 \cdot 10^8 \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Связь между скоростью электрона и длиной де-бройлевской волны дается соотношением:

$$mv = \frac{h}{\lambda},$$

где m , v и λ — масса, скорость и длина де-бройлевской волны электрона, h — постоянная Планка.

Из этого соотношения следует:

$$\lambda = \frac{12,2}{v} \left(\lambda - v \text{ в } \text{\AA}, v - \text{ в } \sqrt{V} \right).$$

От э. п. с. $Q_{\text{эфф}}$ всех молекул, заключенных в 1 см³, мы можем перейти к эффективному поперечному сечению q и радиусу ρ отдельной молекулы при помощи равенств:

$$q = 0,28 \cdot 10^{-16} Q_{\text{эфф}}; \quad \rho = 0,30 \cdot 10^8 Q_{\text{эфф}},$$

где ρ выражено в сантиметрах, q — в кв. сантиметрах, $Q_{\text{эфф}}$ — в $\left(\frac{\text{см}^2}{\text{см}^3} \right)$ (при $p = 1 \text{ мм Hg}$ и $t = 0^\circ \text{C}$).

ЭЛЕКТРОНЫ

А. Методы экспериментального определения эффективного поперечного сечения

§ 7. Предварительные замечания. В дальнейшем мы будем предполагать, что обстановка эксперимента такова, что измерение скорости электронов, определение направления электронного пучка, определение числа электронов и т. п. осуществляются способами, не вызывающими сомнения в достоверности результатов. Каким образом это достигается на практике, будет выяснено в § 12.

В вводной главе был выведен показательный закон, по которому происходит убывание интенсивности проходящего сквозь газ электронного пучка. Там мы не рассматривали вопроса о том, каким образом происходит на практике измерение интенсивности. Сейчас, прежде чем перейти к описанию отдельных экспериментальных

методов, мы рассмотрим связь между выведенными выше соотношениями и непосредственным опытом.

На рис. 4 пластинка Z представляет собой источник электронного потока, которому на пути от Z до диафрагмы I сообщается желаемая скорость и который с этой скоростью частично проникает сквозь отверстие диафрагмы в пространство S . Таким образом источником электронного пучка оказывается отверстие I . Из попавших в пространство S электронов некоторая часть их J проникает сквозь отверстие 2 в „ловушку“ K и там измеряется. Количество электронов, попадающих в K в вакууме, характеризует интенсивность пучка и является величиной, существенной для измерения э. п. с.

Предположим, что все пространство, заключающее описанную установку, наполнено газом, находящимся под определенным давлением. Некоторая часть электронов будет испытывать столкновения с молекулами газа и окажется выбитой из пучка. Число электронов, попадающих в K , при наличии газа в установке, равно J' , окажется меньше, чем J . Если бы числа электронов, выходящих из I в вакууме и при наличии газа, были равны, из отношения J' к J мы могли бы вычислить $Q_{эфф}$. Но так как по целому ряду причин J' и J могут быть не равны друг другу, возникает необходимость измерять каждый раз числа электронов J_0' J_0 , выходящих из I при наличии и при отсутствии газа. Таким образом для каждого отдельного измерения $Q_{эфф}$ необходимо знать четыре величины:

- 1) количество электронов, попадающих в K в вакууме, — J ;
- 2) количество электронов, попадающих в K при давлении газа, $p' - J'$;
- 3) количество электронов, выходящих из I в вакууме, — J_0 ;
- 4) количество электронов, выходящих из I при давлении газа, $p' - J_0'$.

Эти четыре числа в той или иной форме фигурируют при всяком измерении $Q_{эфф}$.*

Путем деления J на J_0 , и J' на J_0' мы получаем сравнимые между собой относительные количества электронов, попадающих в K при наличии газа и в вакууме. Отношения J/J_0 и J'/J_0' подставляем в формулу (3) на место J_x и J_0 и при помощи простых вычислений получаем $Q_{эфф}$:

$$Q_{эфф} = \frac{1}{l p'} \left\{ \ln \left(\frac{J}{J_0} \right) - \ln \left(\frac{J'}{J_0'} \right) \right\}. \quad (4)$$

* Аналогичные рассуждения показывают необходимость знания четырех значений интенсивности пучка, если вместо изменения давления менять длину пробега электронов.

Переходя к другим давлениям p'' , p''' и т. д., мы подставляем в уравнение (4) вместо $\ln \frac{J'}{J'_0}$ выражения $\frac{J''}{J''_0}$, $\frac{J'''}{J'''_0}$ и т. д. Нетрудно убедиться, что, откладывая по оси абсцисс разности $p' - p''$, $p'' - p'$, $p''' - p'$... а по оси ординат логарифмы соответствующих отношений интенсивностей, мы должны получить прямую линию. Такие „прямые давления“ служат при определении э. п. с. хорошим контролем.

Необходимо различать две группы методов определения э. п. с. Первая группа — та, где основным процессом является единственное столкновение электрона с молекулой; вторая — те методы, при которых электроны испытывают многократные столкновения с молекулами. Методы обеих групп можно подразделить на „количественные“ и „качественные“. Под количественными мы будем понимать те методы, в которых для нахождения одного значения э. п. с. измеряются четыре интенсивности пучка. Качественными мы назовем такие, в которых одно значение $Q_{эфф}$ получается на основании только двух измерений.

Из числа количественных методов мы опишем прежде всего те, в которых пользуются прямолинейным электронным пучком, а затем те, в которых электронный пучок направляется по кругу при помощи магнитного поля. Чтобы облегчить читателю проработку следующих параграфов, сопоставим в наглядной форме указанные выше подразделения:

Методы единственного столкновения	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Количественные} \\ \text{Качественные (II a, b, c)} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Прямолинейный пучок (I a, b)} \\ \text{Магнитное отклонение (I c, d)} \end{array} \right.$
-----------------------------------	--	--

Методы многократных столкновений (III, a, b, c, d)

В круглых скобках указаны разделы, где соответствующие методы описаны.

При большом разнообразии подлежащей описанию аппаратуры, мы не сможем придерживаться буквенных обозначений отдельных оригинальных работ: это слишком усложнило бы рассмотрение чертежей. Мы введем следующие стандартные обозначения:

Z — фотоэлектрический источник электронов (например, цинковая пластинка);

F — термionicный источник электронов (нить накала);

$I, 2$ — диафрагмы, через которые проходит пучок;

N_1, N_2 — сетки;

P — пластинка электронной ловушки;

A, K, V, H — фарадеев цилиндр электронной ловушки; ✓

R — кольцевая электронная ловушка;

S — пространство, в котором происходит исследуемое взаимодействие между электронами и молекулами газа;

M — магнит (направление поля перпендикулярно плоскости чертежа);

W — металлический экран (электростатическая защита);

E — электрометр;

G — гальванометр;

H — магнитное поле с силовыми линиями, лежащими в плоскости чертежа;

E — электрическое поле с силовыми линиями, лежащими в плоскости чертежа.

§ 8. Количественный метод; прямолинейный пучок, единственное столкновение (1 а, б).

1а. При помощи установки, изображенной на рис. 5, Ленардом³ были произведены первые измерения поперечного сечения молекул для медленных электронов. Такие же в существенных чертах установки применялись Робинзоном³ и Ф. Майером⁴.

Сквозь кварцевое окно на пластинку Z падает ультрафиолетовый свет. Освобожденные им из Z электроны приобретают желаемую

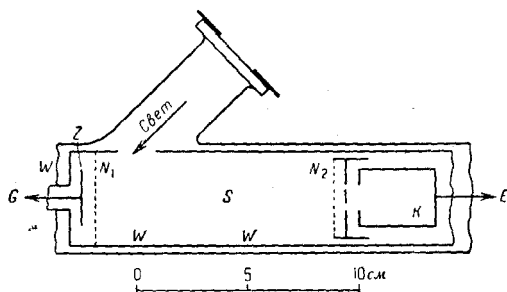


Рис. 5. Установка для измерения поглощающего поперечного сечения (по Ленарду).

скорость в поле между Z и сеткой N_1 и летят в свободном от электрических сил пространстве между сетками N_1 и N_2 . Часть этих электронов пролетает сквозь диафрагму I в фарадеев цилиндр K . Заряд цилиндра измеряется в вакууме и при наличии газа (две интенсивности); чтобы сделать метод количественным,

измеряется полная эмиссия с Z в вакууме и в газе (вторая пара интенсивностей). После этого измеряется давление газа. Расстояние, на котором происходит поглощение электронов, является постоянной прибора. Поперечное сечение вычисляется на основании полученных данных при помощи формулы (4). Измеренное при помощи такой установки поперечное сечение молекулы Ленард называл „поглощающим“ поперечным сечением.

Благодаря большому (сравнительно с отверстием I диафрагмы) сечению пучка (равного площади светового пятна на Z) происходит компенсация электронов, потерянных пучком вследствие их отклонения на малый угол. Взамен электронов средней части пучка, отклонявшихся на небольшой угол и не попавших вследствие этого в I , в I попадает такое же количество электронов, принадлежавших к периферии пучка и оказавшихся в состоянии попасть в I благодаря малым отклонениям. Мы указывали уже выше, что это обстоятельство, существенное при работе с быстрыми электронами, в случае медленных практически не сказывается. Кроме того, в первоначальной методике Ленарда электроны, испытывавшие изменение величины скорости без изменения ее направления, не выбывают из пучка. Удаление их, однако (см. ниже), возможно и осу-

ществляется путем наложения на K отрицательного потенциала, величина которого лишь немного меньше ускоряющего напряжения.

Несколько видоизмененную форму описанного метода предложил Майер⁷, применивший цилиндр K , подвижный в направлении пучка. На рис. 6 изображена конструкция, принадлежащая этому автору. Электроны, вылетающие из накаливаемого катода F , ускоряются между F и 1 , пролетают диафрагмы 2 и 3 и попадают в свободное от поля пространство S в виде электронного пучка*. Диафрагма 3 представляет собой в указанном выше смысле источник электронов.

Когда K придвинут вплотную к диафрагме 3 , он улавливает все пролетающие сквозь нее электроны. Если K отодвинут от 3 на известное расстояние x , уменьшение числа электронов будет служить мерой для количества электронов, подвергшихся на отрезке x воздействию со стороны молекул. Конечно, и здесь для получения сравнимых результатов необходимы две пары измерений, что нужно также для учета имеющих место даже в „вакууме“ измене-

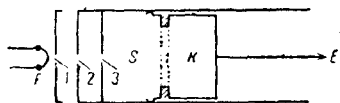


Рис. 6. Метод Ленарда в выполнении Майера.

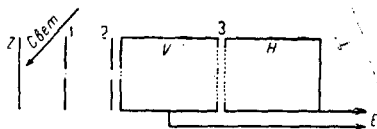


Рис. 7. Метод Ленарда в выполнении Брюхе и Джонса.

ний интенсивности источника, обусловленных влиянием остатков газа или геометрическими особенностями прибора.

Более удобной является предложенная Рамзауэром⁴⁴ и примененная для прямолинейных электронных пучков Брюхе⁴⁵ и Джонсом⁴⁶ „двухцилиндровая“ конструкция (рис. 7). Вылетающие из Z электроны ускоряются между Z и 1 и пробегают свободное от поля пространство между 1 и 2 (2 является „источником электронов“). Диафрагмированный таким образом пучок движется дальше через первый цилиндр V и сквозь диафрагму 3 и попадает во второй цилиндр H . V и H присоединяются вместе или по отдельности к электрометру E . При одновременном присоединении обоих цилиндров ($V+H$) измеряется полное количество электронов, прошедшее через 2 . При заземлении V и измерении заряда одного только H измеряется интенсивность пучка в плоскости 3 . Расстояние между 2 и 3 представляет собой путь x , на котором происходит поглощение. На основании изложенного выше ясно, что здесь также необходимы четыре измерения интенсивности: два ($V+H$ и H) в вакууме и два при наличии газа.

В своих измерениях с помощью описанной аппаратуры Брюхе учитывал также потерю скорости электронами, не сопровождаю-

* Таким образом исключение влияния отклонений электронов на малые углы происходит не за счет узкой диафрагмы и широкого пучка, а за счет узкого пучка и сравнительно широкой диафрагмы.

щуюся значительными изменениями направления. Для этого он заряжал до соответствующего потенциала относительно других частей прибора либо оба цилиндра, либо только цилиндр H .

В дальнейшем метод Ленарда как в его первоначальной форме, так и в усовершенствованном Майером (рис. 6) и Брюхе и Джонсом (рис. 7) виде мы будем обозначать как метод 1а.

1b. На рис. 8 и 9 показаны схемы устройств, применявшихся при работе с прямолинейными пучками Броде⁴⁷ и Рушем⁴⁸. По сравнению с описанными выше эти конструкции представляют собой нечто новое лишь в том отношении, что в них используются все направления эмиссии электронов, что обеспечивает лучшие условия в смысле величины интенсивности пучка. Конструкция, изображенная на рис. 8, симметрична относительно оси x — $\cdot$ — x , показанная на рис. 9 — относительно оси y — $\cdot$ — y . Ловушкой для электронов на рис. 8 служит цилиндр R , на рис. 9 — шар R . Выбитыми из пучка оказываются электроны, которые, будучи направлены по

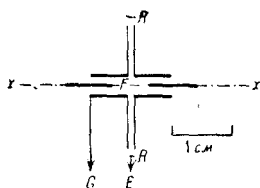


Рис. 8. Метод прямолинейного пучка по Броде.

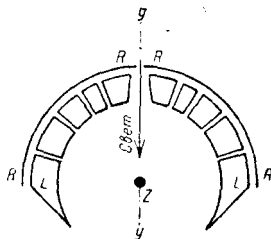


Рис. 9. Метод прямолинейного пучка по Рушу (число отверстий в шаре достигает 400).

радиусу, испытали на своем пути изменение направления движения. Подобно тому как и в первоначальной установке Ленарда, помимо интенсивности в R может быть измерена полная эмиссия источника электронов — нити накала F (рис. 8) или цинкового шара Z (рис. 9). В методе Руша измерения этого рода не производятся. Мы вернемся к нему при описании качественных методов.

Оба только что описанные метода для работы с прямолинейными пучками в дальнейшем будут обозначаться как методы 1b.

§ 9. Количественный метод; единственное столкновение; направление пучка магнитным полем (1с.). Направление пучка при помощи магнитного поля было введено Рамзауэром⁴³. Преимущества этого способа заключаются в следующем.

1. Электронный пучок вполне однороден как в отношении направлений, так и в смысле скоростей отдельных электронов. В случае прямолинейного пучка удастся достигнуть однородности его в отношении направления электронов, что же касается распределения электронов по скоростям, оно зависит от эмиссионных свойств катода и не может быть изменено.

2. При магнитном методе все подвергшиеся тем или иным воздействиям электроны исключаются из пучка без каких-либо особых приспособлений, т. е. действием самого магнитного поля*. При прямолинейном — электроны, испытавшие изменение скорости без изменения направления, должны быть задержаны обратным полем. Обратные поля могут вызывать искажения. При работе с магнитным полем электроны с измененными скоростями ведут себя так же, как и испытавшие отклонение, и не попадают в отверстие ловушки. Благодаря этому наложение обратных полей становится излишним.

Ис. Действие приборов с магнитным полем мы рассмотрим в целях удобства выяснения существенных особенностей не на примере первоначальной конструкции Рамзауэра, а на наиболее простом образце, применявшемся Броде и изображенном на рис. 10. Элек-

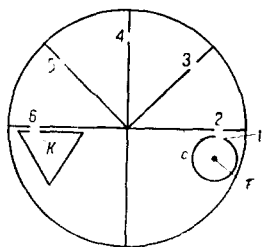


Рис. 10. Магнитный метод в выполнении Броде.

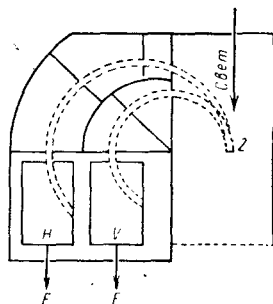


Рис. 11. Магнитный метод, первая конструкция Рамзауэра.

троны вылетают из накаливаемого катода (нити) F и ускоряются между F и C . Некоторые из них пролетают сквозь диафрагму 1. Магнитное поле, направление которого перпендикулярно плоскости чертежа, проводит часть этих электронов сквозь диафрагмы 2, 3, 4, 5 и 6 в ловушку K . Напряженность магнитного поля H , скорость электронов v и радиус r окружности, по которой движутся электроны, связаны известным соотношением:

$$H \cdot \frac{e}{m} r = v. \quad (5)$$

Если H постоянно, каждому значению скорости электрона соответствует определенный радиус окружности. Если при столкновении скорость электрона изменится, изменится и радиус соответствующей окружности. Электрон окажется выброшенным с окружности 2, 3, 4, 5 и 6, по которой он двигался.

* Это строго справедливо лишь для „идеальной“ аппаратуры, имеющей диафрагмы с бесконечно малыми отверстиями. Усложнения, вызываемые конечностью размеров диафрагм, будут рассмотрены в § 27.

. Из четырех необходимых значений интенсивности две определяются по величине заряда ловушки K в вакууме и при наличии газа, две другие — измерением полной эмиссии нити F (первая — конструкция Броде) или количества электронов, прошедших диафрагму I (вторая конструкция Броде) в вакууме и в газе.

У Рамзауэра описанный способ комбинируется с указанным выше способом двух ловушек, причем двумя различными путями. Первая конструкция, показанная на рис. 11, содержит две ловушки (V и H), расположенные рядом и удаленные на различные расстояния от эмитирующей электроны цинковой пластинки. Четыре интенсивности получаются путем измерения зарядов H и V в вакууме и при наличии газа. Ввиду того, что это устройство допускает изменение скорости электронов лишь путем изменения длины волны падающего света, оно может быть применено для исследования поперечного сечения молекул лишь при скоростях около $1V$.

Во второй конструкции (рис. 12) ловушки V и H поставлены друг за другом. Этим достигается возможность изменять скорость электронов в широких пределах, а также ряд удобств при манипулировании. Величины четырех интенсивностей получаются путем измерения суммарного заряда обоих цилиндров и одного второго в вакууме и в газе. В этой последней форме (рис. 12) магнитный метод применялся в большинстве описываемых ниже исследований.

Три только что описанных метода мы будем обозначать в дальнейшем как методы $1c$.

$1d$. В описанных выше методах для придания электронному пучку однородности применялось магнитное поле, перпендикулярное к направлению распространения пучка. Согласно Рушу, тех же результатов можно достичь, пользуясь вместо „поперечного“ — продольным магнитным полем, т. е. таким, линии сил которого направлены параллельно оси слабо-конического электронного пучка.

Руш⁴⁹ использовал в своем способе известные результаты Буша⁵⁰, применив их к медленным электронам, и сделал таким образом этот способ управления электронным пучком пригодным для измерения э. п. с. Замена поперечного магнитного поля продольным может способствовать решению вопроса о том, влияет ли магнитное поле как таковое на величину э. п. с.

Схема метода Руша изображена на рис. 13. Электроны вылетают из F , поступают через диафрагму I в пространство C , двигаясь по путям, слегка наклонным к оси пучка, и направляются магнитным полем H по спиральным траекториям. Напряженность магнитного поля выбирается такой, чтобы между I и 2 электроны проходили как раз один виток спирали. Электроны „высших порядков“ задерживаются кольцом B и пластинкой A . При равенстве длин „монокроматора“ C и первой ловушки V диафрагмы I и 2 являются „фокусами“ электронного пучка. Четыре значения интенсивности получаются обычным образом, при помощи ловушек V и H .

Ссылаясь на этот метод, мы будем обозначать его как метод 1d.

§ 10. Качественный метод; единственное столкновение (IIa).

IIa. Окессон⁵ пользовался установкой, в существенных чертах подобной установке Ленарда (рис. 5). Он определял зависимость электронного тока на K от ускоряющего напряжения между Z и N_1 в вакууме и в газе. В случае вакуума этот ток с увеличением напряжения возрастает равномерно. При наличии газа равномерное возрастание может иметь место лишь в том случае, когда э. п. с. не меняется с изменением скорости электронов или же изменяется в том же направлении, что и эта скорость. Если же существуют какие-либо аномалии в изменении э. п. с., например существует его максимум при некотором значении скорости электронов, то при напряжениях, соответствующих этой скорости, из пучка будет выбито особенно много электронов, и кривая

интенсивности обнаружит искривление в направлении меньших значений. По мере увеличения давления газа это искривление будет становиться все более и более заметным (см., например, рис. 14). В случае существования минимума поперечного сечения будет

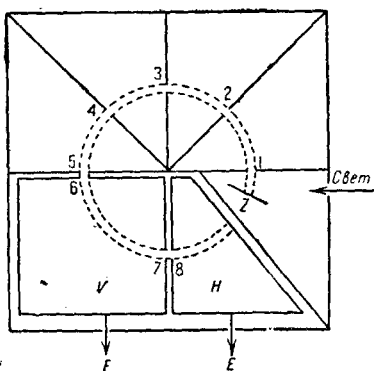


Рис. 12. Магнитный метод, вторая конструкция Рамзауэра.

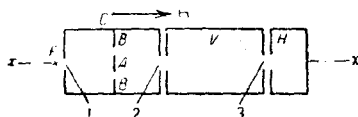


Рис. 13. Метод продольного магнитного поля (по Рушу).

наблюдаться отклонение кривой от равномерного хода в обратную сторону, т. е. в сторону больших значений интенсивности. На основании таких отклонений от равномерного хода Окессон заключил о существовании максимума э. п. с. у молекул азота при скорости электронов около $1,5 \sqrt{V}$, и двух максимумов для углекислого газа при $2 \sqrt{V}$ и $5 \sqrt{V}$. Позднее для качественных исследований э. п. с. той же методикой, с незначительными усовершенствованиями, воспользовался Глокер.⁵¹ Он накладывал невысокие отрицательные напряжения на ловушку K , благодаря чему задерживались электроны со слишком малыми скоростями. Ниже метод Окессона обозначается как метод IIa.

IIb. Брюхе⁵² применил конструкцию Рамзауэра (рис. 12), пользуясь только одной ловушкой. Измерялось количество электронов, попадавших в соединенные вместе ловушки при постоянной скорости пучка в вакууме и в газе. Путем, вдоль которого происходит поглощение, являлась дуга окружности от Z до диафрагмы 5.

Определение э. п. с. этим способом дает само по себе лишь

качественные соотношения, потому что постоянство эмиссии электронов с Z , а следовательно, и сравнимость результатов измерений для вакуума и газа не доказаны. Согласно Брюхе количественные соотношения могут быть получены путем сравнения качественных результатов для некоторых определенных скоростей с результатами измерений при тех же скоростях с двумя ловушками. Если установлено совпадение между результатами измерений по обоим способам в различных интервалах скоростей, описываемый метод представляет некоторые преимущества. Дело в том, что благодаря тому, что измерения занимают значительно меньше времени, он допускает весьма густое нанесение точек на кривую. Кроме того, эти многочисленные точки оказываются значительно менее разбросан-

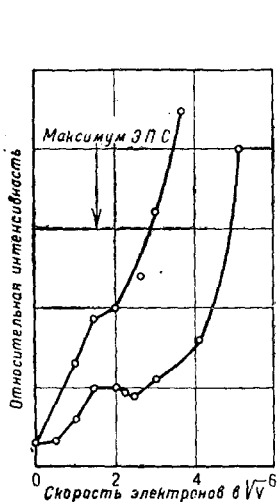


Рис. 14. Качественные измерения (по Окессону)

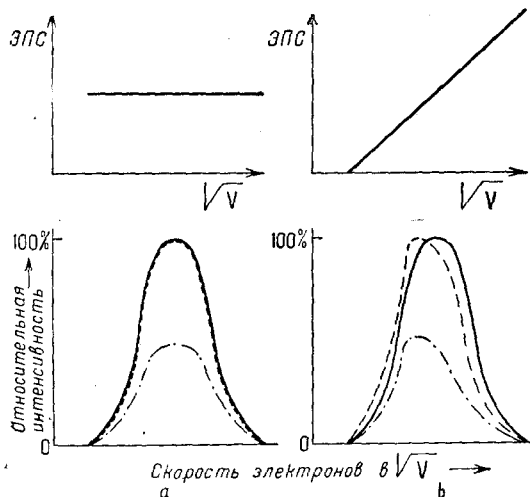


Рис. 15. (а и б). Изменение кривых распределения под действием газа.

ными, чем при способе с двумя ловушками. Происходит это потому, что разности отношений интенсивностей значительно чувствительнее к случайным отклонениям, чем сами отклонения. С помощью этого метода Брюхе удалось весьма точное построение значительного числа кривых э. п. с.

Метод Брюхе мы будем обозначать в дальнейшем как метод IIб.

Ис. Как было показано еще Рамзауэром⁴³ в его первой работе, качественное исследование э. п. с. в случае магнитного метода можно вести, сравнивая кривые распределения электронов по скоростям для вакуума и газа. Другими авторами этот метод был разработан далее и приведен к удобному для применения виду.

Если в приборе, изображенном на рис. 12, изменять напряженность магнитного поля (путем изменения силы тока в катушках), начиная от нуля, и измерять заряд, получаемый при этом ловушками V и H , соединенными вместе, оказывается, что величина за-

ряда возрастает от нуля до некоторого максимума и затем вновь спадает до нуля. Происходит это вследствие того, что линейная скорость электронов, движущихся по окружности определенного радиуса (окружность 1, 2, 3, 4, 5), пропорциональна напряженности магнитного поля. Таким образом полученная описанным способом кривая изображает не что иное, как распределение электронов, вылетающих из пластинки Z , по скоростям.

Сняв подобные кривые распределения для вакуума и при наличии газа, нетрудно убедиться, что они отличаются друг от друга. Причиной этого является действие газа. Можно различать „косвенное“ действие, заключающееся в изменении эмиссионных свойств катода, и „прямое“, состоящее в том, что электроны различных скоростей различным образом поглощаются газом на пути от пластинки Z к ловушке. Эти действия легко разделить друг от друга, сравнивая полученные результаты с количественными измерениями э. п. с.

Оказывается, что при работе с фотоэлектронами „косвенное действие“ для большинства газов практически равно нулю. В этих случаях изменение формы кривой распределения позволяет непосредственно сделать заключение относительно хода кривой, выражающей зависимость э. п. с. от скорости электронов, как это будет показано на нескольких примерах.

Если в исследуемом интервале скоростей э. п. с. постоянно (рис. 15а, верхний чертеж), то при наличии газа в ловушки будет попадать меньше электронов, чем это было в вакууме. Однако в процентном отношении это уменьшение интенсивности будет одним и тем же для всех участков кривой распределения. Поэтому кривая распределения для газа (— · — · —), будучи приведена к одной высоте с вакуумной кривой (—), совпадает с ней (.....), как показано на рис. 15а (нижний чертеж).

Если э. п. с. возрастает с увеличением скорости электронов (рис. 15б, верхний чертеж), то более медленные из выходящих из Z электронов (левая сторона кривой распределения) будут поглощаться слабее, чем более быстрые (правая сторона кривой). Приводя кривые распределения (рис. 15, нижний чертеж) для вакуума (—) и газа (— · — · —) к одинаковой высоте максимума, увидим, что максимум кривой для газа будет смещен относительно максимума вакуумной кривой в сторону меньших скоростей.

Из совершенно аналогичных рассуждений следует, что если по приведении газовой и вакуумной кривых распределения к одинаковой высоте максимума газовая кривая оказывается смещенной в сторону больших скоростей, э. п. с. падает с увеличением скорости электронов. Расширение кривой для газа в обе стороны указывает на наличие максимума э. п. с., сужение — на наличие минимума и т. д.

Мы остановились с такой обстоятельностью на этом качественном методе потому, что в тех случаях, когда он применим, он является весьма чувствительным и дающим очень наглядную картину изменения э. п. с. Ниже мы ссылаемся на этот метод как на метод Пс.

Руш¹⁶ применял свой метод изучения э. п. с. (просверленный шар) для совершенно аналогичных качественных исследований. Различие состояло в том, что для получения кривых распределения по скоростям он пользовался не магнитным полем, а задерживающим электрическим* и получал кривые распределения, дифференцируя снятые таким способом кривые заряд ловушки — напряжение. Путем сравнения кривых распределения для газа и вакуума он, совершенно аналогично описанному выше, делал заключения о ходе кривых, выражающих зависимость э. п. с. от скорости электронов. При этом у него не было никаких возможностей количественного контроля. Поэтому он искусственно сдвигал кривую распределения

в направлении оси абсцисс (путем повышения ускоряющего напряжения) и наблюдал, действительно ли обнаруживается ожидаемый на основании кривой распределения эффект.

§ 11. Метод многократных столкновений. Описываемые ниже методы, в противоположность рассмотренным до сих пор, характеризуются тем, что в них заключение о поведении электрона при отдельном столкновении с молекулой газа делается на основании его поведения после многократных столкновений. Наиболее важным из этих методов является метод диффузии, принадлежащий Тоунсенду⁹, который настолько хорошо обоснован и разработан с математической стороны, что получаемые по нему результаты в боль-

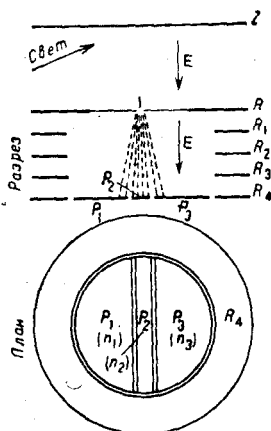


Рис. 16. Диффузионный метод (по Тоунсенду).

шинстве случаев совпадают с результатами методов, описанных выше.** Если несмотря на это результаты Тоунсенда в течение долгого времени не пользовались достаточным вниманием, то причина этого лежит в сложности метода. Выводы получались настолько сложным путем, что они не казались достаточно доказательными для обоснования крайне неожиданных фактов. Когда, однако, правильность подобного метода доказана более непосредственными измерениями, он может быть во многих случаях применен для решения отдельных вопросов. Область измерений по методу Тоунсенда простирается от 0,2 до $2,5 \sqrt{V}$.

Установка Тоунсенда схематически изображена в плане и в профиль на рис. 16. Электроны вырываются из Z ультрафиолетовым светом (в некоторых работах пользовались также термической эмиссией) и, ускоряясь под действием поля E в направлении к пластинке R, диффундируют сквозь газ, испытывая многократные столкновения с молекулами. Некоторая часть их проникает сквозь

* Подробности эксперимента см. в § 12.

** О расхождениях см. в § 27.

отверстие I в пространство между R и R_4 , где имеют место те же условия в отношении газового давления и электрического поля, что и между Z и R . Пластинка R_4 разделена на три части, как это показано в плане на том же рис. 16. Кольца R_1 , R_2 и R_3 имеют потенциалы, соответствующие их расстояниям от R и R_4 , и служат таким образом для придания полю однородности. Средняя скорость движения электронов между R и R_4 приблизительно постоянна, так как в этой области устанавливается почти стационарное состояние. Происходит это по следующим причинам.

1. При столкновении с молекулой электрон теряет свою скорость, причем потеря тем больше, чем больше была его скорость перед столкновением.

2. В промежутке между двумя столкновениями электрон приобретает скорость в направлении поля. Когда скорость электрона имеет такую величину, что средняя потеря скорости (1) становится равной среднему приращению скорости (2), наступает стационарное состояние. Теперь для конического пучка, диффундирующего из I на пластинки P_1 , P_2 , P_3 , производятся два независимых измерения:

а) измеряется отношение количества электронов n_2 , попадающих на пластинку P_2 , к всему количеству электронов $n_1 + n_2 + n_3$, падающему на пластинки P_1 , P_2 , P_3 ;

б) измеряется напряженность магнитного поля (направленного перпендикулярно к плоскости чертежа), необходимая для того, чтобы $n_1 + n_2 = n_3$, т. е. такого поля, которое сдвигает плоскость симметрии пучка на половину ширины P_2 .

Применяя максвелловское уравнение диффузии и уравнение непрерывности, оказывается возможным установить соотношения между длиной свободного пути электрона ($\lambda = 1/Q_{эфф}$), скоростью электронов и данными измерений. Процесс рассматривается как диффузия одного газа (электроны) сквозь другой, обладающий значительно большей плотностью. Для того чтобы получить удобное для исследования решение сложной системы уравнений, необходимо сделать некоторые допущения. Не останавливаясь на вопросах об усреднении скоростей и длины свободного пути, мы обратимся к одному, которое будет иметь значение в дальнейшем. А именно, мы допустим, что при отражении электрона от молекулы газа все направления отражения можно считать равновероятными. При газкинетическом рассмотрении проблемы это допущение является вполне естественным (случай столкновения между шарами малой и бесконечно большой массы). Оно, однако, как показывают непосредственные измерения, для рассматриваемого интервала скоростей электронов не соответствует действительности (§ 25).

В дальнейшем мы будем ссылаться на только что описанный метод как на метод IIIa.

Основываясь на тех же теоретических соображениях, Лэб²⁸ и Уэлин⁵³ определяли длины свободного пути электронов в некото-

рых газах. В своих измерениях подвижности, проведенных ими по известному резерфордскому методу переменного поля, они определяли длину свободного пути электронов, пользуясь теорией диффузии Тоунсенда. Особое значение их измерений э. п. с. состоит в том, что они работали со скоростями электронов, лежащими значительно ниже тех, которых удавалось достичь другим авторам.

IIIb. Другой метод диффузии был применен Минковским и Шпонер⁵⁴. Они заставляли электроны диффундировать сквозь газ при давлении порядка нескольких миллиметров Hg и измеряли силу электронного тока при различных значениях начальных скоростей электронов. В полученных кривых интенсивности можно усмотреть характерные части кривых поперечного сечения, особенно, если прокалибровать аппаратуру по уже известным случаям. Путем сравнения кривых для аргона, криптона и ксенона при калибровке аппаратуры по известным кривым для аргона Минковский и Шпонер могли заключить, что криптон и ксенон качественно ведут себя так же, как и аргон. Другие их заключения⁵⁵ подтвердились несколько хуже.

Мы будем обозначать этот метод как метод IIIb.

IIIc. Описываемый ниже метод, разработанный Орнштейном и его сотрудниками⁵⁶ и называемый „оптическим“ методом определения э. п. с., существенно отличается от всех прочих способом измерения интенсивности электронного пучка. Основная его идея заключается в следующем. Электронный пучок определенной скорости движется в свободном от поля пространстве, содержащем газ, и возбуждает на своем пути свечение молекул последнего. Интенсивность свечения измеряется в различных точках пути пучка. Из ослабления свечения вычисляется уменьшение плотности пучка, откуда, зная давление газа и длину пути пучка, легко обычным способом определить э. п. с. молекул газа. Получаемые значения э. п. с. совпадают в пределах ошибок опыта с данными измерений другими методами.

Этот метод дальше обозначается как метод IIIc.

§ 12. Подробности эксперимента. Источниками электронов могут служить как фотоэлектрические, так и термионные устройства. Достоинством первого способа является незначительное влияние газов на эмиссионную способность катода.* Его недостатки — слабость эмиссии и сложность конструкции прибора. Достоинства термионного метода: легкость получения значительных потоков электронов (особенно при пользовании оксидными катодами) и простота конструкции. Недостаток — сильное влияние газа на количество эмитируемых электронов и в особенности на распределение их по скоростям. К этому еще добавляется магнитное

* При этом необходимо различать между влиянием газа на количество вырванных электронов (например, CO_2 , NO_2 , CH_4 ; установлено Брюхе) и влиянием газа на распределение электронов по скоростям (для CH_4 и O_2 ; установлено Рамзауэром и Коллатом).

поле тока накала, которое — особенно в магнитных методах — может оказывать значительное мешающее действие.

При создании однородного электронного пучка следует различать между его однородностью в отношении направлений электронов, легко осуществимой при помощи диафрагм, и однородностью в смысле скоростей электронов. При работе с прямолинейными пучками распределение электронов по скоростям определяется свойствами катода и скорости лежат в пределах от 0,6 до 1 V.

При направлении пучка магнитным полем из этого „естественного“ интервала электронных скоростей выделяется значительно более узкий. На рис. 17 изображено распределение по скоростям для прямолинейного пучка слева и направляемого магнитным полем в центре. Справа изображено распределение, вычисленное Дрюивестейном⁵⁷ для условий, близких к существующим в диффузионном методе Тоунсенда.*

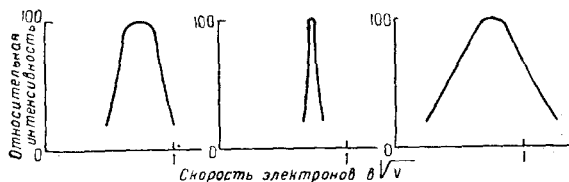


Рис. 17. Распределение по скоростям при различных методах.

Измерение количества электронов при малых скоростях производится с помощью электрометров. При значительных силах тока пользуются также гальванометрами. При конструировании улавливающих приспособлений нужно иметь в виду, что от гладкой металлической поверхности электроны весьма легко отражаются (число отраженных электронов может достигнуть 50% числа падающих). Поэтому пользуются по возможности закрытыми и глубокими ловушками, а если в качестве уловителя приходится иметь дело с плоскими пластинками, их закапчивают, благодаря чему число отраженных электронов сильно снижается (до нескольких процентов числа падающих).

Измерение скорости электронов при работе с прямолинейными пучками возможно лишь при помощи задерживающих полей. В установке, показанной на рис. 7, измеряется количество электронов, которое при различных отрицательных потенциалах (накладываемых на V и H) еще попадает в V и H . Величина силы тока указывает при этом число электронов в пучке, скорости которых больше соответствующих наложенному напряжению. Получаемые при изме-

* Тоунсенд указывает распределение, которое в спадающей части за максимумом хорошо согласуется с данным Дрюивестейном (Phil. Mag. 9, 1145, 1930). В последнее время подобные же результаты были получены М. Дидлаукисом (Z. Physik 74, 624, 1932).

рении такого рода кривые являются, таким образом, интегральными кривыми; дифференцированием их получают кривые распределения электронов пучка по скоростям. Результаты измерений этого рода легко могут быть искажены контактными разностями потенциалов, от которых обычно трудно избавиться и которые трудно ввести в вычисления. Кроме того, нужно иметь в виду геометрические свойства поля.

В противоположность этому скорость электронов в магнитных методах легко может быть определена по радиусу окружности r и напряженности магнитного поля H при помощи равенства

$$v = \frac{rH}{3,36}.$$

Здесь v выражается в $\sqrt{V}$, r — в сантиметрах и H — в гауссах.

Источники ошибок. Об отражении электронов от металлических частей мы уже говорили выше. Следует еще отметить, что эти явления могут иметь место также и на диафрагмах, ограничивающих пучок. Диафрагмы поэтому целесообразно делать с острыми краями и закапчивать.

Явлениями пространственного заряда можно пренебрегать до тех пор, пока сила электронного тока при диафрагмах обычных размеров не превосходит 10^{-6} А. При работе с весьма медленными электронами необходимо компенсировать магнитное поле Земли.

Загрязнения газов сказываются при различных методах различным образом. В методах с единственным столкновением примесь вносит в измерения ошибку, пропорциональную ее количеству. Наоборот, при многократных столкновениях уже ничтожные загрязнения (около 1%) делают результаты совершенно недостоверными. Подобным же образом влияют остаточные пары (ртути и крановой замазки).

ЛИТЕРАТУРА

1. См. обзорные статьи C. Ramsauer, Phys. Z. **29**, 823, 1928; E. Brüche, *Ergebn. d. exact. Naturwiss.* **8**, 185, 1929; R. Kollath, Phys. Z. **31**, 985, 1930. K. K. Darrow, *Bell. Tel. Syst. Dec.* 1930.
2. P. Lenard, *Ann. d. Phys.* **12**, 714, 1903.
3. J. Robinson, *Ann. d. Phys.* **31**, 769, 1910.
4. F. Mayer, *Ann. d. Phys.* **45**, 24, 1914.
5. N. Akesson, *Lunds Arsskrift N. F. Afd. 2*, 12, 1916.
6. Lenard u. Becker, *Handb. d. Exper. Phys.*, T. XIV, гл. 5. S. 189.
7. Franck-Jordan, *Handb. d. Phys.*, T. XXIII, гл. 7, S. 649.
8. H. F. Mayer, *Ann. d. Phys.* **64**, 451, 1921.
9. C. Ramsauer, *Phys. Z.* **21**, 576, 1920.
10. J. S. Townsend, *Phil. Mag.* **42**, 873, 1921.
11. J. S. Townsend a. V. A. Bailey, *Phil. Mag.* **43**, 593, 1922.
12. J. S. Townsend a. V. A. Bailey, *Phil. Mag.* **44**, 1033, 1923.
13. C. Ramsauer, *Ann. d. Phys.* **64**, 513, 1921; **66**, 545, 1921; **72**, 345, 1923.
14. M. F. Skinker, *Phil. Mag.* **44**, 994, 1922.
15. M. F. Skinker a. J. V. White, *Phil. Mag.* **46**, 630, 1923.
16. R. B. Brode, *Phys. Rev.* **23**, 664, 1924; **25**, 636, 1925.
17. M. Rusch, *Phys. Z.* **26**, 748, 1925.

17. E. Brüche, Ann. d. Phys. **81**, 537, 1926; **82**, 912, 1927.
18. E. Brüche, Ann. d. Phys. **82**, 25, 1927; **83**, 1065, 1927.
19. R. B. Brode, Proc. Roy. Soc. London **109**, 397, 1925; **125**, 134, 1929.
20. E. Brüche, Ergebn. d. exact Naturwiss T. VIII, S, 185, 1929.
21. C. Ramsauer u. R. Kollath, Ann. d. Phys. **3**, 536, 1929; **4**, 91, 1930; **7**, 176, 1930.
22. C. E. Normand, Phys. Rev. **35**, 1217, 1930.
23. F. Schmieder, Z. Elektrochem. **36**, 700, 1930.
24. W. Holst u. J. Holtsmark, D. Kong. Norske Vid. Selskab, **4**, 89, 1931.
25. C. Ramsauer, Jarb. d. Radioakt. **19**, 346, 1923.
26. J. Franck u. C. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 373, 1913; **15**, 613, 1913.
27. J. S. Townsend u. V. A. Bailey, Phil. Mag. **46**, 657, 1923; J. Bannan u. H. L. Bröse, Phil. Mag. **6**, 817, 1928; V. A. Bailey u. W. E. Duncanson, Phil. Mag. **10**, 145, 1930; H. L. Bröse, Phil. Mag., **50**, 536, 1925; J. D. McGee u. J. C. Jaeger, Phil. Mag. **6**, 1107, 1928.
28. L. B. Loeb, Phys. Rev. **19**, 24, 1922; **20**, 397, 1922; **23**, 157, 1924.
29. H. B. Wahlén, Phys. Rev. **21**, 517, 1923; **23**, 169, 1924; **27**, 588, 1926; **37**, 260, 1931.
30. E. G. Dymond, Phys. Rev. **29**, 433, 1927.
31. F. L. Arnot, Proc. Roy. Soc. London **125**, 660, 1929; **130**, 655, 1931; **133**, 615, 1931.
32. E. C. Bullard u. H. S. W. Massey, Proc. Roy. Soc. London **130**, 579, 1931; **133**, 637, 1931.
33. C. Ramsauer u. R. Kollath, Ann. d. Phys. **9**, 756, 1931; **10**, 143, 1931; **12**, 529, 837, 1932.
34. G. P. Harnwell, Phys. Rev. **31**, 634, 1928; **33**, 559, 1929. J. H. Mc Millen, Phys. Rev. **36**, 1034, 1930; J. M. Pearson u. W. N. Arnquist, Phys. Rev. **37**, 970, 1931; H. L. Hughes u. J. H. Mc Millen, Phys. Rev. **39**, 585, 1932.
35. A. J. Dempster, Phil. Mag. **3**, 115, 1927.
36. C. Ramsauer, R. Kollath u. D. Lilienthal, Ann. d. Phys. **8**, 709, 1931.
37. F. Goldmann, Ann. d. Phys. **10**, 460, 1931.
38. F. M. Durbin, Phys. Rev. **30**, 844, 1927; R. B. Kennard, Phys. Rev. **31**, 423, 1928; J. W. Cox, Phys. Rev. **34**, 1426, 1929; J. S. Thompson, Phys. Rev., **35**, 1196, 1930.
39. C. Ramsauer u. O. Beek, Ann. d. Phys. **87**, 1, 1928.
40. F. Wolf, Z. Physik **72**, 42, 1931; **74**, 574, 1932.
41. H. Kallmann u. B. Rosen, Z. Physik **61**, 61, 1930; **64**, 806, 1930.
42. R. Clausius, Pogg. Ann., **105**, 204, 1858.
43. C. Ramsauer, Ann. d. Phys. **64**, 513, 1921.
44. C. Ramsauer, Ann. d. Phys. **66**, 545, 1921.
45. E. Brüche, Ann. d. Phys. **81**, 537, 1926.
46. R. B. Brode, Proc. Roy. Soc. London **109**, 397, 1925.
47. T. J. Jones, Phys. Rev. **32**, 459, 1928.
48. M. Rusch, Phys. Z. **26**, 748, 1925.
49. M. Rusch, Ann. d. Phys. **80**, 707, 1926.
50. H. Busch, Phys. Z. **23**, 438, 1922.
51. G. Glocker, Proc. Nat. Acad. Am. **10**, 155, 1924.
52. E. Brüche, Ann. d. Phys. **83**, 1065, 1927.
53. H. B. Wahlén, Phys. Rev. **37**, 260, 1931.
54. R. Minkowski u. H. Sponer, Z. Physik **15**, 399, 1923.
55. R. Minkowski, Z. Physik **18**, 258, 1923; H. Sponer, Z. Physik **18**, 249, 1923.
56. L. S. Ornstein u. W. Elenbaas, Proc. Amsterdam **32**, 1345, 1929; Z. Physik **59**, 306, 1930; L. S. Ornstein u. A. M. v. Dommelen, Proc. Amsterdam **33**, 683, 1930.
57. M. J. Druyvesteyn, Physica **10**, 61, 1930.