

## ЭФФЕКТ РАМЗАУЭРА

### Введение

При прохождении потока электронов через газовую среду электроны испытывают столкновения с атомами газа. Упругие столкновения электронов с атомами приводят к изменению направления движения электронов, в результате чего электронный поток частично рассеивается, его плотность уменьшается и появляется угловое распределение плотности рассеянных электронов. В основе упругого рассеяния электрона на атоме лежит взаимодействие между этими частицами, имеющее место, когда пролетающий мимо атома электрон попадает в его потенциальное поле. Очевидным является то, что уменьшение скорости электрона (его кинетической энергии) должно приводить к увеличению времени его взаимодействия с атомами и увеличению рассеяния (ослаблению электронного потока).

Однако в 1921 году, исследуя прохождение электронного потока очень медленных (с энергией от 0,75 до 1,1 эВ) электронов в различных газах, Рамзауэр обнаружил, что в аргоне при уменьшении энергии электронов упругое рассеяние уменьшается, в результате чего электроны проходят через газ практически беспрепятственно. Независимо от этих наблюдений Таунсенд и Бейли исследовали упругое рассеяние электронов в газах в диапазоне энергий электронов между 0,2 и 0,8 эВ и показали, что минимум рассеяния достигается при значении энергии около 0,39 эВ.

После проведения этих ставших классическими опытов было исследовано большое количество газов и паров для широкого интервала скоростей электронов. Характерной чертой поведения упругого рассеяния электронов, свойственной атомам всех инертных газов, явилось уменьшение рассеяния с уменьшением энергии электронов и практически полное исчезновение рассеяния вблизи энергии 1 эВ для более тяжелых инертных газов. Это явление, когда атомы инертного газа становятся как бы несуществующими для электронов, обладающих определенной энергией, и электроны пролетают сквозь них без столкновений, носит название **э ф ф е к т а Р а м з а у э р а - Т а у н с е н д а**.

Эффект Рамзауэра-Таунсенда необъясним с точки зрения классической теории, предсказывающей монотонное увеличение ослабления электронного потока с уменьшением скорости электронов, обусловленное увеличением времени взаимодействия электрона с атомом. Интерпретировать наблюдаемое аномальное рассеяние электронов оказалось возможным только с привлечением квантовой механики. Эффект считается одним из фундаментальных экспериментальных доказательств наличия у электронов волновых свойств.

**Ц е л ь р а б о т ы:** изучение квантовой природы эффекта Рамзауэра-Таунсенда; экспериментальное определение значений энергии электронов, соответствующих максимальному и минимальному значениям эффективного сечения упругого рассеяния электронов на атомах ксенона; вычисление размеров (глубины и ширины) потенциальной ямы атома ксенона; определение его потенциала ионизации.

### Эффективное поперечное сечение упругого рассеяния электронов на атомах газа

При прохождении через газовую среду электроны сталкиваются с атомами газа. В зависимости от энергии электронов различают упругие и неупругие столкновения.

**У п р у г и е** столкновения не сопровождаются изменением внутренней энергии атомов газа. Доля кинетической энергии, передаваемой при упругом столкновении электроном атому или наоборот, по порядку величины равна отношению масс электрона и атома, т.е.  $(m_e/m_{am}) \sim 10^{-4}$ , поэтому такое столкновение происходит практически без изменения кинетической энергии электрона, меняется лишь направление его движения. Упругие столкновения проявляются при наличии электронов с кинетической энергией до единиц эВ, такие электроны носят название “медленных” электронов.

Столкновения, в результате которых внутренняя энергия атома и кинетическая энергия электрона изменяются, называются **н е у п р у г и м и**. При неупругих столкновениях **п е р в о г о р о д а** электрон отдает часть своей энергии на возбуждение или ионизацию атома, при этом его кинетическая энергия уменьшается. В результате неупругих столкновений **в т о р о г о р о д а** электрону передается часть энергии возбуждения атома или вся эта энергия, поэтому такого вида столкновения могут происходить лишь между электронами и атомами

в возбужденном состоянии. Неупругие столкновения первого рода имеют место, если налетающие электроны имеют достаточную для возбуждения атома кинетическую энергию (десятки или сотни эВ), в этом случае их называют “быстрыми” электронами.

Столкновение электрона с отдельным атомом является случайным событием с конкретным результатом, имеющим определенную вероятность. Эту вероятность столкновения можно характеризовать с помощью величины, носящей название *эффективного сечения рассеяния электрона*. При моделировании процесса рассеяния электрон считается точечной частицей, а атом газа рассматривается в виде воображаемого шара с площадью поперечного сечения  $\sigma$ , численно равной вероятности столкновений электрона с одним из атомов. Значение величины  $\sigma$  для одного и того же атома различно для разных процессов, и для процесса упругого рассеяния она выбирается такой, что при попадании в круг площадью  $\sigma$  электрон отклоняется от своего первоначального направления.

Если электрон попадает на площадку  $S$  слоя толщиной  $dx$  газа с концентрацией атомов  $n_0$ , то в направлении движения электрона находится число атомов газа, равное  $n_0 S dx$ , а сумма поперечных сечений упругих столкновений электрона с атомами газа равна  $dS = \sigma n_0 S dx$ . Тогда вероятность столкновения электрона с одним из атомов в слое  $dx$  равна

$$dP = dS/S = \sigma n_0 dx. \quad (1)$$

Если столкновения электрона с атомами происходят независимо друг от друга, то вероятность события растёт пропорционально  $x$ . Длина пути  $\langle l \rangle$ , при которой эта вероятность равна единице, называется *средней длиной свободного пробега*. Она связана с эффективным сечением рассеяния соотношением

$$\langle l \rangle = 1/(\sigma n_0) \quad (2)$$

и характеризует длину пути, который в среднем проходит электрон, прежде чем произойдет его столкновение с атомом газа.

Эффективное сечение рассеяния  $\sigma$  достаточно просто связать с экспериментально определяемым коэффициентом ослабления  $\mu$  электронного потока в газе. Так как ослабление электронного потока в газе происходит за счет его рассеяния при столкновениях с атомами газа, то коэффициент ослабления  $\mu$  численно равен коэффициенту рассеяния потока электронов, который определяется как число столкновений электрона с атомами на единичной длине газовой среды. Поэтому при прохождении слоя  $dx$  газа величина рассеянной плотности потока электронов  $dI$  равна числу столкновений электронов пучка с атомами газа в этом слое:

$$dI(x) = -\mu I(x)dx. \quad (3)$$

С другой стороны, величина рассеянной плотности потока электронов определяется вероятностью упругих столкновений (1):

$$dI(x) = -I(x)dP = -I(x)\sigma n_0 dx, \quad (4)$$

где знак минус учитывает ослабление электронного потока.

Из сравнения (3) и (4) видно, что

$$\mu = \sigma n_0. \quad (5)$$

Плотность электронного потока  $I(x)$  на выходе из газовой среды толщиной  $x$  связана с плотностью электронного потока на входе в среду  $I(0)$  соотношениями

$$I(x) = I(0) \exp(-\mu x) = I(0) \exp(-\sigma n_0 x) = I(0) \exp(-x/\langle l \rangle). \quad (6)$$

Поэтому по данным измерения плотности электронного потока можно вычислить эффективное поперечное сечение рассеяния

$$\sigma = \frac{1}{n_0 x} \ln \frac{I(0)}{I(x)} \quad (7)$$

и среднюю длину свободного пробега электрона в газе

$$\langle l \rangle = \frac{1}{x} \ln \frac{I(0)}{I(x)} . \quad (8)$$

Эффективное поперечное сечение упругого рассеяния электронов в газе сильно зависит от скорости электронов (их кинетической энергии). При движении электрона вблизи атома электрическое поле электрона смещает электронную оболочку атома относительно ядра, в результате чего атом приобретает дипольный момент. Потенциальное поле этого наведенного диполя вызывает притяжение между электроном и атомом, приводящее к изменению траектории движения электрона. Чем медленнее движутся электроны, тем большее время они находятся в потенциальном поле атома и тем большее изменение направления движения будет иметь место. Иными словами, электроны с большей кинетической энергией будут рассеиваться атомами так же, как электроны с меньшей энергией, если они будут пролетать на меньших расстояниях от атома, то есть эффективное сечение рассеяния будет монотонно уменьшаться с увеличением кинетической энергии налетающих электронов.

Однако экспериментальные измерения коэффициентов ослабления электронного потока, проходящего через различные газы, дают совершенно иные результаты. Характерной особенностью кривых зависимости ослабления электронного потока (или эффективного сечения упругого рассеяния) от скорости электронов, приведенных на рис.1, является их большое разнообразие в отношении размеров и форм, а также заметная аналогия для сходных атомов, например, атомов тяжелых инертных газов, с одной стороны, и паров щелочных металлов - с другой. Более того, для атомов тяжелых инертных газов (аргона, криптона, ксенона) кривые имеют резко выраженный провал при малых значениях скорости электронов. В этом заключается эффект Рамзауэра-Таунсенда.

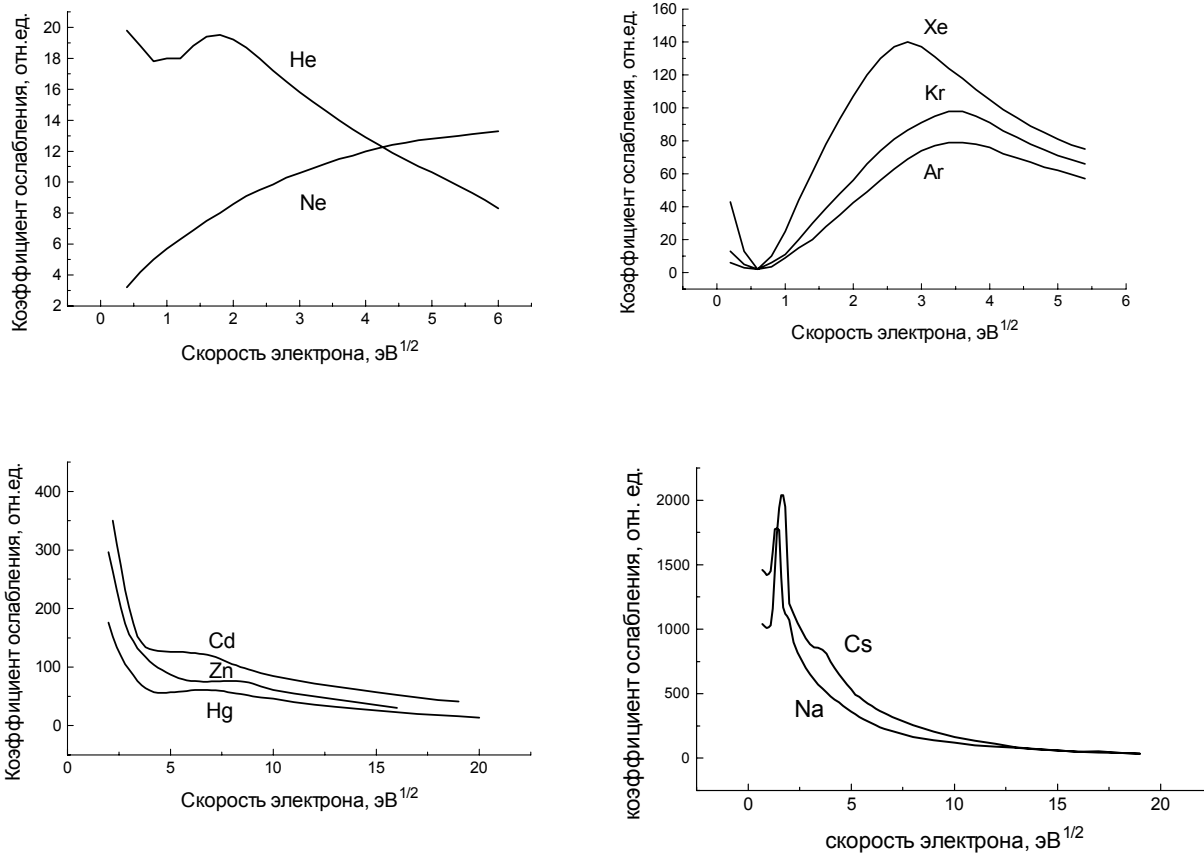


Рис.1. Наблюдаемые зависимости эффективных сечений рассеяния от скорости электрона

#### Квантово-механическое рассмотрение эффекта Рамзауэра-Таунсенда

Объяснение эффекта Рамзауэра-Таунсенда возможно на основе квантово-механического рассмотрения закономерностей поведения стационарных электронных пучков. В квантовой механике для определения количества электронов в некотором объеме или определения количества электронов, проходящих в единицу времени через единичную площадку, необходимо ввести предположение о наличии некоторой волны (в о л н ы д е Б р о й л я), амплитуда и фаза которой в данный момент времени описывается некоторой комплексной функцией положения  $\psi(x, y, z, t)$ , носящей название **в о л н о в о й ф у н к ц и и**. Квадрат модуля волновой функции определяет вероятность нахождения электрона в момент времени  $t$  в элементарном объеме  $d\tau$ .

$$|\psi(x, y, z, t)|^2 d\tau \quad (9)$$

или среднее число электронов в достаточно большом объеме  $\tau$

$$\int |\psi(x, y, z, t)|^2 d\tau, \quad (10)$$

где интегрирование производится по объему  $\tau$ . Необходимо отметить, что величина  $|\psi(x, y, z, t)|^2 d\tau = \psi(x, y, z, t)\psi^*(x, y, z, t) d\tau$  определяет вероятность обнаружения электрона в элементарном объеме  $d\tau$  при осуществлении данного опыта.

Число электронов, проходящих за единицу времени через единичную площадку, определяется вектором плотности потока вероятности  $\mathbf{j}$

$$\mathbf{j} = \frac{i\hbar}{2m} (\psi \text{grad} \psi^* - \psi^* \text{grad} \psi), \quad (11)$$

где  $i$  - мнимая единица,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  - приведенная постоянная Планка,  $m$  - масса электрона. Величина  $\mathbf{j}$  дает информацию о движении электронов, показывая направление, в котором наиболее интенсивно перемещается вероятность нахождения электрона, то есть во всех точках пространства величина  $(\mathbf{j} dS)dt$  определяет вероятность того, что за время  $dt$  через элемент поверхности  $dS$  пройдет один электрон.

Смысл величин, определенных выражениями (9)-(11), раскрывается в эксперименте, когда производится  $N$  измерений для электрона в одном и том же состоянии. При больших  $N$  величина  $|\psi(x, y, z, t)|^2 \sim \Delta N'/N$ ,  $|\mathbf{j}| \sim \Delta N''/N$ , где  $\Delta N'$  - число электронов, обнаруженных в момент времени  $t$  в единичном объеме вблизи точки  $(x, y, z)$ , а  $\Delta N''$  - число электронов, прошедших в направлении вектора  $\mathbf{j}$  через перпендикулярную к нему единичную площадку за единицу времени.

Волновая функция  $\psi(x, y, z, t)$  может быть найдена путем решения дифференциального уравнения в частных производных, называемого уравнением Шредингера,

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U\Psi, \quad (12)$$

где  $\nabla^2$  - оператор Лапласа (в декартовой системе координат  $\nabla^2 = (\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2)$ ),  $U(x,y,z)$  - потенциальная функция поля взаимодействия электрона с окружающими объектами. Уравнение (12) при заданной потенциальной функции  $U(x,y,z)$  имеет множество решений, соответствующих множеству возможных начальных состояний электрона, однако  $\psi(x,y,z,t)$  определяется однозначно при заданных начальном и краевых условиях.

Среди множества решений (12) особый интерес представляют волновые функции вида

$$\psi(x,y,z,t) = \psi(x,y,z)\exp(-i\omega t), \quad \omega = \text{const}, \quad (13)$$

где  $\omega$  - круговая частота, описывающие стационарные состояния электрона. Волновые функции вида (13) являются решениями уравнения Шредингера (12), если функция  $\psi(x,y,z)$  удовлетворяет уравнению

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0, \quad (14)$$

где  $E = \hbar\omega$  согласно идеям де Бройля есть полная энергия электрона. Таким образом, в стационарных состояниях  $E = \text{const}$ , а зависимость  $\psi(x,y,z,t)$  от времени сводится к наличию гармонического комплексного множителя  $\exp(-i\omega t)$ . Уравнение (14) носит название уравнения Шредингера для стационарных состояний и его решение позволяет найти волновые функции  $\psi_n(x,y,z)$ , определяющие вероятность местоположения частицы в стационарных состояниях, и значения полной энергии  $E_n$  электрона в этих состояниях. В стационарных состояниях величины (9)-(11), то есть наблюдаемые физические параметры, не меняются с течением времени.

Из оптики известно, что в однородной изотропной среде с показателем преломления  $n$  любая монохроматическая волна, характеризующаяся амплитудой  $\psi$  и длиной волны  $\lambda = \lambda_0/n$ , где  $\lambda_0$  - длина волны в вакууме, должна удовлетворять волновому уравнению

$$\nabla^2 \psi + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi = 0. \quad (15)$$



Сопоставляя (14) и (15), можно видеть, что пучок электронов с заданной энергией  $E$ , распространяющийся в потенциальном поле  $U(x,y,z)$ , может быть представлен в виде монохроматической волны с длиной волны  $\lambda$ , равной

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m(E-U)}}, \quad (16)$$

которая зависит от величины потенциала  $U$ . Иными словами, пучок электронов, попадая в область взаимодействия с потенциальным полем  $U$ , будет вести себя как монохроматическая волна с частотой  $\omega = \frac{E}{h}$  в однородной изотропной среде с показателем преломления  $n$ , который определяется выражением

$$n^2 = \frac{2mc^2}{h^2\omega^2}(E-U). \quad (17)$$

В одномерном случае, когда потенциал  $U$  зависит только от одной координаты, т.е.  $U=U(x)$ , уравнение (14) сводится к уравнению в обыкновенных производных:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{h^2}[E-U(x)]\Psi = 0, \quad (18)$$

которое просто решается в случае, если потенциал  $U(x)$  принимает постоянные значения в соседних областях, а на их границах испытывает скачок. Таких прямоугольных потенциалов в природе не существует, так как они подразумевают существование бесконечных сил в точках их скачков, тем не менее их рассмотрение дает относительно грубое представление о многих действительных физических системах.

В области, где  $U(x) = \text{const}$ , общее решение уравнения (18) имеет вид

$$\psi(x) = A\exp(ikx) + B\exp(-ikx),$$

где  $k = \sqrt{2m(E-U)/\hbar^2}$ ,  $A$  и  $B$  - постоянные. С учетом (13) волновая функция, соответствующая электронному пучку, принимает вид

$$\psi(x,t) = A\exp[i(kx-\omega t)] + B\exp[-i(kx+\omega t)], \quad (19)$$

где первый член описывает волну, бегущую в направлении оси  $x$ , а второй - волну, бегущую в противоположном направлении.

При переходе от одной области с потенциалом  $U_1(x)$  к другой, характеризующейся потенциалом  $U_2(x)$ , изменение  $U(x)$  приводит, с одной стороны, к изменению  $k$  и, согласно (16), к изменению длины волны  $\lambda$ , и, с другой стороны, для электронной волны эти две области будут иметь разные показатели преломления и по аналогии с френелевским отражением света на границе двух сред с разными показателями преломления электронная волна также будет испытывать частичное отражение на границе двух областей с разными  $U$ .

Рассмотрим случай, когда потенциал испытывает один скачок в точке  $x=0$ . В области 1 ( $x<0$ ) потенциал имеет значение  $U_1(x)$ , а в области 2 ( $x>0$ ) потенциал равен  $U_2(x)$ . Предположим, что электроны с некоторой энергией  $E$  переходят из области 1 в область 2. Если  $E > U_1, U_2$ , то с точки зрения классической физики в точке  $x=0$  ни один электрон не отразится. Квантовая механика дает другой результат.

В области 1 перед скачком потенциала волновая функция  $\psi_1(x)$ , являющаяся решением уравнения (18), будет содержать два слагаемых, первое из которых соответствует падающему потоку электронов, а второе - отраженному от границы раздела двух сред:

$$\psi_1(x) = A_1\exp(ik_1x) + B_1\exp(-ik_1x), \quad (20)$$

где  $k_1 = \sqrt{2m(E+U_1)/\hbar^2}$ ,  $\lambda_1 = 2\pi/k_1 = 2\pi\sqrt{\hbar^2/(2m(E+U_1))}$ .

В области 2 за скачком потенциала решение (18) содержит только одно слагаемое, соответствующее прошедшей волне:

$$\psi_2(x) = A_2\exp(ik_2x), \quad (21)$$

где  $k_2 = \sqrt{2m(E+U_2)/\hbar^2}$ ,  $\lambda_2 = 2\pi/k_2 = 2\pi\sqrt{\hbar^2/(2m(E+U_2))}$ . Постоянные  $A_1$ ,  $B_1$  и  $A_2$  должны быть определены из граничных условий, согласно которым волновая функция и ее первая производная непрерывны в точке  $x=0$ :

$$\begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0); \\ \left. \frac{d\psi_1}{dx} \right|_{x=0} &= \left. \frac{d\psi_2}{dx} \right|_{x=0}, \end{aligned} \quad (22)$$

откуда

$$\begin{aligned} \frac{B_1}{A_1} &= \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}, \\ \frac{A_2}{A_1} &= \frac{2k_1}{k_1 + k_2}. \end{aligned} \quad (23)$$

Величины  $B_1/A_1$  и  $A_2/A_1$  представляют собой амплитудные коэффициенты отражения и пропускания электронной волны на границе раздела двух областей, где имеет место скачок потенциала. Из (23) видно, что в случае  $k_2 > k_1$  ( $U_2 > U_1$ ) амплитуды отраженной и падающей волн имеют разные знаки, то есть при отражении от поверхностей с прямоугольным скачком потенциала происходит изменение фазы волновой функции на  $\pi$  аналогично тому, что имеет место в оптике при отражении света от среды с большим показателем преломления.

Плотность потока электронов  $\Phi$  может быть выражена через их концентрацию  $N_e$  и скорость  $v$ , которые, в свою очередь, пропорциональны:  $N_e \sim |\psi|^2$ ,  $v \sim k$ ; тогда

$$\Phi = N_e v \sim |\psi|^2 k$$

и мы можем найти доли прошедшей  $T_e$  и отраженной  $R_e$  плотности потока электронов:

$$\begin{aligned} T_e &= \frac{|\psi_{tr}|^2 k_2}{|\psi_{in}|^2 k_1} = \frac{|A_2|^2 k_2}{|A_1|^2 k_1} = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2}, \\ R_e &= \frac{|\psi_{re}|^2 k_1}{|\psi_{in}|^2 k_1} = \frac{|B_1|^2 k_1}{|A_1|^2 k_1} = \frac{(k_1 - k_2)^2}{(k_1 + k_2)^2} \end{aligned} \quad (24)$$

где  $\psi_{in}$ ,  $\psi_{re}$  и  $\psi_{tr}$  - волновые функции соответственно для падающей, отраженной и прошедшей электронных волн.

Следует еще раз подчеркнуть, что свойство частиц отражаться от областей с резким скачком потенциала является чисто квантово-механическим эффектом. Оно вытекает из волновых свойств материи и не может быть объяснено в классической физике.

Квантово-механический эффект отражения электронного потока от поверхностей со скачком потенциала позволяет объяснить эффект Рамзауэра-Таунсенда. Электроны при движении в газе попадают в область их взаимодействия с атомами тяжелых благородных газов. Потенциальное поле наведенного дипольного момента атома приближенно можно представить как потенциальную яму, образованную двумя скачками потенциала. Схематично потенциальная яма вместе с изображением атома-мишени приведена на рис.2. Проходящая через потенциальную яму электронная волна дважды частично отражается от ее стенок, при этом отраженные электронные волны могут интерферировать между собой, при подходящих условиях усиливая или ослабляя отраженный электронный пучок. Модель прямоугольной потенциальной ямы является хорошим приближением для атомов тяжелых инертных газов, отличающихся наиболее компактной структурой и резкой внешней границей, причем крутизна ямы увеличивается с ростом атомного номера, поэтому эффект Рамзауэра-Таунсенда наиболее ярко выражен у ксенона.

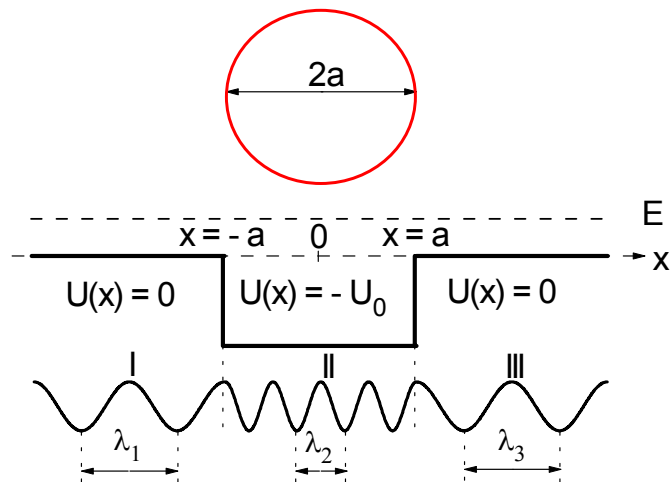


Рис.2. Распределение потенциала  $U(x)$  и решение уравнения (16) в виде волн с разной длиной волны в области атома-мишени диаметром  $2a$  (одномерная модель)

Рассмотрим одномерную прямоугольную потенциальную яму глубиной  $U_0$  и шириной  $2a$  (рис.2).

Для одномерной потенциальной ямы имеем:

$$\begin{aligned}
 U_1 &= 0, \quad \text{если } x < -a; \\
 U(x) &= U_2 = -U_0, \quad \text{если } -a \leq x \leq a; \\
 U_3 &= 0, \quad \text{если } x > a.
 \end{aligned}$$

В области I решение уравнения (16) имеет вид:

$$\psi_1(x) = A_1 \exp(ik_1 x) + B_1 \exp(-ik_1 x),$$

где  $k_1 = \sqrt{2mE}/\hbar$ ,  $\lambda_1 = 2\pi/k_1 = 2\pi\sqrt{\hbar^2/2mE}$ , первое слагаемое соответствует падающему потоку электронов, а второе - отраженному от передней стенки ямы.

В области II решение уравнения (16) также содержит два слагаемых (прошедший через переднюю стенку ямы и отраженный от задней стенки ямы потоки электронов):

$$\psi_2(x) = A_2 \exp(ik_2x) + B_2 \exp(-ik_2x),$$

где  $k_2 = \sqrt{2m(E+U_0)}/\hbar$ ,  $\lambda_2 = 2\pi/k_2 = 2\pi\sqrt{\hbar^2/(2m(E+U_0))}$ .

В области III решение содержит только одно слагаемое, соответствующее прошедшей волне:

$$\psi_3(x) = A_3 \exp(ik_3x),$$

где  $k_3 = k_1$ ,  $\lambda_3 = \lambda_1$ .

Коэффициенты  $A_1$ ,  $B_1$  и  $A_2$ , определяемые из условий непрерывности волновой функции и ее производной на передней границе потенциальной ямы (в точке  $x = -a$ ), позволяют по формулам (23) найти амплитуды прошедшей через переднюю границу потенциальной ямы и отраженной от нее электронных волн. Аналогично условия непрерывности волновой функции и ее производной во второй точке скачка потенциала ( $x = a$ ) позволяют определить амплитуды  $B_2$  электронной волны, отраженной от второй границы потенциальной ямы, и  $A_3$  электронной волны, прошедшей потенциальную яму:

$$\begin{aligned} \frac{B_2}{A_2} &= \frac{k_2 - k_3}{k_2 + k_3} = \frac{k_2 - k_1}{k_2 + k_1}, \\ \frac{A_3}{A_2} &= \frac{2k_2}{k_2 + k_3} = \frac{2k_2}{k_2 + k_1}. \end{aligned} \quad (25)$$

Отраженные от двух границ потенциальной ямы электронные волны, характеризующиеся приблизительно равными амплитудами  $B_1$  и  $B_2$  и отличающиеся по фазе на  $\pi$ , в результате интерференции могут практически погасить друг друга, если разность хода между ними равна удвоенной ширине потенциальной ямы, то есть если выполняется условие:

$$4a = \lambda_2 = 2\pi\sqrt{\hbar^2/2m(E_0+U_0)}, \quad (26)$$

где  $E_0$  - кинетическая энергия электронов, при которой электронный поток ведет себя так, как если бы рассеяние электронов отсутствовало бы, то есть то значение энергии, при котором наблюдается эффект Рамзауэра-Таунсенда.

С другой стороны, если разность хода между отраженными от двух стенок потенциальной ямы электронными волнами увеличится на полволны, то есть будет выполняться условие:

$$4a = \frac{3}{2} \lambda_2 = \frac{3}{2} 2\pi \sqrt{\hbar^2 / 2m(E_1 + U_0)} , \quad (27)$$

то произойдет усиление отраженной от потенциальной ямы электронной волны. Другими словами, при значении кинетической энергии электронов  $E_1$  наблюдается максимум рассеяния электронного потока в газе.

Приведенная выше модель объясняет в общих чертах эффект Рамзауэра-Таунсенда. Полученные выражения являются приближенными. Более строгое рассмотрение эффекта требует анализа углового распределения рассеянного электронного потока, который возможен только с привлечением аппарата квантовой механики.

Величины  $E_0$  и  $E_1$ , входящие в выражения (26), (27), являются измеряемыми. Поэтому экспериментально определенные значения  $E_0$  и  $E_1$  позволяют оценить параметры потенциальной ямы согласно приведенным ниже выражениям, легко получаемым из соотношений (26), (27):

$$U_0 = 0,8E_1 - 1,8E_0 , \quad (28)$$

$$2a = \pi \sqrt{\hbar^2 / 1,6m(E_1 - E_0)} . \quad (29)$$

#### Описание установки

В данной работе эффект Рамзауэра-Таунсенда на атомах ксенона исследуется с помощью тиратрона ТГЗ-0,1/1,3, заполненного ксеноном при низком давлении. Конструктивно в тиратроне (рис.3) первая сетка выполнена в виде коробки (1), внутри которой размещены катод (2), имеющий нитевидную структуру, и анод (6), выполненный в виде прямоугольной вытянутой пластинки, расположенной параллельно катоду. В коробке имеются две перегородки, в кото-

рых проделаны щели (3) и (5), параллельные катоду и аноду. Между этими двумя перегородками со щелевыми отверстиями расположена вторая сетка (4), представляющая собой две параллельные пластины. Если обе сетки соединить между собой, а между катодом и соединенными сетками приложить ускоряющее напряжение, величина которого меньше первого потенциала возбуждения ксенона, то ускоренные электроны, пройдя первую щель, далее в пространстве между второй сеткой и второй щелью движутся с постоянной скоростью и попадают на анод. На всем пути электроны претерпевают упругие столкновения с атомами ксенона. Чем больше эффективное сечение рассеяния  $\sigma$ , тем меньше анодный ток, поскольку рассеянные электроны попадают на сетки и поглощаются ими. Изменяя ускоряющее напряжение, можно по точкам построить вольтамперную характеристику тиратрона, приведенную на рис.4.

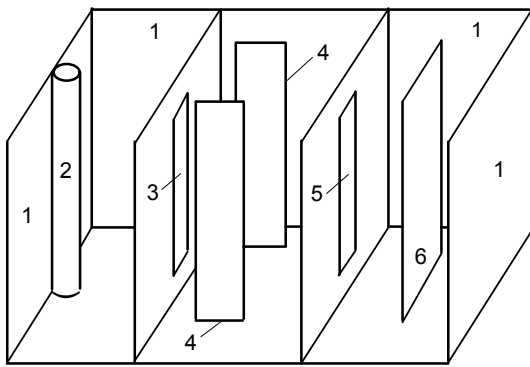


Рис.3. Конструкция тиратрона

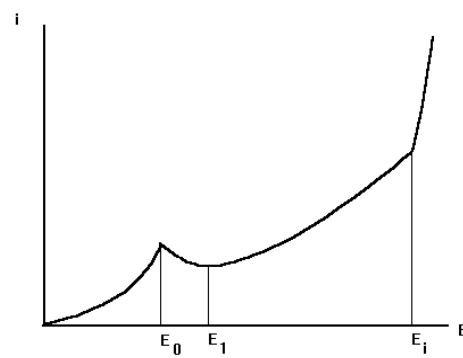


Рис.4. Вольтамперная характеристика тиратрона

Она, согласно формуле (7), представляет собой обратную зависимость эффективного сечения упругого рассеяния электронов от их энергии: максимум тока при энергии  $E_0$  соответствует минимуму сечения рассеяния (эффект Рамзауэра-Таунсенда), а минимум тока при  $E_1$  - максимуму эффективного сечения.

Определив по вольтамперной характеристике значения  $E_0$  и  $E_1$ , можно по формулам (28), (29) вычислить глубину  $U_0$  и размер  $2a$  потенциальной ямы.

Крутой излом вольтамперной характеристики, наступающий при дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения (точка  $E_i$ ), связан с началом ионизации атомов ксенона электронными ударами. Появление в процессе ударной ионизации положительных ионов приводит к частичной компенсации объемного



отрицательного заряда возле катода и уменьшению запирающего действия этого заряда, в результате чего увеличивается анодный ток.

Другой метод исследования эффекта Рамзауэра-Таунсенда основан на анализе осциллограмм анодного тока при подаче на сетки периодически меняющегося напряжения.

В данной работе используется синусоидальное напряжение звуковой частоты, которое создает пульсации тока в положительные полупериоды. В отрицательные полупериоды ток через тиратрон не течет. Пока амплитудное значение напряжения в вольтах не превышает величину  $E_0$ , выраженную в электронвольтах, пульсация тока имеет наиболее простую, приблизительно синусоидальную форму (рис.5а). Дальнейшее увеличение амплитуды напряжения приводит к появлению на возрастающей и ниспадающей ветвях пульсации тока четко выраженных пиков Рамзауэра, появляющихся в те моменты времени, когда напряжение проходит через значение  $E_0$  (рис.5б). Как только амплитудное значение напряжения становится больше величины  $E_1$ , в середине пульсации вместо максимума начинает формироваться минимум (рис.5в). Превышение амплитудным значением напряжения величины энергии ионизации  $E_i$  приводит к резкому излому перед серединой пульсации (рис.5г), обусловленному ионизационным усилением тока.

Очевидно, амплитудные значения напряжений, при которых осциллограммы пульсаций анодного тока имеют форму, промежуточную между а и б, б и в, в и г (рис.5), будут равны соответственно  $E_0$ ,  $E_1$  и  $E_i$ .

Определив  $E_0$  и  $E_1$ , можно по формулам (28), (29) вычислить глубину ( $U_0$ ) и размер ( $2a$ ) потенциальной ямы.

Установка конструктивно состоит из трех блоков. Блока I служит для измерения вольтамперной характеристики тиратрона ТГЗ-0,1/1,3, размещенного внутри него. На рис.6 изображена передняя панель этого блока, на которую вынесены: сетевой выключатель 1 с индикаторной лампочкой, переключатель 2 режимов подачи постоянного (левое положение переключателя) или переменного (правое положение переключателя) напряжения смещения на сетку тиратрона, выключатели 3 и 4, ручка регулятора напряжения 8, вольтметр 6, шкалы которого имеют предел измерений напряжения 15 В, микроамперметр 7 и ручка установки нуля микроамперметра 5. Генератор переменного напряжения звуковой частоты ГЗ-7А (блок II) и осциллограф С1-118 (блок III) используются в осциллографическом методе.

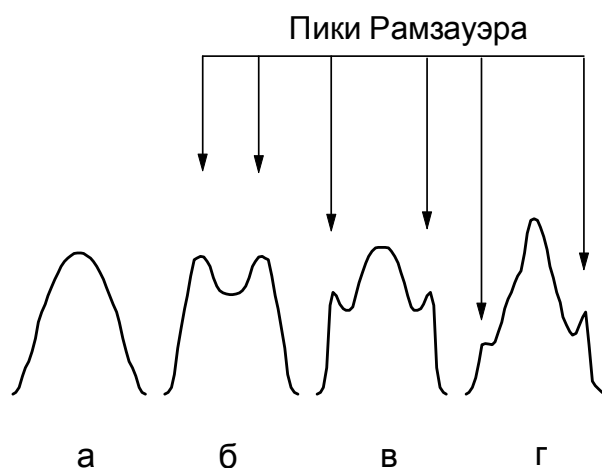


Рис.5. Осциллограммы пульсаций анодного тока тиратрона

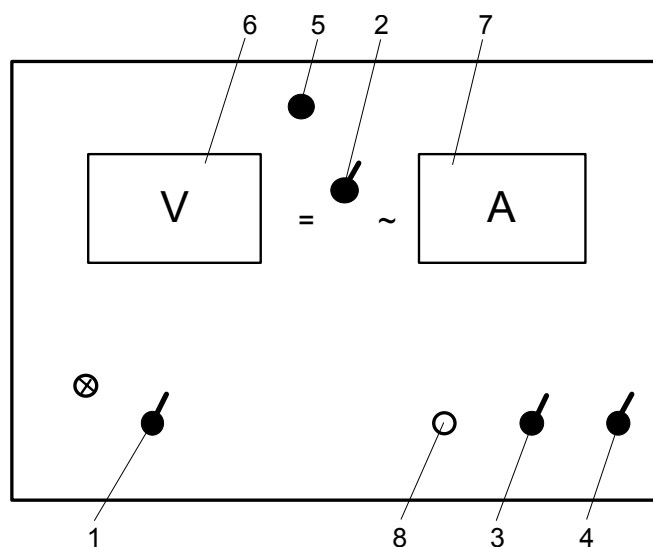


Рис.6. Передняя панель блока для измерения вольтамперной характеристики тиратрона

Задание 1. Определение значений энергии электронов, соответствующих минимуму и максимуму эффективного сечения рассеяния электронов на атомах ксенона, определение энергии ионизации атома ксенона, определение параметров потенциальной ямы, соответствующей энергии взаимодействия элект-

трона с атомом ксенона, методом измерения вольтамперной характеристики тиратрона.

Порядок выполнения задания.

1. Включить тумблер 1 блока I. При этом должна загореться индикаторная лампочка “Сеть”.

2. Перевести переключатель 2 в положение “=“ (левое положение).

3. Переключатель 3 перевести в положение “Вкл”.

4. Переключатель 4 перевести в положение “Вкл”.

5. Ручкой 5 выставить стрелку микроамперметра на нуль.

6. Увеличивая ручкой 8 напряжение на тиратроне, снять вольтамперную характеристику тиратрона, имеющую вид зависимости, приведенной на рис.4.

7. По снятой вольтамперной характеристике определить значения энергии электронов  $E_0$ ,  $E_1$  и  $E_i$ . Ввести поправку на контактную разность потенциалов (для используемого тиратрона она составляет величину 0,4 В, поэтому из полученных экспериментально значений  $E_0$ ,  $E_1$  и  $E_i$  необходимо вычесть это значение).

8. По формулам (28), (29) рассчитать глубину  $U_0$  и диаметр  $2a$  потенциальной ямы, соответствующей энергии взаимодействия электрона с атомом ксенона.

9. Перевести ручку 8 в крайне левое положение. Выключить тумблер 1 блока I.

Задание 2. Определение значений энергии электронов, соответствующих минимуму и максимуму эффективного сечения рассеяния электронов на атомах ксенона, определение энергии ионизации атома ксенона, определение параметров потенциальной ямы, соответствующей энергии взаимодействия электрона с атомом ксенона, осциллографическим методом.

Порядок выполнения задания.

1. Включить тумблер 1 блока I. При этом должна загореться индикаторная лампочка “Сеть”.

2. Перевести переключатель 2 в положение “~“ (правое положение).

3. Переключатель 3 перевести в положение “Выкл”.

4. Переключатель 4 перевести в положение “Выкл”.

5. Проверить правильность подсоединения генератора сигналов ГЗ-7А (блок II). Он служит для подачи переменного напряжения на тиратрон. Перед проведением измерений необходимо убедиться, что:

- а) сетевой выключатель “~” находится в положении “Выкл”;
- б) выключатель “Генератор” находится в положении “Выкл”;
- в) переключатель “Пределы вольтметра” находится в положении “3 V”;
- г) ручки регулировки уровня сигнала “Грубо” и “Плавно” находятся в крайнем левом положении;
- д) переключатель “Диапазоны” находится в положении “A Hz×10”;
- е) визир индикатора “Частота” установлен на деление 30 по шкале А, в этом случае рабочая частота будет равна 300 Гц;
- ж) переключатель “Выход” находится в положении “Внешний выход”;
- з) штекер кабеля связи между блоками I и II находится в положении “0-30 V, 1000 Ω”.

6. Проверить правильность подсоединения осциллографа С1-118 (блк III). Он служит для изучения эпюр пульсаций анодного тока тиратрона. Перед проведением измерений необходимо убедиться, что:

- а) выключатель “Сеть” находится в выключенном состоянии (отжатое состояние);
- б) кнопки “YI” (в нижней части передней панели), “YI / YII” и “μs / ms” (в правой части передней панели) находятся в утопленном состоянии; остальные кнопки находятся в отжатом состоянии;
- в) штекер кабеля для подачи исследуемого сигнала вставлен в гнездо “YI” (левое гнездо);
- г) штекер кабеля сигнала синхронизации вставлен в гнездо “Синхронизация”.

7. В случае правильной установки всех переключателей включить генератор сигналов (блок II), для чего переключатель “~” перевести в положение “Вкл” и через пять минут переключатель “Генератор” перевести в положение “Вкл”.

8. Включить осциллограф (блок III), для чего кнопку “Сеть” перевести в утопленное состояние.

9. Увеличивая уровень выходного сигнала генератора ручками “Грубо” и “Плавно”, исследовать форму осциллограмм пульсаций анодного тока тиратрона (рис.5). Устойчивое наблюдение осциллограмм достигается переключателями “V/дел” и “Время/дел” и ручкой “Уровень” осциллографа. Измерить значения напряжения, при которых осциллограммы пульсаций анодного тока имеют форму, промежуточную между а и б, б и в, в и г (рис.5). Согласно приведенной

выше методике измеренные значения напряжения (в вольтах) соответствуют энергиям электронов  $E_0$ ,  $E_1$  и  $E_i$  (в электрон-вольтах).

10. Ввести поправку на контактную разность потенциалов (для используемого тиратрона она составляет величину 0,4 В, поэтому из полученных экспериментально значений  $E_0$ ,  $E_1$  и  $E_i$  необходимо вычесть это значение).

11. По формулам (28), (29) рассчитать глубину  $U_0$  и диаметр  $2a$  потенциальной ямы, соответствующей взаимодействию электрона с атомом ксенона.

12. Перевести ручки блоков в исходное состояние. Выключить блоки.

### Контрольные вопросы

1. Понятие эффективного сечения упругого столкновения электрона с атомом и его связь с коэффициентом ослабления электронного пучка.

2. В чем сущность эффекта Рамзауэра-Таунсенда?

3. Квантово-механическое описание движения электрона в области прямоугольной потенциальной ямы.

4. Объяснение эффекта Рамзауэра-Таунсенда на одномерной модели. Условие отсутствия упругого рассеяния электронов.

5. Вывести приближенные соотношения, связывающие глубину  $U_0$  и ширину  $2a$  потенциальной ямы с энергиями минимального  $E_0$  и максимального  $E_1$  рассеяния электронов на атомах ксенона.

6. Объяснить сущность методов исследования эффекта Рамзауэра-Таунсенда с использованием тиратронов.

### Литература

М а т в е е в А.Н. Атомная физика. М. 1989.

М о т т Н., М е с с и Г. Теория атомных столкновений. М., Мир. 1969.

Т е й л о р Дж. Теория рассеяния. М., Мир. 1975.

Практикум по атомной физике. По ред. Л.И.Киселевского. Мн.: Университетское. 1989.