



**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

**им. М.В.ЛОМОНОСОВА**

**ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ  
КАФЕДРА ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ**

**СПЕЦИАЛЬНЫЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ  
ЛАБОРАТОРИИ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ**

**ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА УПРУГИХ СОУДАРЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ  
С АТОМАМИ ГАЗА В ПРИСУТСТВИИ ЭФФЕКТА РАМЗАУЭРА**

## **СОДЕРЖАНИЕ**

1.	ВВЕДЕНИЕ	3
2.	ЭКСПЕРИМЕНТ К. РАМЗАУЭРА	5
3.	КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ ЭФФЕКТА РАМЗАУЭРА	7
4.	РОЛЬ ЭФФЕКТА РАМЗАУЭРА В РАЗЛИЧНЫХ ОБЛАСТЯХ НАУКИ И ТЕХНИКИ	13
5.	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СХЕМА ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ	14
6.	ЗАДАНИЕ. ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА	17
7.	ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ	19
8.	КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ	20
	ЛИТЕРАТУРА	

## ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА УПРУГИХ СОУДАРЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ С АТОМАМИ ГАЗА В ПРИСУТСТВИИ ЭФФЕКТА РАМЗАУЭРА

В настоящей работе экспериментально изучается процесс упругого рассеяния на атомах газа электронов при их дрейфе в электрическом поле. Анализируется вольтамперная характеристика несамостоятельного разряда между катодом и анодом. Рассчитывается сечение соударений электронов с атомами как функция их энергии. Наблюдается эффект Рамзауэра при малых энергиях электронов. Приводится квантово-механическое объяснение эффекта Рамзауэра. На основе экспериментальных результатов определяются энергии электронов, при которых сечение рассеяния минимально и максимально, а также определяются параметры потенциальной ямы атома ксенона – ее глубина и ширина. Обсуждаются аппаратные эффекты, появляющиеся в процессе проведения эксперимента.

### 1. Введение

Одним из физических процессов, занимающих центральное место в физике плазмы и газовых разрядов и определяющих условия работы всех газоразрядных и плазменных приборов, является движение заряженных частиц (электронов и ионов) в газе. При этом происходят разнообразные столкновения с нейтральными частицами газа (атомами, молекулами).

Предметом рассмотрения этой работы является более частный вопрос – изучение особенностей процесса упругих соударений электронов с атомами газа.

В зависимости от энергии электронов, различают *упругие* и *неупругие* столкновения. *Упругие* столкновения не сопровождаются изменением внутренней энергии атомов. Доля кинетической энергии, передаваемая при упругом столкновении электроном атому по порядку величины равна отношению масс электрона и атома  $m/M \sim 10^{-4}$ . Поэтому такое столкновение практически не изменяет кинетическую энергию электрона, меняя лишь направление его движения. *Упругие* столкновения характерны для электронов с кинетической энергией до единиц электрон – Вольт (эВ). Столкновения, в результате которых внутренняя энергия атома и кинетическая энергия электрона изменяются, называются *неупругими*. При *неупругих* столкновениях 1-рода электрон отдает часть своей энергии на возбуждение или ионизацию атома. В результате *неупругих* соударений 2-го рода электрону передается часть энергии возбуждения атома или вся эта энергия. Поэтому такого вида столкновения могут происходить лишь между электронами и атомами, находящимися в возбужденном состоянии. *Неупругие* столкновения 1-го рода происходят, если налетающие электроны имеют достаточную для возбуждения атома кинетическую энергию – десятки или сотни (эВ).

Цель настоящей работы : изучение процесса *упругих* столкновений электронов с атомами, существенно зависящего от сорта атома, с которым сталкивается электрон.

Необходимость изучения рассматриваемого вопроса обусловлена целым рядом причин, из которых достаточно упомянуть только некоторые, откуда видна важность учета *упругих* столкновений электронов с атомами :

1) при прохождении электронных пучков через газ; 2) зависимость процессов транспорта в плазме (электропроводность, диффузия) от частоты упругих столкновений электронов с атомами  $\nu_m$ ; 3) формирование функции распределения электронов плазмы по энергиям; 4) зависимость характера проявления контракции (сжатия) столба газоразрядной плазмы от частоты упругих соударений  $\nu_m$  и другие.

Столкновение электрона с одним атомом является случайным событием, имеющим определенную вероятность, которую можно характеризовать с помощью величины, называемой *эффективным сечением* рассеяния электрона  $Q$ . Атом рассматривается в виде шара с площадью поперечного сечения  $Q$ , численно равной вероятности столкновения электрона с атомом. Значение величины  $Q$  для одного и того же атома различно для различных процессов, а для упругого рассеяния она выбирается такой, что при попадании в круг площадью  $Q$  электрон отклоняется от первоначального направления движения.

Когда электрон попадает на площадку  $S$  слоя толщиной  $dx$  газа с концентрацией атомов  $n_0$ , в направлении движения электрона находится число атомов, равное  $n_0 S dx$ . При этом сумма поперечных сечений упругих столкновений электрона с атомами газа равна

$$dS = Q n_0 S dx.$$

Отсюда вероятность столкновения электрона с одним из атомов в слое  $dx$  равна

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

Эффективное сечение  $Q$  можно связать с экспериментально определенным *коэффициентом ослабления*  $\mu$  электронного потока в газе. Поскольку ослабление электронного потока происходит за счет его рассеяния при столкновениях с атомами газа, то коэффициент  $\mu$  численно равен коэффициенту рассеяния потока электронов. Последний определяется как число столкновений электрона с атомами на единичной длине в газе. Поэтому при прохождении слоя  $dx$  величина рассеянной плотности потока электронов  $dI$  равна числу столкновений электронов пучка с атомами газа в этом слое :

$$dI(x) = -\mu I(x) dx. \quad (2)$$

Величина рассеянной плотности потока электронов, с другой стороны, определяется вероятностью упругих столкновений (1) :

$$dI(x) = -I(x) dP = -I(x) Q n_0 dx. \quad (3)$$

Сравнивая выражения (2) и (3), получаем

$$\mu = Qn_0.$$

Плотность электронного потока  $I(x)$  после прохождения слоя газа толщиной  $x$  связана с плотностью электронного потока на входе в газ  $I(0)$  соотношением

$$I(x) = I(0) \exp(-\mu x) = I(0) \exp(-Qn_0 x).$$

Отсюда, по данным измерения плотности электронного потока можно вычислить эффективное сечение рассеяния

$$Q = \frac{1}{n_0 x} \ln \frac{I(0)}{I(x)}. \quad (4)$$

Характерный вид зависимости вероятности упругого столкновения (сечения)  $Q$  от скорости электронов ( $\sim \text{эВ}^{\frac{1}{2}}$ ) для различных атомов изображен на Рис.1.

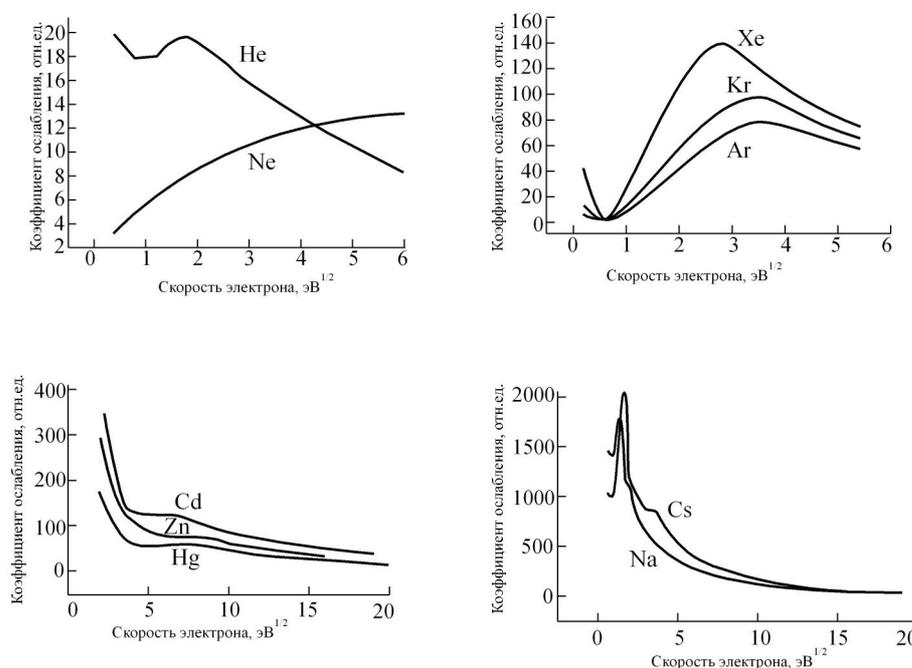


Рис.1 Зависимости эффективных сечений рассеяния от скорости электрона.

Особенностью приведенных зависимостей является большое разнообразие их вида.

## 2. Эксперимент К. Рамзауэра

С точки зрения классической физики, следует ожидать зависимость сечения упругого рассеяния электронов от их скоростей в газе. 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, которое изменяет траекторию дви-

жения электрона. Чем медленнее движутся электроны, тем большее время они находятся в потенциальном поле атома и тем большее изменение направления движения будет происходить. Другими 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. Таким образом, эффективное сечение рассеяния должно монотонно уменьшаться с увеличением скорости налетающих электронов.

Между тем, исследуя в 1921 году прохождение электронного потока очень медленных электронов ( с энергией 0.75 – 1.1 эВ ) в газе аргоне К.Рамзауэр обнаружил, что при уменьшении энергии электронов рассеяние последних очень резко уменьшается. Это физическое явление, когда электроны определенной энергии проходят через газ практически беспрепятственно, получило название *эффекта Рамзауэра*.

Схема экспериментальной установки К.Рамзауэра приведена на Рис.2.

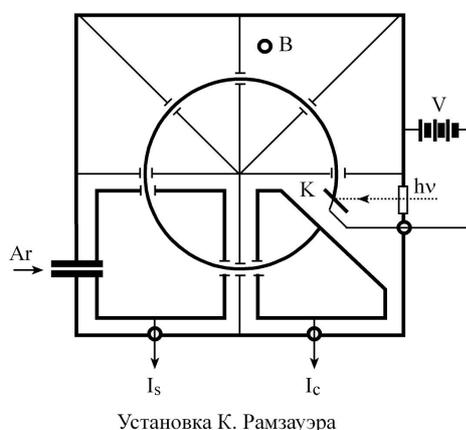


Рис.2. Экспериментальная установка К.Рамзауэра

Объем опытного устройства был откачан до низкого давления, при котором длина свободного пробега электрона была значительно больше размеров аппарата. Рабочая камера ( в левом нижнем углу рисунка ) наполнялась аргонном через капилляр при контролируемом давлении. Источником электронов являлся фотокатод K , освещаемый извне. Электроны очень малой энергии получались соответствующим подбором длины световой волны облучения катода. Электроны ускорялись разностью потенциалов между фотокатодом и первой щелью. Потенциал катода отрицательный, корпус аппарата заземлялся. Для более точного задания энергии электронов использовалось однородное магнитное поле, перпендикулярное плоскости рисунка. Электрон со скоростью  $v$  в однородном магнитном поле  $B$  движется по окружности, радиус  $R$  которой находится из выражения  $m \frac{v^2}{R} = evB$ , а скорость  $v = \frac{e}{m} BR$ . Близкий к моноэнергетическому поток электронов попадает в камеру рассеяния. Электроны, рассеянные на длине примерно в четверть окружности, собираются на ее стенках. Ток их  $I_s$  измеряется гальванометром. Нерассеянные электроны попадают в камеру – коллектор , где измеряется их ток  $I_c$ . Сумма токов  $I_s$  и  $I_c$  есть ток первичного пучка. Коэффициент ослабления

$$\mu = \left(\frac{1}{L}\right) \ln[(I_s + I_c)/I_c], \quad \text{где } L - \text{длина дуги в камере рассеяния. По}$$

измеренной величине  $\mu$  и известной плотности атомов аргона  $n_0$  определялось сечение упругих столкновений  $Q$ . Полученные зависимости эффективных сечений упругих столкновений от скорости электрона для аргона и других тяжелых инертных газов (*Kr, Xe*) представлены на Рис.1.

Обнаруженное К.Рамзауэром явление, противоречащее представлениям классической физики, несколько позже нашло свое объяснение при учете волновой природы электрона.

### 3. Квантово-механическое объяснение эффекта Рамзауэра.

Как известно, в 1924 году Л. де Бройль выдвинул гипотезу, согласно которой каждая материальная элементарная частица обладает волновыми свойствами. В соответствии с этой гипотезой, движущейся частице, обладающей энергией  $E$  и импульсом  $p$ , соответствует волновой процесс, частота которого равна

$$\omega = \frac{E}{h}, \quad \text{а длина волны} \quad \lambda_B = \frac{h}{p}, \quad (5)$$

где  $h$  - постоянная Планка.

В настоящее время в обширной научной и учебной литературе содержится следующее квантово-механическое объяснение эффекта Рамзауэра.

В квантовой механике для определения количества электронов в некотором объеме необходимо ввести предположение о наличии *волны де Бройля*, амплитуда и фаза которой в данный момент времени описывается некоторой комплексной функцией положения  $\psi(x,y,z,t)$ , носящей название *волновой функции*.

Квадрат модуля волновой функции определяет вероятность нахождения электрона в момент времени  $t$  в элементарном объеме  $d\tau$ :

$$[\psi(x, y, z, t)]^2 d\tau.$$

Волновая функция  $\psi(x,y,z,t)$  находится путем решения дифференциального уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{d\psi}{dt} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U\psi \quad (6)$$

где  $U(x,y,z)$  - потенциальная функция поля взаимодействия электрона с окружающими объектами. Уравнение (6) 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 (6) особый интерес представляют волновые функции вида

$$\psi(x,y,z,t) = \psi(x,y,z)\exp(-i\omega t), \quad \omega = \text{const}, \quad (7)$$

где  $\omega$  - круговая частота, описывающая *стационарные состояния* электрона. Волновые функции вида (7) являются решениями уравнения Шредингера (6), если функция  $\psi(x, y, z)$  удовлетворяет уравнению

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0, \quad (8)$$

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 (8) 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.

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

$$\nabla^2 \psi + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi = 0. \quad (9)$$

Сопоставляя (8) и (9), 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

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m(E - U)}}, \quad (10)$$

которая зависит от величины потенциала  $U$ .

В одномерном случае, когда потенциал  $U$  зависит только от одной координаты, т.е.  $U = U(x)$ , уравнение (8) сводится к уравнению в обыкновенных производных:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(x)] \psi = 0, \quad (11)$$

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 качественное представление о многих действительных физических системах.

В области, где  $U(x) = \text{const}$ , общее решение уравнения (11) имеет вид

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

где  $k = \sqrt{2m(E - U)}/\hbar$ ,  $A$  и  $B$  - постоянные. С учетом (7) волновая функция, соответствующая электронному пучку, принимает вид

$$\psi(x, t) = A \exp[i(kx - \omega t)] + B \exp[-i(kx + \omega t)], \quad (12)$$

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 (10), 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 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 (11), будет содержать два слагаемых, первое из которых соответствует падающему потоку электронов, а второе - отраженному от границы раздела двух сред:

$$\psi_1(x) = A_1 \exp(ik_1x) + B_1 \exp(-ik_1x), \quad (13)$$

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 (11) содержит только одно слагаемое, соответствующее прошедшей волне:

$$\psi_2(x) = A_2 \exp(ik_2x), \quad (14)$$

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  $A_2$  определяются из граничных условий, согласно которым волновая функция и ее первая производная непрерывны в точке  $x=0$ :

$$\psi_1(0) = \psi_2(0);$$

$$\frac{d\psi_1}{dx} = \frac{d\psi_2}{dx} \quad \text{при } x = 0, \quad (15)$$

откуда

$$\frac{B_1}{A_1} = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}, \quad \frac{A_2}{A_1} = \frac{2k_1}{k_1 + k_2}. \quad (16)$$

Величины  $\frac{B_1}{A_1}$  и  $\frac{A_2}{A_1}$  представляют собой амплитудные коэффициенты отражения и пропускания электронной волны на границе раздела двух областей, где имеет место скачок потенциала. Из (16) 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.

Свойство частиц отражаться от областей с резким скачком потенциала является чисто квантово-механическим эффектом, вытекающим из волновых свойств материи и не может быть объяснено в классической физике.

Именно данный эффект отражения электронного потока от поверхностей со скачком потенциала и позволяет объяснить эффект Рамзауэра.

Электроны при движении в газе сложным образом взаимодействуют с атомами. Главным фактором, определяющим вероятность столкновения, является потенциальное поле атома, создаваемое входящими в его состав электронами и ядром. Важную роль играет искажение потенциального поля падающими электронами вследствие образования у частицы – мишени наведенного дипольного момента. Поле этого наведенного диполя вызывает добавочное притяжение между электроном и атомом и оказывается решающим для появления эффекта Рамзауэра. Помимо данной поляризационной силы притяжения, существует целый ряд других сил, действующих во время столкновения электрона с нейтральной частицей :

- 1) дополнительная поляризационная сила отталкивания;
- 2) кулоновская сила притяжения между электроном и атомным ядром;
- 3) сила отталкивания от экранирующих ядро атомных электронов;
- 4) короткодействующая обменная сила отталкивания, обусловленная принципом Паули для частиц с одинаковыми спинами: эта сила препятствует пространственному перекрыванию электронных оболочек частиц-мишеней и свободного электрона;
- 5) другие силы притяжения, вызванные, например, собственным дипольным моментом полярных молекул или индуцированным квадрупольным моментом.

Результирующее в результате всех перечисленных взаимодействий потенциальное поле можно приближенно представить как трехмерную потенциальную яму со стенками различной крутизны. Однако, точное квантово-механическое рассмотрение эффекта Рамзауэра с использованием модели трехмерной сферической потенциальной ямы является достаточно сложным. Обычно ограничиваются описанием данного явления на основе модели одномерной прямоугольной потенциальной ямы, что позволяет, тем не менее, выяснить его основные черты и получить приближенные количественные соотношения.

Схематично потенциальная яма вместе с изображением атома-мишени приведена на Рис.3.

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 наиболее ярко выражен у ксенона.

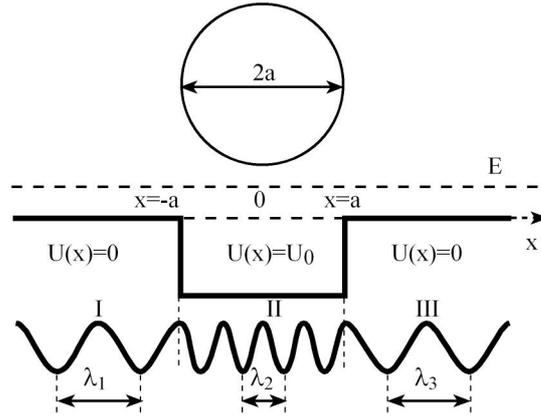


Рис.3. Распределение потенциала  $U(x)$  и решение уравнения (11) в виде волн с разной длиной волны в области атома-мишени диаметром  $2a$  (одномерная модель)

Рассмотрим одномерную прямоугольную потенциальную яму глубиной  $U_0$  и шириной  $2a$  (Рис.3). Для одномерной потенциальной ямы имеем:

$$U_1 = 0, \text{ если } x < -a ;$$

$$U(x) = U_2 = -U_0, \text{ если } -a \leq x \leq a ;$$

$$U_3 = 0, \text{ если } x > a .$$

В области I решение уравнения (11) имеет вид :

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

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 (11) 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 (16) найти амплитуды прошедшей через переднюю границу потенциальной ямы и отраженной от нее элек-

тронных 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:

$$\frac{B_2}{A_2} = \frac{k_2 - k_3}{k_2 + k_3} = \frac{k_2 - k_1}{k_2 + k_1},$$

$$\frac{A_3}{A_2} = \frac{2k_2}{k_2 + k_3} = \frac{2k_2}{k_2 + k_1}. \quad (17)$$

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:

$$4a = \lambda_2 = 2\pi\sqrt{h^2 / 2m(E_0 + U_0)}, \quad (18)$$

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.

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

$$4a = \frac{3}{2}\lambda_2 = \frac{3}{2}2\pi\sqrt{h^2 / 2m(E_1 + U_0)}, \quad (19)$$

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.

Величины  $E_0$  и  $E_1$ , входящие в выражения (18), (19), являются измеряемыми. Поэтому экспериментально определенные значения  $E_0$  и  $E_1$  позволяют оценить параметры потенциальной ямы согласно приведенным ниже выражениям, легко получаемым из соотношений (18), (19):

$$U_0 = 0.8E_1 - 1.8E_0, \quad (20)$$

$$2a = \pi\sqrt{h^2 / 1.6m(E_1 - E_0)}. \quad (21)$$

Более адекватно отражает существо явления модель трехмерной потенциальной ямы. Электроны, пролетающие мимо атома с заданной скоростью, испытывают рассеяние, зависящее от прицельного расстояния. В квантовой механике одновременное задание скорости и прицельного расстояния не возможно в связи с соотношением неопределенностей. Значит, решая задачу при фиксированной начальной скорости (кинетической энергии электронов), приходится допускать широкий спектр величин прицельного параметра и момента количества движения  $L$ . Возможные значения момента определяются орбитальным квантовым числом  $l$ :  $L = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ , а соответствующие им собственные функции про-

порциональны полиномам Лежандра  $P_l(\cos\theta)$ . Поэтому волновую функцию представляют в виде разложения по указанным полиномам. При малых скоростях, когда наблюдается эффект Рамзауэра, в ее разложении обычно существен только первый член с  $l=0$ , определяющий изотропное рассеяние. Уменьшение эффективного сечения рассеяния связывают с условиями, при которых сдвиг фазы нулевой гармоники в области взаимодействия отличается на  $\pi$  от сдвига фазы при отсутствии взаимодействия. Волновая функция вдали от атома такая же, как и при отсутствии взаимодействия, и, следовательно, амплитуда рассеяния, соответствующая нулевой гармонике, обращается в нуль. Гармоники с  $l=0$  дают малый вклад в сечение рассеяния, что и приводит к глубокому минимуму сечения при  $E = E_0$ .

Аналогичный эффект, в принципе, должен наблюдаться и при больших скоростях, при которых сдвиг фаз в области взаимодействия равен целому кратному  $\pi$ . Однако соответствующие минимумы сглаживаются, поскольку с увеличением скорости возрастает влияние гармоник с  $l>0$ .

#### 4. Роль эффекта Рамзауэра в различных областях науки и техники.

Эффект Рамзауэра, как физическое явление, играет важную роль в различных областях науки и техники. В фундаментальной науке результаты экспериментальных исследований К. Рамзауэра послужили одним из первых и главных подтверждений гипотезы де Бройля о корпускулярно-волновой природе элементарных частиц. Позднее эффект Рамзауэра наблюдался при экспериментальном изучении процесса упругого рассеяния нейтронов на атомах, где также наблюдался глубокий минимум на кривой зависимости сечения рассеяния от энергии налетающих частиц в определенном энергетическом интервале (Рис.4).

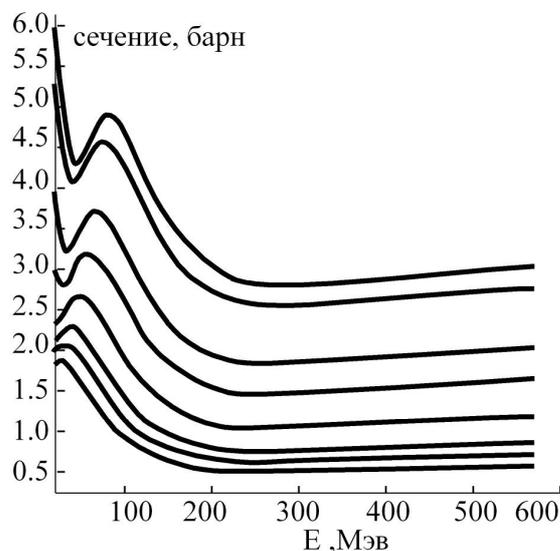


Рис.4. Сечение рассеяния нейтронов на тяжелых ядрах.

$$(1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2)$$

В присутствии эффекта Рамзауэра наблюдается своеобразие процессов переноса в плазме (электропроводность, диффузия). Данный эффект существенно влияет на процесс формирования электронного энергетического спектра плазмы. Так, в частности, установлено, что уменьшение эффективного сечения рассеяния при малых энергиях приводит к понижению « хвоста » функции распределения в области более высоких энергий. Наконец, следует отметить обнаруженное сильное влияние эффекта Рамзауэра на процесс контракции (сжатия) сильноточных дуговых разрядов, приводящее к значительному ослаблению этого процесса. Контракцию часто рассматривают как негативное явление, которое ограничивает практическое использование газовых разрядов. С другой стороны, именно контракция разряда может быть необходимым условием для возможности использования дуговых разрядов.

## 5. Экспериментальная схема лабораторной работы. Методика измерений

В настоящей работе экспериментальное изучение процесса рассеяния на атомах газа электронов при их дрейфе в электрическом поле основано на получении вольт-амперной характеристики несамостоятельного тока между катодом и анодом специального разрядного промежутка. Это обусловлено тем, что вид исследуемой ВАХ определяется характером зависимости эффективного сечения упругого рассеяния электронов атомом  $Q(E)$  от энергии налетающих электронов  $E$ . Это легко показать с помощью стандартных рассуждений.

Будем считать, что напряженность поля между катодом и анодом мала, и ионизация газа не происходит. Напряжение между катодом и анодом обозначим  $V$ , а протекающий ток –  $I$ .

Используем формулу для плотности тока проводимости в газе

$$j = \sigma W = \frac{e^2 n_e}{m \nu_m} W,$$

где  $\sigma$  - проводимость,  $e, m$  - заряд и масса электрона, соответственно,  $n_e$  - концентрация электронов,  $\nu_m$  - частота соударений электрона с атомами,  $W$  - напряженность поля в газе. Отсюда электрический ток равен

$$I = jS,$$

где  $S$  - площадь сечения токопроводящего канала. Частота соударений электронов равна

$$\nu_m = n_a Q(v) \bar{v}_e,$$

где  $n_a$  - плотность атомов газа,  $\bar{v}_e = \sqrt{\frac{2\bar{E}}{m}}$  - средняя скорость электронов,  $\bar{E}$  - среднее значение энергии электронов. Предположим также, что имеет место

соотношение  $\bar{E} [\text{эВ}] = eV$ . Считаем электрическое поле между катодом и анодом однородным, то есть

$$W = \frac{V}{d},$$

где  $d$  - межэлектродное расстояние.

Согласно сказанному ранее, имеем выражение для силы тока  $I$ :

$$I = jS = \frac{e^2 n_e W}{m v_m} S = \frac{e^2 n_e V S}{m d n_a Q(eV) \sqrt{\frac{2eV}{m}}}.$$

Отсюда, запишем выражение для отношения электронных токов  $I$  и  $I_0$  для двух анодных напряжений  $V$  и  $V_0$ :

$$\frac{I(V)}{I_0(V_0)} = \frac{Q(eV_0)}{Q(eV)} \sqrt{\frac{eV}{eV_0}} = C \frac{\sqrt{eV}}{Q(eV)},$$

где  $C = \frac{Q(eV_0)}{\sqrt{eV_0}}$  - константа, которая может быть найдена методом привязки.

Для этого используется значение сечения  $Q_x$  для некоторой (произвольной) величины  $eV_x$ , взятой из эталонной кривой  $Q(eV)$  на Рис. 5.

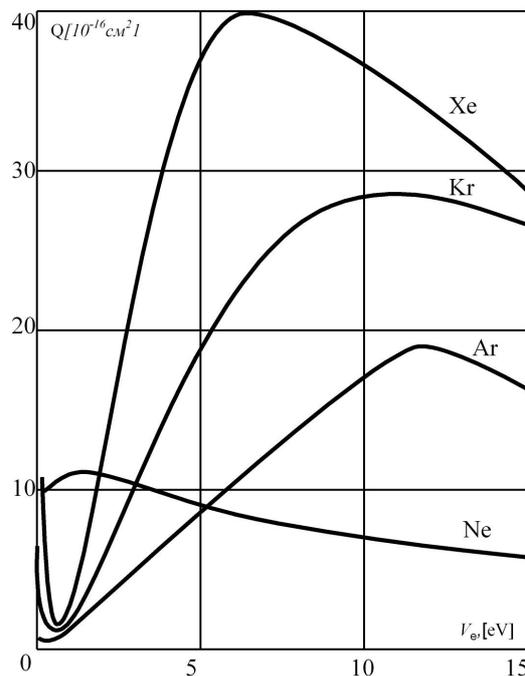


Рис.5 Эталонный график  $Q(eV)$  для инертных газов

В итоге, по экспериментально полученной вольт-амперной характеристике данного разряда можно найти искомую зависимость  $Q(eV)$ :

$$Q(eV) = C \frac{\sqrt{eV}}{I(V)/I_0(V_0)}.$$

Ранее в работе Kukolich S.G. впервые было очень удачно предложено использовать в качестве разрядного промежутка стандартную радиолампу -

тиратрон (например, типа  $TГЗ-0.1/0.3$ ), заполненный ксеноном при низком давлении. Суть конструкции такого тиратрона приводится в литературе и представлена на Рис.6.

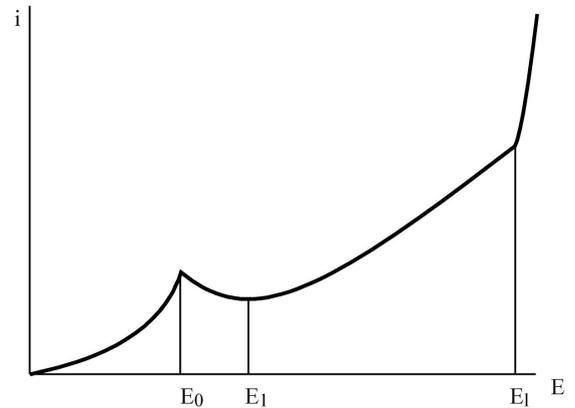
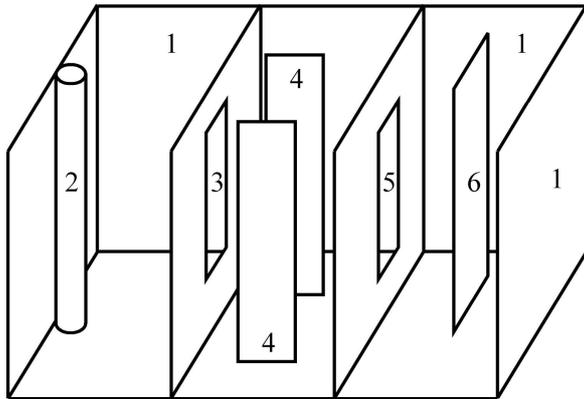


Рис.6. Схематическая конструкция тиратрона      Рис.7. Характерный вид ВАХ тиратрона

В тиратроне  $TГЗ-0.1/0.3$ , катод 2 и анод 6 помещены внутрь первой сетки, имеющей вид коробки 1 с перегородками, в которых проделаны щели 3 и 5, параллельные катоду и аноду. Вторая сетка – две параллельные пластины 4 – помещена за щелью 3 первой сетки. Если обе сетки соединить, а между катодом и сетками приложить ускоряющее напряжение, величина которого меньше первого потенциала возбуждения ксенона, то ускоренные электроны, пройдя щель 3, далее в пространстве между второй сеткой 4 и щелью 5 движутся с постоянной скоростью и попадают на анод 6. На всем пути электроны испытывают упругие столкновения с атомами ксенона. Чем больше эффективное сечение рассеяния  $Q(eV)$ , тем меньше анодный ток, поскольку рассеянные электроны попадают на сетки и поглощаются ими. Изменяя ускоряющее напряжение  $V$ , можно по точкам построить вольт-амперную характеристику, вид которой качественно представлен на Рис.7. Данная ВАХ, согласно выражению (4), представляет собой обратную зависимость для функции  $Q(eV)$ . Очевидно, что максимум тока при энергии электронов  $E_0$  соответствует рамзауэровскому минимуму сечения рассеяния, а минимум тока при  $E_1$  – максимуму значения этого сечения ( $E_i$  – энергия ионизации).

В настоящей работе эффект Рамзауэра наблюдался в тиратроне  $TГЗ-0.1/0.3$ , имеющем подогревный катод, анод и две сетки между анодом и катодом и наполненным ксеноном при давлении 1 Тор. Использовалась экспериментальная установка, аналогичная приведенной в работе Перскалькиса, блок-схема которой показана на Рис.8.

Накал катода осуществляется с помощью переменного напряжения, подаваемого от источника напряжения УИП-1. Анодное напряжение, изменяющееся в пределах от 0 до 10 В, подается от источника напряжений Б5 – 30 и измеряется вольтметром V. Ток I в цепи анод – катод измеряется микро-

амперметром. Номиналы сопротивлений в анодной и сеточной цепях указаны на блок – схеме экспериментальной системы.

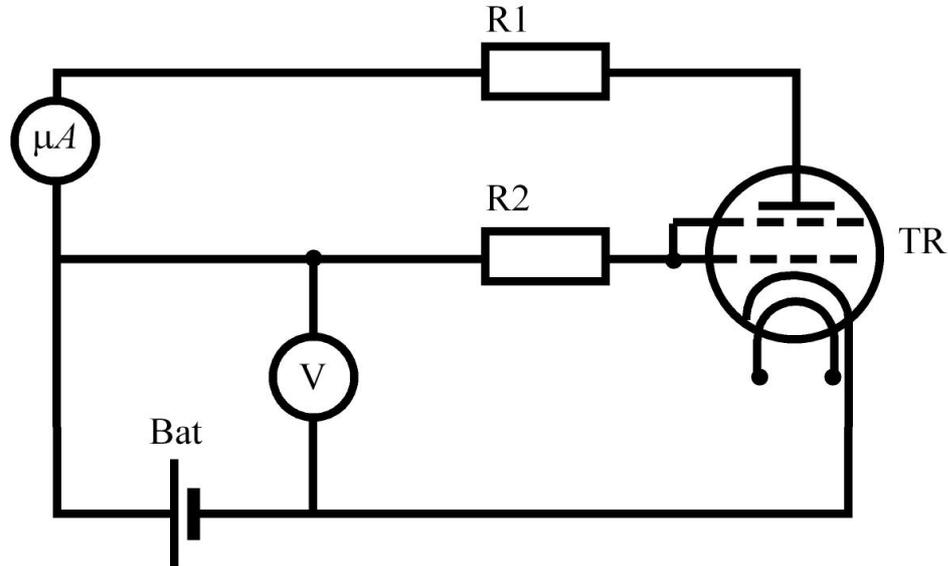


Рис.8. Блок – схема экспериментальной установки.  $R1 = 97 \text{ кОм}$  ;  
 $R2 = 700 \text{ Ом}$ .

## 6. Порядок проведения эксперимента. Задание.

Перед началом эксперимента необходимо подготовить установку к включению. Для этого переключатель источника анодного напряжения поставить в нулевое положение. Концы проводов, питающих накал катода тиратрона, подсоединить к клеммам 6.3 В на панели УИП-1. Переключатель диапазонов измерения микроамперметра поставить в положение 100 мкА. Включить источник напряжения УИП-1. Прогреть катод тиратрона 3-4 минуты. Произвести измерение вольт-амперной характеристики тиратрона (ВАХ). Для этого анодное напряжение увеличивать плавно от 0 до 10 В. В процессе измерений чувствительность микроамперметра необходимо менять.

По окончании этой части эксперимента уменьшить анодное напряжение до нуля. Переставить концы проводов, питающих накал катода тиратрона, на клеммы 5 В. Дать прогреться системе и вновь провести измерение ВАХ. Аналогично провести измерения для накала 4 В.

Характерные кривые зависимости анодного тока  $I$  от анодного напряжения  $V$  при разных напряжениях накала  $V_n$  показаны на Рис.9.

Необходимо отметить, что в процессе измерений проявляются аппаратные эффекты, в некоторой степени искажающие истинные значения параметров изучаемого эффекта Рамзауэра.

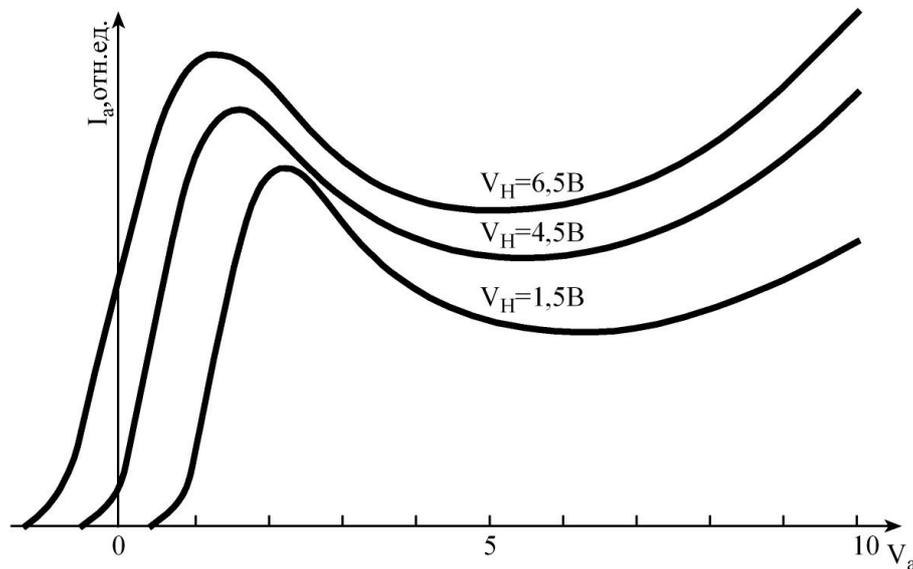


Рис.9. Зависимость анодного тока  $I_a$  от анодного напряжения  $V_a$  при разных напряжениях накала катода  $V_H$ .

Первый эффект заключается в том, что при изменении напряжения накала катода в пределах  $V_H = (4 - 6.3)$  В наблюдается существенное изменение глубины рамзауэровского минимума на кривой  $Q(eV)$ . Этот аппаратный эффект обусловлен явлением возникновения « виртуального катода » перед реальным катодом при повышенном накале катода ( $\sim 6.3$  В), когда облако эмиттированных электронов, медленно « рассасывающееся » при малых анодных напряжениях ( $\sim 1$  В), затрудняет эмиссию с катода новых поколений электронов. Последнее уменьшает анодный ток и выглядит как ложный результат увеличения эффективного сечения рассеяния в области рамзауэровского минимума.

Второй аппаратный эффект возникает в результате появления паразитной « контактной разности потенциалов »  $\Delta V$  между закороченными сетками и анодом тиратрона. При этом на границе контакта металлов образуется скачок потенциала, равный разности ( $F_1 - F_2$ ) фермиевских уровней обоих металлов до возникновения контакта, препятствующий преобладающему переходу электронов проводимости из одного тела в другое, а между их свободными поверхностями возникает контактная разность потенциалов, равная

разности работ выхода электронов из этих металлов, то есть  $U_{21}^k = \varphi_1 - \varphi_2$ . Согласно работе Kukulich S.G., для используемого тиратрона  $\Delta V = 0.4B$ , поэтому из полученных экспериментально значений  $E_0$  и  $E_1$  необходимо вычесть эту величину, чтобы получить истинные значения энергий электронов, при которых имеет место рамзауэровский минимум и сечение рассеяния становится максимальным.

## 7. Обработка экспериментальных результатов

1. Построить графики зависимости тока от напряжения  $V$  для трех напряжений накала катода 6.3 В, 5 В и 4 В.

2. Рассчитать константу аппроксимации для каждой ВАХ. Константа  $C$  находится по формуле  $C = \frac{Q(eV_0)}{\sqrt{eV_0}}$  здесь  $Q(eV_0)$  – значение сечения рассеяния

электронов при энергии  $eV_0$ . Оно находится с помощью эталонного графика на Рис.5. В данной работе рекомендуется взять  $eV_0$  равным 3 эВ.

3. Используя найденную константу  $C$ , рассчитать зависимость сечения рассеяния  $Q(eV)$ . Построить графики зависимости  $Q(eV)$  для трех различных напряжений накала катода тиратрона. Выбрать масштаб графиков так, чтобы их можно было сравнить с эталонным на Рис.5 путем наложения графиков. Проанализировать влияние величины напряжения накала на ход зависимости  $Q(eV)$ .

4. Рассчитать приближенные параметры потенциальной ямы атома ксенона – глубину ямы  $U_0$  и ее ширину  $2a$  (характерный размер атома ксенона). В данном расчете учесть присутствие контактной разности потенциалов.

## 8. Контрольные вопросы

1. Какова физическая сущность эффекта Рамзауэра?
2. Вследствие чего возникает потенциальная яма атома – мишени, приводящая к его взаимодействию с налетающим электроном?
3. Объяснение эффекта Рамзауэра на модели одномерной потенциальной ямы. Каково условие отсутствия упругого рассеяния электронов?
4. Получить приближенное соотношение, связывающее глубину потенциальной ямы  $U_0$  с энергиями минимального и максимального рассеяния электронов  $E_0$  и  $E_1$ .
5. Объяснить особенности вольт-амперной характеристики тиратрона, связанные с эффектом Рамзауэра.
6. Рассказать об экспериментальной установке, использованной К.Рамзауэром.
7. Объяснить сущность метода исследования эффекта Рамзауэра с ис-

пользованием тиратрона.

8. Каков физический смысл выражений Л. де Бройля ?
9. Как объяснить наличие на вольт-амперной характеристике только одного максимума тока, протекающего через тиратрон ?
10. Каковы принципиальные физические отличия описания эффекта Рамзауэра с помощью моделей одномерной и трехмерной потенциальных ям атома – мишени ?
11. В чем принципиальное отличие квантового способа описания упругого рассеяния электронов на атомах от классического ?
12. В каких физических процессах и явлениях и технических приложениях проявляется эффект Рамзауэра ?
13. Почему показания вольтметра в методике изучения эффекта Рамзауэра, использующей тиратрон, не дают истинного значения ускоряющего электроны напряжения ?

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. М. 1969.
2. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М. Мир. 1977.
3. Kukolich S.G. // Amer.Journ.Phys., v.36, № 8, 1968, p.701.
4. Перкальскис Б.Ш. // УФН, т.105, в.4, 1971, с.735.
5. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. М., Наука, 1971.
6. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М. Наука. 1992.
7. Шкаровский И., Джонстон Т., Бачинский М. Кинетика частиц плазмы. М. Атомиздат. 1965.
8. Девятов А.М., Шибков В.М. Элементарные процессы в ионизованном газе. М. Физ.ф-т.МГУ. 1999.
9. Хастед Д. Физика атомных столкновений. М. Мир. 1965.
10. Булкин П.С., Солнцев Г.С., Цветкова Л.И. Эффективное сечение упругих ударов электронов с атомами и эффект Рамзауэра // Учебный эксперимент в высшей школе. №2, 2005, с.46 – 50.
11. Практикум по атомной физике. Под редакцией Л.И.Киселевского. Мн.: Университетское. 1989.
12. Игошин Ф.Ф., Ципенюк Ю.М. Изучение эффекта Рамзауэра в студенческом лабораторном практикуме // Физическое образование в вузах. т.6, №4. 2000, с.42 – 48.
13. Gowda R.S., Suryanarayana S.V., Ganesan S. The Ramsauer model for the total cross sections of neutron nucleus scattering // arXiv: nucl – th / 0506004 v1 2 Jun 2005, p.1 – 3.
14. Порицкий П.В. Влияние примесей меди на свойства плазмы и контракцию дугового разряда высокого давления // ФИП, 2005, т.3, № 1 – 2, с.30 – 36.