

Федеральное агентство по образованию  
ГОУ ВПО «Уральский государственный технический университет – УПИ»

## **ЭФФЕКТ РАМЗАУЭРА**

Методические указания к лабораторному практикуму  
по курсу «Атомная физика»  
для студентов дневной формы обучения  
физико-технического факультета

1,0 уч.-изд. л.

1,04 усл. печ. л.

Екатеринбург  
2007

20.06.2007

УДК 537.533.74

Составители: О.В. Денисова, А.В. Чукин, А.Ю. Денисов

Научный редактор: д-р физ.-мат. наук А.Н. Кислов

**ЭФФЕКТ РАМЗАУЭРА:** методические указания к лабораторному практикуму по курсу «Атомная физика» для студентов дневной формы обучения физико-технического факультета / О.В. Денисова, А.В. Чукин, А.Ю. Денисов. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2007, 23с.

Методические указания предназначены для использования студентами всех специальностей физико-технического факультета при выполнении лабораторных работ в рамках практикума «Атомная физика». Студенты знакомятся с особенностями упругого рассеяния электронов на атомах газа. Расширяют свои представления о корпускулярно волновом дуализме вещества. Изучают квантовую природу эффекта Рамзауэра. Экспериментально определяют критические значения энергии электронов, соответствующих максимуму и минимуму «прозрачности» ксенона. Оценивают размер электронной оболочки атома ксенона и глубину потенциальной ямы.

Приведены порядок выполнения работы и вопросы для самоконтроля.

Библиогр.: 6. Рис.7.

Подготовлено кафедрой «Теоретическая физика и прикладная математика»

## ВВЕДЕНИЕ

При прохождении электронов через газ происходит ослабление пучка вследствие рассеяния электронов на атомах газа. Классическая теория рассеяния утверждает, что при прохождении через газовую среду электроны испытывают столкновения с атомами газа, которые приводят к изменению направления движения электронов и рассеянию электронного потока. Таким образом, если по каким-то причинам скорость электрона уменьшилась, то это должно приводить к увеличению времени взаимодействия электрона с атомом и увеличению рассеяния, т.е. к ослаблению электронного потока.

Однако в 1921 г., исследуя прохождение медленных электронов (с энергией от 0,75 до 1,1 эВ) через аргон, немецкий физик К. Рамзауэр обнаружил, что при определенной скорости движения электронов рассеяние потока уменьшается, и электроны проходят через газ практически беспрепятственно. В дальнейшем было исследовано большое количество газов и паров для широкого интервала скоростей электронов. Характерной чертой поведения упругого рассеяния электронов, свойственной атомам всех инертных газов, являлось, вопреки классическим представлениям, уменьшение рассеяния при уменьшении энергии электронов и почти полное его исчезновение при энергиях электронов, порядка 1 эВ. Эффект упругого рассеяния электронов на атомах инертного газа, когда при определенной энергии электронов газ для них становится «прозрачным», носит название эффекта Рамзауэра. Эффект Рамзауэра интересен тем, что он имеет чисто квантово-механическую природу. Его нельзя объяснить, основываясь на классических представлениях об электроне как о частице. Изучению этого эффекта и посвящена данная лабораторная работа.

Цель работы: наблюдение и изучение волновых свойств электронов в эксперименте по их рассеянию на атомах инертного газа (ксенона); экспериментальное определение эффективного размера атома ксенона и глубины его потенциальной ямы.

## КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РАССЕЙЯНИЯ

При прохождении потока электронов через вещество наблюдается его ослабление, что может быть обусловлено двумя причинами: упругими и неупругими столкновениями электронов с атомами газа.

В результате неупругих столкновений с атомами газа электроны теряют свою энергию, отдавая её на возбуждение или ионизацию атома (опыты Франка-Герца, газоразрядные лампы), что и приводит к ослаблению электронного тока.

В результате упругих столкновений, происходящих без изменения внутренней энергии сталкивающихся частиц, электрон резко меняет направление своего первоначального движения. В результате он выбывает из пучка, рассеивается, что также приводит к ослаблению электронного потока в веществе.

Характер взаимодействия электронов с веществом зависит от типа атомов и энергии летящего электрона. Для осуществления неупругих соударений необходимо, чтобы электроны имели достаточную энергию для возбуждения или ионизации атомов, как правило, это десятки-сотни эВ, поэтому такие электроны называют «быстрыми». Упругие столкновения проявляются при наличии электронов с кинетической энергией порядка единиц эВ, такие электроны называют «медленными». Следует отметить, что кинетическая энергия «медленных» электронов при соударении с атомом все же может измениться, однако, это изменение будет весьма незначительным, поскольку масса электрона во много раз меньше массы атома. Эффект Рамзауэра возникает при прохождении «медленных» электронов через инертные газы.

В классической теории рассеяния летящий электрон рассматривается как классическая частица. Рассеяние электрона, изменение направления его движения можно объяснить следующим образом. 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 сильнее должны рассеиваться.

По мере роста кинетической энергии (скорости) электронов, ослабление их потока в веществе или вероятность рассеяния должна была бы монотонно уменьшаться. Однако, в экспериментах Рамзауэра по прохождению электронов с энергиями меньше 16 эВ через аргон, было обнаружено качественно иное поведение (рис. 1).

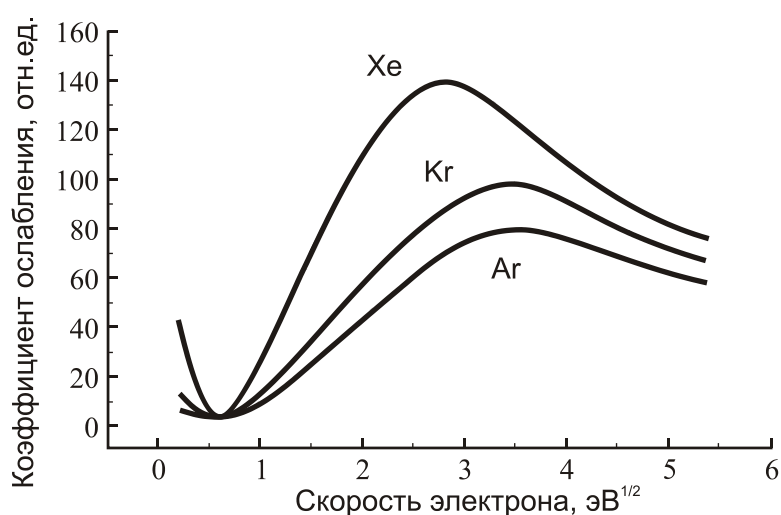


Рис. 1. Коэффициент ослабления электронного пучка, прошедшего через атомарный газ

Как видно из рис. 1, график имеет особенности при энергиях электронов порядка 1 эВ. В этой области рассеяние электронов практически исчезает, т.е. они проходят через газ так, как если бы атомов на их пути не было, газ для них практически прозрачен.

Экспериментальные кривые, полученные при изучении рассеяния электронов на других инертных газах, показали аналогичные зависимости (рис. 1), необъяснимые с классической точки зрения. Для объяснения этих опытов пришлось учитывать волновую природу электрона и обращаться к вычислительному аппарату квантовой механики.

# КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЭФФЕКТА РАМЗАУЭРА

## *Волны и частицы*

Согласно представлениям классической физики, движение частиц и распространение волн принципиально отличаются. Так частица, это объект, локализованный в определенной области пространства, обладающий определенной скоростью и движущийся по законам Ньютона. Эту частицу можно выделить среди других частиц и проследить за её движением по вполне определенной траектории.

В классической физике волна – это распространяющиеся в пространстве колебания материи (волны на поверхности воды, упругие волны в веществе – колебания составляющих его частиц и т.д.). Кроме того, существуют и электромагнитные волны, подчиняющиеся не законам механики Ньютона, а уравнениям Максвелла. Однако какова бы ни была природа волн, их распространение следует одинаковым законам и их объединяет возможность участия в процессах интерференции и дифракции.

Квантовая механика устранила абсолютную грань между частицами и волнами. Основным положением квантовой механики является корпускулярно-волновой дуализм, присущий всем объектам, но особенно проявляющийся в мире микрочастиц (фотоны, электроны и т.д.). Таким образом, не только фотон, но и обычные с классической точки зрения частицы, такие как электроны, обладают волновыми свойствами. В пользу корпускулярно-волновой природы электрона говорит множество опытов: с одной стороны движение в камере Вильсона по вполне определенной траектории, с другой – интерференция электронных пучков в кристаллах (опыты К. Дэвисона).

Наглядное представление объекта, обладающего одновременно волновыми и корпускулярными свойствами, вызывает определенные сложности. Свойства микрочастиц настолько своеобразны, поведение их в такой степени не похоже на поведение макроскопических тел, что мы не можем подобрать подходящие образы для их описания. Тем не менее, мы

вынуждены для описания одних и тех же объектов пользоваться и волновой и корпускулярной картинами, при этом у нас нет основания приписывать им все свойства частиц или все свойства волн.

Луи де-Бройль (1924 г.), высказавший предположение о том, что корпускулярно-волновой дуализм присущ всем материальным частицам, сформулировал правила перехода от одной картины к другой.

Так электрону с массой  $m$ , движущемуся в отсутствии поля, в корпускулярной теории мы приписываем энергию  $E$  и импульс  $\vec{p}$ . В волновой картине мы имеем дело с частотой  $\omega$  и длиной волны  $\lambda$ . Так как обе эти картины характеризуют один и тот же объект – электрон, то связь между ними устанавливается следующими соотношениями:

$$E = \hbar\omega, \quad |\vec{k}| = 2\pi/\lambda, \quad \vec{p} = \hbar\vec{k}, \quad (1)$$

где  $\hbar$  – постоянная Планка,  $\vec{k}$  – волновой вектор.

Таким образом, свободному электрону можно поставить в соответствие плоскую волну де-Бройля:

$$\psi(\vec{r}, t) = A \exp(i \cdot (\vec{k}\vec{r} - \omega t)) \quad (2)$$

с длиной волны  $\lambda = 2\pi\hbar/\sqrt{2mE}$  и волновым вектором  $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$ .

Интерпретация волн де-Бройля принадлежит М. Борну, предположившему, что волновым законам подчиняется волновая функция  $\psi(\vec{r}, t)$ , описывающая состояние частицы.

Волновая функция имеет статистическое толкование – квадрат её модуля определяет вероятность нахождения частицы в различных точках пространства в различные моменты времени. Например, волновая функция свободной частицы является плоской волной де-Бройля при этом  $|\psi|^2 = const$ . Связывая с электроном плоскую волну, не надо буквально понимать, что электрон «размазан» по огромной области. В действительности, он может выступать как точечный объект, а вероятность обнаружить его в любой точке пространства одинакова. Предложенное Борном толкование волн де-Бройля исключает их понимание как классических волн материи.

## Уравнение Шредингера

Пусть  $\psi^*(x, y, z, t)$  – волновая функция частицы в поле с потенциальной энергией  $U(x, y, z)$ . Для нахождения волновой функции необходимо решить дифференциальное уравнение в частных производных – уравнение Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi^*}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi^* + U \psi^*, \quad (3)$$

где  $\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  – оператор Лапласа.

Уравнение (3) при заданной потенциальной энергии имеет множество решений, соответствующих множеству возможных начальных состояний частицы, однако при заданных начальных и краевых условиях волновая функция определяется однозначно.

Среди множества решений уравнения (3) представляют интерес так называемые стационарные решения, т.е. волновые функции вида:

$$\psi^*(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \exp(-i\omega t), \quad (4)$$

где  $E = \hbar\omega = const$ .

Таким образом, в стационарных состояниях ( $E = const$ ) зависимость волновой функции от времени сводится к наличию гармонического комплексного множителя  $\exp(-i\omega t)$ . В то время как координатная часть волновой функции  $\psi(x, y, z)$  должна удовлетворять стационарному уравнению Шредингера:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (5)$$

Решением стационарного уравнения Шредингера (5) позволяет найти волновую функцию  $\psi_n(x, y, z)$ , определяющую вероятность местоположения частицы в стационарных состояниях и значения полной энергии частицы  $E_n$ , в этих состояниях. Причем, в стационарных состояниях, экспериментально наблюдаемые физические величины (например, плотность тока электронов) не изменяются с течением времени.



## *Прохождение электрона над потенциальной ямой*

Пусть электрон рассеивается на атоме с эффективным размером  $l$ . Вне атома потенциальная энергия налетающего электрона  $U(x,y,z)$  равна нулю, внутри атома она отлична от нуля.

Задача о рассеянии электрона на сферической потенциальной яме достаточно громоздка, поэтому для качественного рассмотрения вопроса можно ограничиться более грубой моделью: рассеянием электрона на одномерной потенциальной яме конечной глубины  $U_0$  и шириной  $l$ . Форму реального потенциала для количественных оценок можно считать прямоугольной (рис. 2). Несмотря на использование упрощенной модели, сохраняются все основные черты рассматриваемого явления.

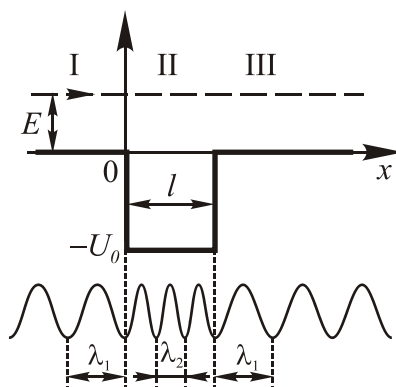


Рис. 2. Потенциальная модель для электрона, рассеивающегося на атоме

Решение задачи о прохождении частицы над прямоугольной потенциальной ямой можно найти во многих учебниках, поэтому далее громоздкие выкладки будут опущены.

Стационарное уравнение Шредингера для данного потенциала (рис. 2) примет вид:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0, \quad \text{где } k^2 = \begin{cases} k_1^2 = 2mE / \hbar^2 & \text{в области I и III} \\ k_2^2 = 2m(E + U_0) / \hbar^2 & \text{в области II} \end{cases}. \quad (6)$$

Классическая частица, обладая полной энергией превышающей потенциальную  $E > U$ , с единичной вероятностью пройдет над потенциальной ямой, т.е. перейдет из области I в область III.

Существенно меняется ситуация для квантовой частицы в силу её волновой природы. Квантовая частица может отражаться от поверхностей, разделяющих области с резко отличающимися значениями потенциала. Поэтому для квантовой частицы существует возможность не только пройти над ямой, но и отразиться от границы скачка потенциала, т.е. при переходе из области I в II и из II в III. Этот квантово-механический эффект можно легко объяснить на основе представления об электроны как о волне, по аналогии со световой волной, испытывающей частичное преломление и отражение на границе раздела двух сред с различными показателями преломления.

Таким образом, в области I решение уравнения Шредингера (6) будет содержать два слагаемых – падающую волну и отраженную от передней стенки ямы, с амплитудами  $A_1$  и  $B_1$ , соответственно:

$$\psi_1(x) = A_1 \exp(ik_1x) + B_1 \exp(-ik_1x). \quad (7)$$

Знак минус в показателе экспоненты отраженной волны указывает на обратное направление её распространения. В области II решение также содержит два слагаемых – волну, прошедшую через переднюю стенку ямы и отраженную от задней стенки ямы:

$$\psi_2(x) = A_2 \exp(ik_2x) + B_2 \exp(-ik_2x). \quad (8)$$

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

$$\psi_3(x) = A_3 \exp(ik_1x). \quad (9)$$

Коэффициенты  $A$  и  $B$  определяются из условия непрерывности волновой функции и её производной на границах изменения потенциальной энергии, в точках с координатами  $x = 0$ ,  $x = l$ .

Вероятность прохождения электрона над потенциальной ямой определяется коэффициентом прохождения, равным отношению квадратов амплитуд прошедшей и падающей волн:

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} = \left( 1 + \frac{1}{4} \left( \frac{k_1}{k_2} - \frac{k_2}{k_1} \right)^2 \sin^2(k_2l) \right)^{-1}. \quad (10)$$

Видно, что коэффициент прохождения частицы над ямой (10) имеет периодические минимумы и максимумы, в зависимости от соотношения  $k_2 \cdot l$ . В частности, при  $k_2 \cdot l = \pi \cdot n$ , где  $n$  – целое число, коэффициент прохождения равен единице, т.е. отраженная волна отсутствует, и электрон беспрепятственно проходит через атом, что является квантовым аналогом просветления оптики. При соотношениях  $k_2 \cdot l = \pi/2 + \pi \cdot n$  наблюдается максимум отражения электрона.

Таким образом, объяснение эффекта Рамзауэра с квантовой точки зрения не вызывает затруднений. Электрон, попадая в поле действия атомного диполя, дважды частично отражается от стенок потенциальной ямы, образованной этим диполем. При этом отраженные волны могут интерферировать между собой, при подходящих условиях усиливая или ослабляя 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. 1).

Вероятность прохождения или отражения электрона определяется характеристиками атома – глубиной  $U_0$  и шириной  $l$  потенциальной ямы, так и волновым вектором (фактически энергией  $E$ , см. (6)) самого налетающего электрона.

Так, например, первый максимум прохождения будет наблюдаться при следующем значении полной энергии электрона  $E_1$ :

$$k_2 l = \sqrt{\frac{2m(E_1 + U_0)}{\hbar^2}} \cdot l = \pi. \quad (11)$$

Первый минимум прохождения, соответствующий максимальному рассеянию, будет достигнут при значении энергии  $E_2$ :

$$k_2 l = \sqrt{\frac{2m(E_2 + U_0)}{\hbar^2}} \cdot l = \pi/2. \quad (12)$$

Решая уравнения (11) и (12) совместно, можно рассчитать характерный размер атома  $l$ , в зависимости от экспериментально измеряемых значений энергии электронов  $E_1$  и  $E_2$ :

$$l = \frac{h\sqrt{5}}{\sqrt{32m(E_2 - E_1)}}. \quad (13)$$

Кроме того, можно экспериментально определить глубину потенциальной ямы атома:

$$U_0 = \frac{4}{5}E_2 - \frac{9}{5}E_1. \quad (14)$$

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА РАМЗАУЭРА

### *Принципиальная схема установки*

Предположим теперь, что пучок электронов, вылетая из катода  $K$  (рис. 3), проходит ускоряющую разность потенциалов  $V$ , приложенную между катодом и электродом  $\mathcal{E}$ , и приобретает при этом энергию  $E = mv^2/2 = eV$ . При прохождении через газ часть электронов рассеивается на атомах, уходит в сторону и собирается коллектором  $KЛ$ , а прошедшие без рассеяния электроны попадают на анод  $A$  и создают анодный ток  $I_a$ .

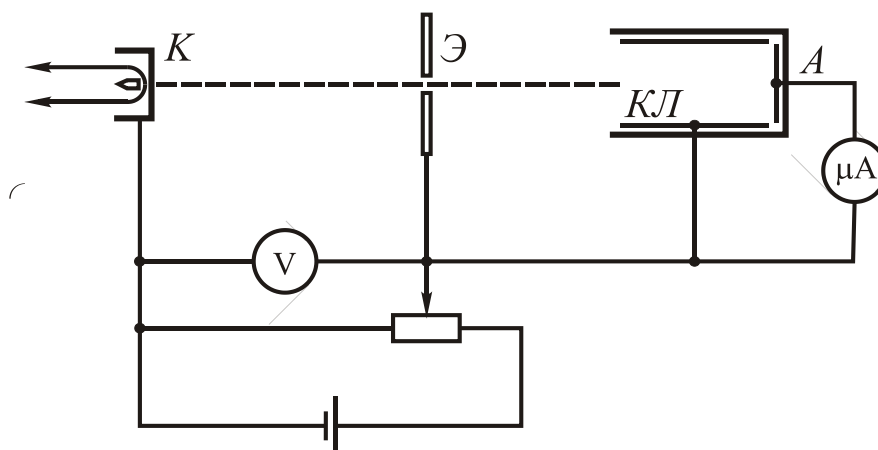


Рис. 3. Схема установки для наблюдения эффекта Рамзауэра

Поскольку ток  $I_a$  пропорционален числу прошедших электронов, то он непосредственно характеризует проницаемость газа для электронного пучка. При этом мы можем менять скорость движения электронов, регулируя приложенную разность потенциалов  $V$ . Согласно классическим

представлениям с ростом напряжения рассеяние должно уменьшаться и ток должен монотонно возрастать. С точки зрения квантовой теории газ будет прозрачен для электронов только при определенных значениях энергии, соответствующих условиям интерференционных максимумов. Энергии, при которых наблюдаются интерференционные минимумы, соответствуют состояниям, когда газ представляет для электронов непрозрачную среду, в которой рассеяние велико.

### Описание эксперимента

Рассеяние электронов в работе исследуется при помощи тиратрона – электронной лампы, заполненной разреженным инертным газом (ксеноном). Принципиальная схема измерений показана на рис. 4.

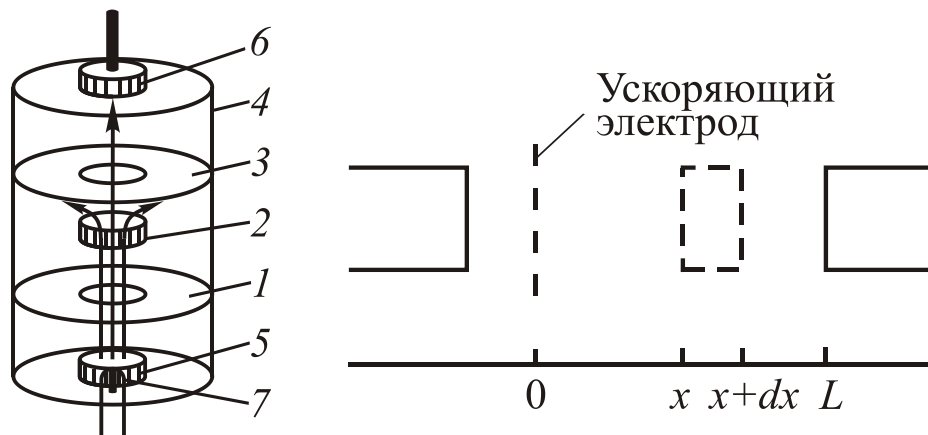


Рис. 4. Схематическое изображение тиратрона и его конструкция (обозначения см. в тексте)

Электроны, эмитируемые катодом тиратрона, ускоряются напряжением  $V$ , приложенным между катодом и ближайшей к нему сеткой и влетают в направлении анода в область, свободную от поля, где их дальнейшее движение определяется только рассеянием на атомах газа. На всем пути электроны претерпевают упругие столкновения с атомами инертного газа (ксенона). Все сетки 1, 2, 3 соединены между собой и имеют одинаковый потенциал, примерно равный потенциалу анода 6. Поэтому между первой сеткой 1 и анодом практически нет поля. Рассеиваемые электроны отклоняются в сторону и уходят на сетку, а

оставшаяся часть электронов достигает анода и создает анодный ток  $I_a$ . Таким образом, поток электронов  $N(x)$  на расстоянии  $x$  от ускоряющей сетки (т.е. число электронов, проходящих через поперечное сечение лампы в точке  $x$  в единицу времени) уменьшается с ростом  $x$  от начального значения  $N_0$  у катода (в точке  $x = 0$ ) до некоторого значения  $N_a$  у анода (в точке  $x = L$ ).

Анодный ток  $I_a = eN_a$ , где  $N_a$  – число электронов падающих на анод в одну секунду, т.е. поток нерассеянных электронов. Соответствующий расчёт показывает, что величина  $N_a$  экспоненциально зависит от вероятности  $w$  рассеяния электрона на атоме:

$$N_a = N_0 \cdot \exp(-C w), \quad (15)$$

где  $N_0$  – поток электронов, прошедших через ускоряющую сетку;  $C$  – коэффициент, зависящий от параметров лампы. Соответственно,

$$I(V) = I_0 \exp(-C \cdot w(V)). \quad (16)$$

Величину  $I_0 = eN_0$  можно считать постоянной, т.к. в условиях эксперимента поток  $N_0$  слабо зависит от напряжения  $V$ .

Согласно классическим представлениям вероятность рассеяния  $w(V)$  должна падать монотонно с ростом  $V$  (обратно пропорционально скорости электрона, т.е. обратно пропорционально квадратному корню из его энергии), а значит, вольтамперная характеристика (ВАХ) будет монотонно возрастающей функцией (рис. 5а).

Однако вследствие эффекта Рамзауэра зависимость  $I(V)$  оказывается немонотонной. При напряжении  $V_1 = E_1/e$ , удовлетворяющем условию (11), наблюдается максимум тока  $I = I_0$ . Поэтому измерение зависимости  $I(V)$  позволяет определить значение напряжения  $V_1$  (и энергию электронов  $E_1$ ), при котором рассеяние исчезает. Аналогично из условия минимума тока (что соответствует максимальному рассеянию) находится значение напряжения  $V_2$  (и энергия электронов  $E_2$ ). Далее на основании (14) можно рассчитать эффективную потенциальную энергию  $U_0$  взаимодействия электрона с рассеивающим атомом.

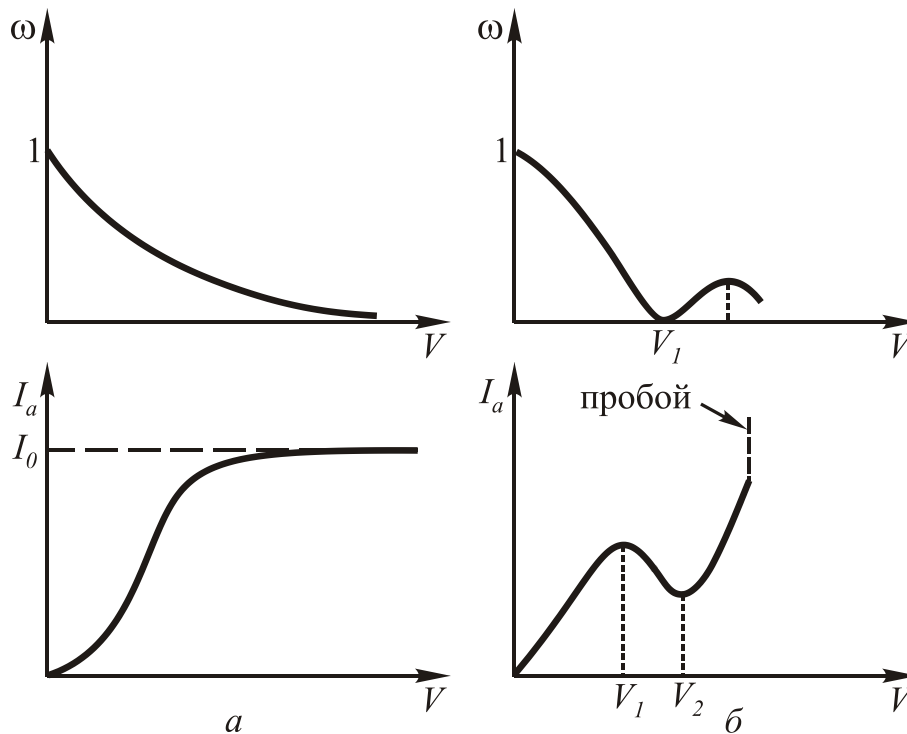


Рис. 5. Вольтамперная характеристика тиратрона и зависимость вероятности рассеяния электрона от его энергии в классической (а) и квантовой интерпретации (б)

Согласно (16), по измеренной ВАХ тиратрона можно определить зависимость вероятности рассеяния электрона от его энергии из соотношения:

$$w(v) = -C^{-1} \ln \left[ \frac{I_a}{I_0} \right]. \quad (17)$$

Реально в эксперименте удастся надежно наблюдать лишь один (первый, при  $n = 1$ ) минимум в сечении рассеяния электронов. Дело в том, что уже при  $n = 2$  напряженность поля столь велика, что с большой вероятностью происходит ионизация атомов и возникает пробой тиратрона. Поэтому измерения проводятся при пониженных величинах накала тиратрона. Кроме того, как показывает расчёт, с ростом  $n$  глубина минимума резко уменьшается, что приводит к не столь ярко выраженному эффекту «просветления» газа.

## Лабораторная установка

Экспериментальная установка позволяет получить вольтамперную характеристику тиратрона при статическом и динамическом режимах измерений.

Экспериментальная установка состоит из:

- блока управления с лампой тиратрон ТГЗ-О1/1,3 наполненной газом, расположенной в защитном кожухе на верхней крышке блока;
- двухканального осциллографа для получения ВАХ при динамическом режиме измерений;
- цифровых вольтметра и амперметра для получения ВАХ при статическом режиме измерений.

Эквивалентные схемы работы прибора при динамическом и статическом режиме измерений приведены на рисунках 6а и 6б, соответственно.

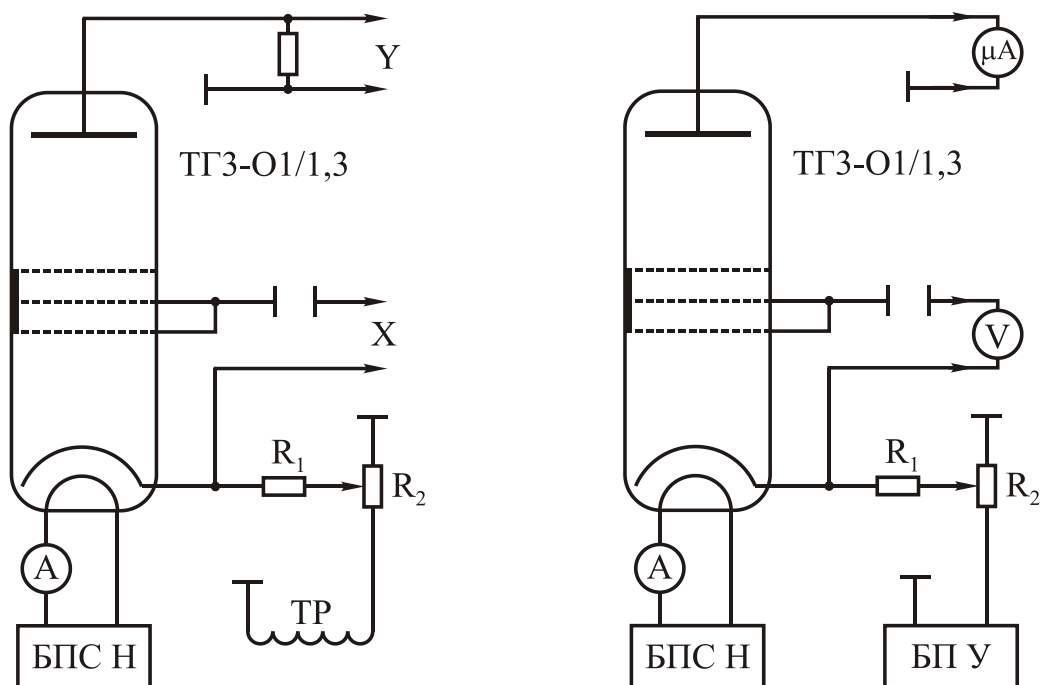


Рис. 6. Схема работы блока управления при динамическом (а) и статическом (б) режимах измерений



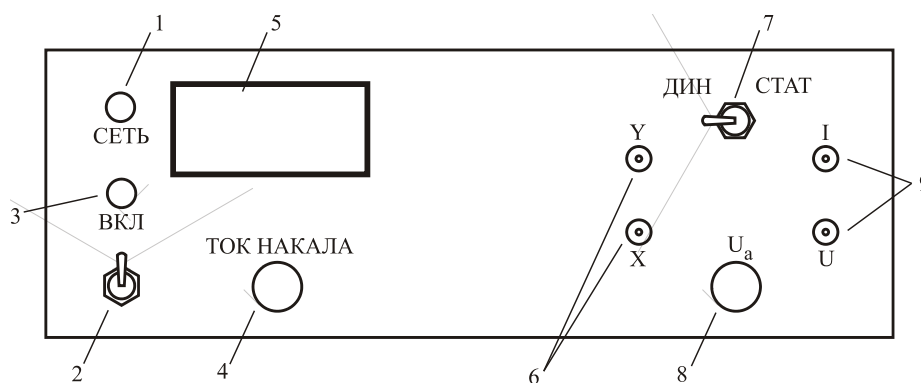


Рис. 7. Внешний вид передней панели блока управления

Внешний вид передней панели блока управления для получения ВАХ лампы приведён на рисунке 7. На рисунке указаны: 1 – индикатор подключения сети 220В; 2 – тумблер включения питания прибора; 3 – индикатор включения питания прибора; 4 – ручка регулировки тока накала; 5 – индикатор тока накала; 6 – разъёмы для подключения осциллографа при динамическом режиме измерений; 7 – тумблер переключения между динамическим и статическим режимами измерений; 8 – ручка регулировки ускоряющего напряжения; 9 – разъёмы для подключения вольтметра и миллиамперметра при статическом режиме измерений.

Источником электронов в тиратроне является вольфрамовый катод, нагреваемый переменным током. Напряжение накала подается от встроенного стабилизированного источника питания «БПС Н» к соответствующим электродам лампы. Ускоряющее напряжение  $V$  подается на анод от встроенного источника питания «БП У». Величина этого напряжения регулируется ручкой 8, расположенной на передней панели блока управления. Блок управления можно переключать для работы по схеме статического или динамического режима измерений с помощью тумблера 7.

При динамическом режиме работы ускоряющий потенциал подается с трансформатора ТР, а ток коллектора регистрируется осциллографом, подключенным к нагрузочному сопротивлению  $R_2$ .

### ***Порядок выполнения работы***

1. Вывести все ручки управления на блоке 1 в крайнее левое положение.
2. Установить тумблер переключения режимов измерений 7 в положение «ДИН» (динамический режим).
3. Включить питание осциллографа, цифрового миллиамперметра и вольтметра.
4. Включить питание блока 1 тумблером 2. Дать прогреться приборам в течение 5 минут.
5. Ручки 4 (ток накала  $I_n$ ) и 8 (напряжение между сеткой и катодом) установить в средние положения. Получить устойчивую картину вольт-амперной характеристики на экране осциллографа. Развертка луча производится справа налево.
6. **Плавно** увеличить напряжение между сеткой и катодом и подрегулировать ток накала так, чтобы ВАХ на экране осциллографа имела отчетливые максимум и минимум (рекомендуемое значение тока накала  $I_n \sim 0,41\text{A}$ ). Значение тока накала отображается на индикаторе 5.
7. Записать значение тока накала  $I_{n(опт)}$ , соответствующее оптимальной картине ВАХ.
8. По ВАХ тиратрона определить напряжение между катодом и сеткой, соответствующее первому максимуму и минимуму на характеристике.
9. Перевести тумблер 7 в положение «СТАТ» (статический режим).
10. Провести измерение ВАХ тиратрона при значении тока накала соответствующем оптимальной картине ВАХ в динамическом режиме  $I_{n(опт)}$ . Напряжение  $V$  катод–сетка и ток анода  $I_a$  определяются по показаниям цифровых приборов.

11. Провести еще две серии измерения ВАХ тиратрона при значениях тока накала  $I = I_{н(опт)} \pm 0,03A$ .

**Указание:** для более точного определения резонансного напряжения в области максимума и минимума ВАХ напряжение следует изменять с шагом  $0,1B$ , на остальных участках ВАХ – шаг  $0,4B$ .

12. Построить все ВАХ тиратрона на миллиметровой бумаге.

13. Определить напряжение пробоя тиратрона.

### **Расчёт**

1. Используя формулу (17), найдите оценочную зависимость вероятности рассеяния электрона  $w$  от напряжения  $V$  и постройте график  $w = f(V)$ , исключая области малых и больших  $V$ . Данная зависимость имеет вид:  $w(V) = -\square \ln[I_a(V)] + const$ . Константу  $const$  подберите из условия  $w(V_1) = 0$ , где  $V_1$  – напряжение, соответствующее максимуму ВАХ.

**Указание:** Уточните положения максимума и минимума ВАХ, используя график  $w = f(V)$ . При этом следует иметь в виду, что значения максимума на ВАХ тиратрона соответствует минимуму графика вероятности рассеяния.

2. По результатам измерений п. 10 оцените размер электронной оболочки атома ксенона  $l$  и глубину потенциальной ямы  $U_0$  по формулам (13) и (14).

3. Оцените, при каких напряжениях должны появляться максимумы в коэффициенте прохождения электронов для  $n = 2, 3, 4$  и сравните полученные величины с наблюдаемыми особенностями на ВАХ тиратрона (На ВАХ видно начало второго максимума с переходом на пробой тиратрона).

## ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. В чем заключается эффект Рамзауэра и как его можно экспериментально наблюдать?
2. Объясните разницу между упругим и неупругим рассеянием частиц.
3. Охарактеризуйте «классический» механизм рассеяния электрона на атоме и объясните, как и почему должна зависеть вероятность рассеяния от скорости электрона в рамках этого механизма? Какова эта зависимость в действительности?
4. В чем принципиальное отличие квантового способа описания рассеяния электронов на атомах от классического?
5. Запишите соотношение де Бройля. В чем его смысл?
6. Обоснуйте приведенное в описании условие погашения отраженных от атома «электронных волн».
7. При каких значениях кинетической энергии налетающих электронов будет наблюдаться гашение прошедших волн де Бройля?
8. Как по экспериментальной ВАХ определить энергию электронов, при которой проявляется эффект Рамзауэра?
9. Объясните происхождение силы, действующей со стороны атома на пролетающий электрон. Почему эта сила не действует за пределами атома?
10. Объясните изменение потенциальной энергии электрона при пролете через атом.
11. Почему потенциальная энергия взаимодействия электрона с атомом моделируется потенциальной ямой?
12. Запишите уравнение Шредингера при движении электрона над потенциальной ямой и получите общее решение.

13. Найдите коэффициент прохождения частицы над прямоугольной потенциальной ямой.
14. Изобразите вид экспериментальной ВАХ тиратрона и теоретической ВАХ, следующей из классической теории рассеяния электронов; в чем причина их отличия?
15. Почему показания вольтметра не дают истинного значения ускоряющего напряжения? Как его определить?

### **БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК**

1. Прикладная физическая оптика. / А.А. Шишловский ФМ. 1961.
2. Курс общей физики. / И.В. Савельев М.: Наука, 1988. Т.2. 496 с.
3. Атомная физика. / Э.В. Шпольский М.: Наука, 1974, Т.1. 575 с.
4. Теория рассеяния атомных столкновений. / Н. Мотт, Г. Месси М.: Мир, 1969.
5. Теория рассеяния. / Дж. Тейлор М.: Мир, 19765. 616 с.
6. Теоретическая физика. Механика. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц М: ГИФ-МЛ, 1958. Т.1. 206 с.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РАССЕЙЯНИЯ	4
КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЭФФЕКТА РАМЗАУРА	6
<i>Волны и частицы</i>	6
<i>Уравнение Шредингера</i>	8
<i>Прохождение электрона над потенциальной ямой</i>	9
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА РАМЗАУРА	12
<i>Принципиальная схема установки</i>	12
<i>Описание эксперимента</i>	13
<i>Экспериментальная установка</i>	16
<i>Порядок выполнения работы</i>	18
<i>Расчёт</i>	19
ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ	20
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	21