

Лабораторная работа № 3

Ионизация атомов и молекул электронным ударом.

Введение

Столкновения электронов с атомами и молекулами могут сопровождаться, если позволяет энергия, целым рядом неупругих процессов, таких как возбуждение электронных, колебательных, вращательных степеней свободы, ионизация и диссоциация. Эффективность этих процессов при неизменной скорости электронов разная и характеризуется эффективным сечением или проще - сечением рассеяния σ , представляющим вероятность данного процесса, выраженную в единицах площади. Сечение приблизительно можно представить себе как площадку («поперечное сечение»), описанную около атома или молекулы, попадая в которую электрон обязательно произведет неупругое столкновение того или иного типа. Величина этой площадки, а, следовательно, эффективность реакции зависит от типа реакции, внутренних свойств частицы мишени и относительной скорости столкновения. Как правило, сечение любого неупругого процесса как функции скорости (или энергии относительного движения) представляет собой кривую с максимумом, начало которой определяется пороговой энергией (см. рис.6) данного неупругого процесса (вместо термина «неупругий процесс» часто употребляется термин «реакция»). Мы будем изучать ионизацию атомов и молекул электронным ударом.

Обычно значение сечения ионизации σ_i в максимуме по порядку величины составляет $10^{-16} - 10^{-17} \text{ см}^2$.

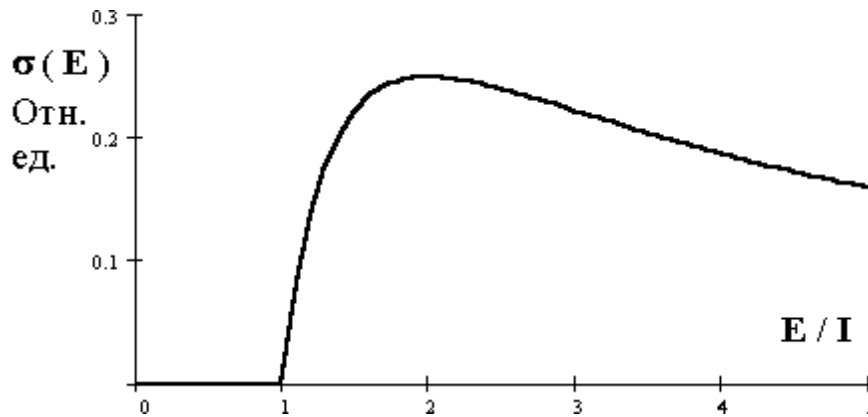


Рис.6. Зависимость сечения ионизации от энергии электронов.

Расчет сечения ионизации представляет сложную квантовомеханическую задачу. Решение ее возможно и в рамках классического подхода, однако, результат в этом случае может претендовать лишь на качественное описание явления.

Мы остановимся на наиболее простой классической модели описания акта ионизации атома электроном, предложенной в 1912 году Дж. Томсоном.

Прежде всего Томсон отказался от учета движения атомного электрона. Полагая, что электрон покоится, он в то же время связал его с ядром, как обычно в атоме, энергией связи равной потенциалу ионизации I .

Заметим сразу, что приближение покоящегося электрона справедливо лишь при условии, что энергия падающего электрона много больше энергии связи ($E \gg I$), или более

точно - скорость падающего электрона много больше скорости атомного электрона

На следующем этапе Томсон опустил из рассмотрения ядро, полагая, что падающий электрон упруго рассеивается на покоящемся электроне, который может быть сдвинут с места лишь при $E > I$, (а не при $E > 0$, как при упругом рассеянии на свободном электроне). Теперь, рассматривая упругое рассеяние двух заряженных частиц (электронов), необходимо было определить эффективность передачи энергии падающей частицы покоящейся. Если представляет интерес эффективность передачи доли энергии от E до $E + \Delta E$, то эту задачу решает дифференциальное сечение (не полное). Дифференциальное сечение представляет собой долю полного сечения, характеризующего тот или иной процесс рассеяния в малой области изменения переменных, от которых оно (дифференциальное сечение) зависит. Например, число рассеянных в единицу времени частиц зависит от угла рассеяния θ . Можно ввести дифференциальное (по углу рассеяния θ) сечение $d\sigma/d\theta$, которое будет описывать эффективность процесса рассеяния в области углов от θ до $\theta + d\theta$. Именно такую величину изучают в задаче «Опыт Резерфорда». Можно ввести дифференциальное (по переданной энергии E) сечение $d\sigma/dE$ и тогда оно, как говорилось выше, будет описывать эффективность процесса передачи энергии в малой энергетической области от E до $E + dE$. Вычисление этой величины приводит (см.[1], формула Резерфорда, а также [2], гл.1) к формуле

$$d\sigma_i = \frac{\pi e^4}{E} \frac{dE}{E^2} \quad (1)$$

Теперь, чтобы получить полное сечение ионизации следует лишь проинтегрировать (1) в пределах от минимально возможной до максимально возможной переданной энергии, т.е. от I до E .

$$\sigma_i = \frac{\pi e^4}{E} \int \frac{dE}{E^2} = \frac{\pi e^4}{E} \left(\frac{1}{I} - \frac{1}{E} \right) = 4\pi a_0^2 \left(\frac{R_y}{I} \right)^2 \left(\frac{I}{E} - \frac{I^2}{E^2} \right) \quad (2)$$

Здесь R_y (читается «Ридберг») величина, равная потенциалу ионизации атома водорода

$$R_y = I_i = \frac{e^2}{2a_0} = \frac{me^4}{2\hbar^2} = 13,595 \text{ эВ}$$

и a_0 -радиус первой орбиты атома водорода, называемый «боровским» радиусом

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{Me^2} = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ см}$$

(по вопросу «атом Бора» см.[3]). Интересно отметить, что несмотря на весьма грубую модель, полученная формула (2) правильно отражает качественные закономерности.

Кривая имеет порог (при $E = I$) максимум и с ростом спадает как $1/E^*$. Удобно вместо E ввести пороговые единицы энергии $\chi = E/I$, тогда формулу (2) можно переписать в виде:

$$\sigma_i = 4\pi a_0^2 \left(\frac{R_y}{I} \right)^2 \frac{1}{\chi} \left(1 - \frac{1}{\chi} \right) \quad (3)$$

Значение сечения в максимуме всегда представляет особый интерес, так как является одной из характерных величин для данного типа реакций. Из формулы (3) следует, что максимум лежит при $\chi = 2$ т.е. при двух пороговых значениях энергии, и величина сечения в этой точке равна (см. Рис. 6)

$$\sigma_i^{\max} = \pi a_0^2 \left(\frac{R_y}{I} \right)^2 \quad (4)$$

Так для атома водорода $I_H = R_y$ и $\sigma_i^{\max}(H) = \pi a_0^2 = 9 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$;

для гелия ($I_{He} = 24,6 \text{ эВ}$) $\sigma_i^{\max}(He) = 0,3\pi a_0^2 = 2,7 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$.

Поскольку формула Томсона неприменима при малых энергиях, в том числе и в области максимума, то полученные результаты не могут являться оценкой качества принятой модели. Тем не менее проведем сравнение с экспериментально полученными результатами.

*) Квантовая механика описывает поведение сечения в области

больших E функцией $(1/E) \cdot \ln E$

Так для атома водорода максимум в сечении находится при $\chi = 4$ и равен $\sigma_i^{\max}(H) = 7 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, а для атома гелия при $\chi = 5$ и равен $\sigma_i^{\max}(He) = 3,6 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$.

Таким образом, различия между экспериментальными и томсоновскими значениями касаются в основном положения максимума, а не его величины. Из проведенного сравнения можно сделать вывод, что формула Томсона может служить для грубых оценок. Ее простой аналитический вид очень удобен для использования σ_i в расчетах. Часто используют различные эмпирические модификации этой формулы.

Как уже указывалось выше в настоящей работе для определения σ_i служит омегатрон.

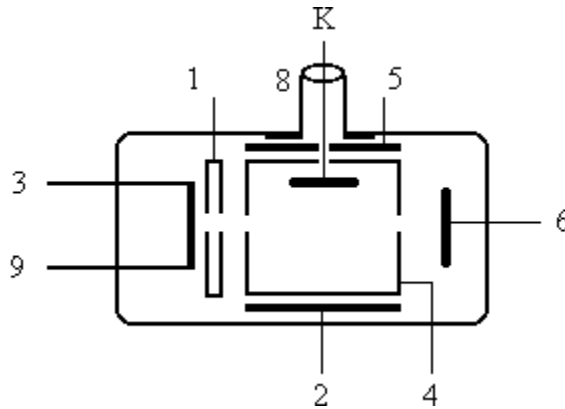


Рис. 7. Схема соединения электродов омегатрона со штырьками и типовой режим работы лампы: 1-подкатодная диафрагма; 2, 5-высокочастотная пластина; 3, 9-катод; 4-камера (анализатор ионов); 6-коллектор электронов; 8-Земля; К-коллектор ионов.

Напряжение на катоде, **В**

минус 100 ± 5

Омегатронная лампа помещается между полюсами постоянного магнита М (или электромагнита). Электромагнит питается источником постоянного тока напряжением в 110 В.

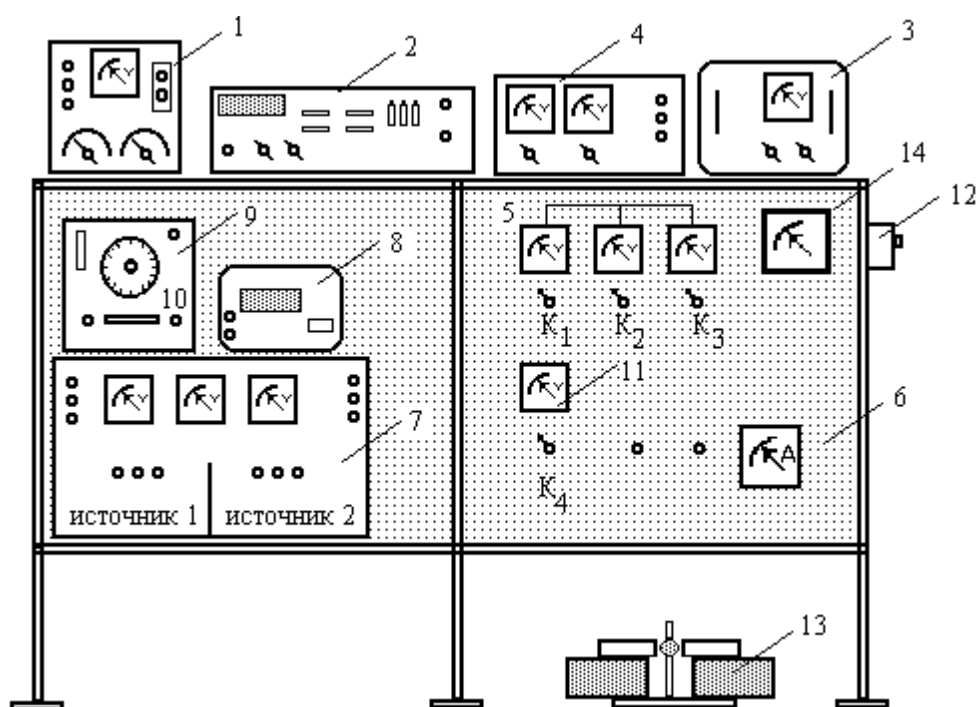


Рис. 9. Общий вид установки: 1-электрометрический усилитель измерения ионного тока; 2-частотомер (измерение частоты генератора); 3- УНИП1-5-блок питания; 4-блок питания накала лампы ТЭС; 5-микроамперметры для установления режима лампы (N1, N2, N3); 6-амперметр для измерения накала лампы; 7-блок питания Б13-3 (-100 В и +100 В); 8-цифровой вольтметр; 9-генератор частоты ГЗ-111; 10-ручка регулировки выходного напряжения генератора ; 11-прибор для установки смещения на корпус омегатрона; 12-кнопка включения магнита; 13-электромагнит; 14-амперметр для измерения тока магнита.

Амперметр магнита A_m , как и все измерительные приборы вмонтирован в измерительный щиток установки. Кнопка включения магнита K_m расположена на торцевой панели установки. Величина магнитного поля указана в паспорте установки.

Включение цепи накала омегатронной лампы осуществляется тумблером K_m , который как и все остальные тумблеры (K_1 , K_2 , K_3) расположен на специальной панели на измерительном щитке. Цепь накала омегатрона питается стабилизированным выпрямителем типа ТЭС. Величина тока накала указывается в паспорте установки. Необходимые для нормальной работы прибора напряжения на катод, на диафрагму, на анод и смещение на корпус подаются со стабилизированных блоков питания БЗ-3 (или Б5-50, Б5-49) и УНИП. (См. электрическую схему на конкретной установке). Контроль за режимом прибора осуществляется по показаниям микроамперметров расположенных на щитке установки. Оптимальные значения токов указаны в паспорте установки.

На пластины 2 и 8 подается высокочастотное регулируемое напряжение с генератора ГЗ-111, которое может меняться от 1 В до 15 В. Ручка регулировки этого напряжения расположена на передней панели ГЗ-111. Для определения частоты подаваемого напряжения используется цифровой частотомер.

Изменение энергии электронного пучка осуществляется изменением выходного напряжения источника 11 блока питания БЗ-3, подаваемого на диафрагму. Величина этого напряжения контролируется цифровым вольтметром В7-38.

Порядок выполнения работы.

После включения всех цепей установки (за исключением высокочастотной) следует убедиться, что ток накала лампы $I_H \approx 1,2 \text{ A}$. Затем при помощи потенциометра (10 кОм) «смещение на корпус» устанавливают смещение на корпус камеры 1 В и проверяют показания микроамперметров № 1-3. Для отъюстированного прибора значения токов в анодной цепи $I \approx 5-15 \text{ } \mu\text{kA}$ (μA №3), в цепи диафрагмы $I \approx 40-80 \text{ } \mu\text{kA}$ (μA (№1)), в цепи корпуса $I \leq 0,01 \text{ } \mu\text{kA}$ (μA №2). Если прибор не отъюстирован, то при помощи винтов держателя омегатронной лампы плавно меняют ее расположение в магнитном поле до тех пор пока не добьются оптимальных показаний микроамперметров № 1-3 (при этом ось OO_1 будет параллельна \mathbf{H} (рис2)). Убедившись, что прибор отъюстирован, включают высокочастотную цепь (генератор ГЗ-111), причем оптимальную величину E_0 устанавливают с помощью ручки плавной регулировки выходного напряжения генератора. Затем, меняя частоту генератора в пределах 20 кГц - 12 мГц, определяют зависимость величины ионного тока I_a от частоты ν (величину ионного тока измеряют электрометрическим усилителем У5-6) и строят график $I_i = f(\nu)$ (рис. 10).

В основу работы электрометрического усилителя положен принцип измерения слабых токов по величине падения

напряжения на известном сопротивлении («входное сопротивление» на передней панели прибора). Исходный ток

определяется как $I = U_{вблх} / R_{вх}$.

В окрестности пиков I_i отсчеты должны быть выполнены значительно чаще с тем, чтобы профиль линии иона был надежно определен. Амплитуды пиков ионного тока могут различаться на два и более порядков, поэтому при исследовании зависимости $I_i = f(\nu)$ необходимо следить за соответствием шкалы вольтметра электрометрического усилителя У5-6 величине измеряемого сигнала (своевременно переключать шкалы вольтметра У5-6).

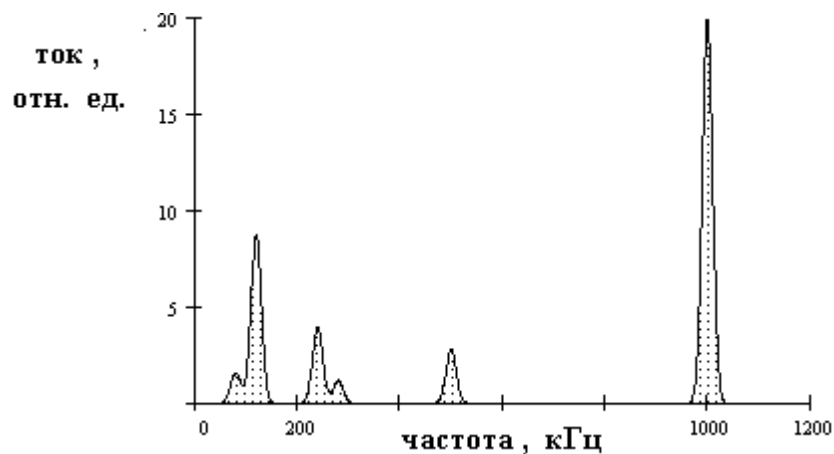


Рис. 10. График зависимости ионного тока от частоты.

Измерение сечения ионизации.

Выше уже отмечалось, что в данной работе омегатрон используется для изучения сечения ионизации атомов и молекул электронами. Изменяя напряжение на подкатодной

диафрагме получаем возможность регулировать энергию электронного пучка. Электроны, пройдя ускоряющее поле, попадают в камеру столкновений и, двигаясь по ее оси, производят ионизацию атомов и молекул газа, при этом число возникающих в единицу времени ионов данного сорта можно определить из достаточно очевидного соотношения

$$I_i^k = I_a^\vartheta N_k \sigma_i^k L \quad (5)$$

где I_i^k - ионный ток (ионы k -ого сорта); I_a^ϑ - электронный ток (ток в анодной цепи 1); N_k - концентрация атомов k -ого сорта; σ_i^k - сечение ионизации атомов k -ого сорта; L - длина камеры столкновений (вдоль электронного пучка). Таким образом, сечение ионизации

$$\sigma_i^k = \frac{I_i^k}{I_a^\vartheta N_k L} \quad (6)$$

Измеряя зависимость I_i^k от напряжения на подкатодной диафрагме U_g , зная I_a^ϑ , N_k и L , определим зависимость сечения ионизации от энергии электронов. N_k определяется по известным значениям парциальных давлений P_i для различных сортов ионов, приведенных в таблице паспорта установки.

Необходимо иметь в виду, что омегатрон разделяет ионы по отношению Ze/M , поэтому два разных по природе иона, но с одинаковым удельным зарядом будут неотличимы. Одинаковый удельный заряд Ze/M могут иметь, с одной стороны, ионы одинаковые или близкие по массе и с одинаковыми Z (это наиболее характерно для молекул), с другой стороны, ионы разной массы, но с такой кратностью Z , которая приводит к одинаковому удельному заряду. Последние, как правило, не вносят большой неопределенности, поскольку сечения 2-х, 3-х и т.д. кратной ионизации значительно меньше сечения однократной ионизации и ток таких ионов на коллектор незначителен. В случае, когда различные однозарядные ионы обладают одинаковой или близкой (в пределах разрешающей способности прибора) массой, их вклады в ионный ток становятся сравнимыми. В этом случае кривая зависимости $\sigma_i(E)$ является суммарной кривой этих ионов. Поскольку потенциалы ионизации атомов различных элементов отличаются, то на кривой $\sigma_i(E)$ могут проявиться признаки наложения соответствующего числа кривых, сдвинутых друг относительно друга по порогу ионизации. Для того, чтобы снять зависимость ионного тока I_i^k от энергии электронного пучка, необходимо настроить установку на максимум пика исследуемого иона, установив оптимальное выходное напряжение генератора.

Для измерения ускоряющего напряжения U_g между диафрагмой и катодом используется цифровой вольтметр В7-38. Ручки 1, 2, 3 блока питания БЗ-3 (источник 11) изменяют

ускоряющее напряжение от 0 до 150 В, при этом ручка 3 позволяет плавно изменять напряжение в пределах 1-3 В. При снятии характеристики $I_i^k(U_g)$ важно наиболее точно определить порог, т. е. те значения U_g , при которых только появляется ток I_i^k , а также значения тока I_i^k в области близкой к порогу. Поэтому при измерениях в пороговой области целесообразно работать на наиболее чувствительной по напряжению шкале электрометрического усилителя (Рис. 10).

Сначала снимается зависимость $I_i^k(U_g)$ в большом диапазоне на грубой шкале электрометрического усилителя У5-7 (У5-6), так, чтобы вся зависимость уложилась в пределах одного диапазона измерений. Далее для более точного определения порогового напряжения U_n снимается зависимость $I_i^k(U_g)$ вблизи этого напряжения на более чувствительной шкале вольтметра электрометрического усилителя. Чтобы получить значение тока, необходимо пересчитать показания вольтметра, используя соответствующие значения входных сопротивлений прибора, указанных на передней панели. Микроамперметр № 3 на приборной панели дает значение электронного тока I_a в μkA . Измерение частоты генератора проводится частотомером, регистрирующим частоту в кГц.

Задание.

- 1.Отъюстировать прибор.

2. Снять зависимость $I_i^k = f(v)$ (см. рис. 10).

3. Определить массы и отождествить ионы остаточного газа в омегатронной лампе.

4. Для двух-трех наиболее интенсивных пиков, для которых массы отождествлены, снять зависимость ионного тока I_i^k от напряжения U_g .

5. Для исследуемых веществ, используя формулу (6), рассчитать значения σ_i^k как функции энергии электронов (в эВ) и построить график. Парциальные давления исследуемых газов приведены в паспорте задачи. Для всех ламп $L=2$ см.

6. Установить из графиков σ_i^k потенциалы ионизации.

7. Построить в пороговых единицах графики экспериментальных значений сечений и сравнить их с томсоновским сечением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Механика-М.: 1952, § 19
Формула Резерфорда
2. Квливидзе В.А., Красильников С.С. Введение в физику атомных столкновений.-М.: Изд-во Моск. ун-та, 1985.
Гл. 1, Гл.3.
3. Фано У., Фано Л., Физика атомов и молекул.-М.: Наука, 1980.
Гл.3.
4. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. Мир 1967, гл 5.