

Работа 1.3.

Изучение рассеяния медленных электронов на атомах (эффект Рамзауэра)

Исследуется энергетическая зависимость вероятности рассеяния электронов атомами ксенона, определяются энергии электронов, при которых наблюдается «просветление» ксенона, и оценивается размер его внешней электронной оболочки.

К. Рамзауэр в 1921 г. исследовал зависимость поперечных сечений упругого рассеяния электронов (с энергией до 10 эВ) на атомах аргона. В результате этих исследований было обнаружено явление, получившее название *эффекта Рамзауэра*.

Напомним, как вводится понятие эффективного сечения реакции. Эффективное сечение реакции (иногда его называют поперечным сечением или просто сечением реакции) — это величина, характеризующая вероятность перехода системы двух сталкивающихся частиц в результате их рассеяния (упругого или неупругого) в определенное конечное состояние. Сечение σ равно отношению числа N таких переходов в единицу времени к плотности $n\nu$ потока рассеиваемых частиц, падающих на мишень, т. е. к числу частиц, проходящих в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к их скорости ν (n — плотность числа падающих частиц)

Таким образом, сечение имеет размерность площади.

Качественно результат экспериментов Рамзауэра при энергии электронов порядка десятков электрон-вольт на аргоне показан на рис.1. По мере уменьшения энергии электрона от нескольких десятков электрон-вольт поперечное сечение его упругого рассеяния растет, как это и следует из очень простых рассуждений: чем меньше скорость электрона, тем медленнее он «проскакивает» мимо атома, тем больше время взаимодействия электронов с атомом и, тем самым, больше вероятность этого взаимодействия, т. е. сечение реакции. Однако в эксперименте наблюдалось, что при энергиях меньше 16 эВ сечение начинает уменьшаться, а при $E \sim 1$ эВ практически равно нулю, т. е. аргон становится прозрачным для электронов. При дальнейшем уменьшении энергии электронов сечение рассеяния опять начинает возрастать.

Последующие опыты показали, что это удивительное поведение поперечного сечения свойственно не только атомам аргона, но и атомам

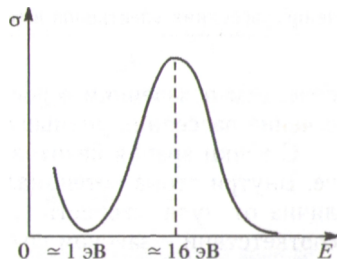


Рис. 1. Качественная картина результатов измерения упругого рассеяния электронов в аргоне

всех инертных газов. Такое поведение электронов нельзя объяснить с позиций классической физики.

Объяснение этого эффекта потребовало учета волновой природы электронов, что во времена становления квантовой механики в значительной степени способствовало укреплению новых физических воззрений на микромир. Схема эксперимента Рамзауэра показана на рис. 2.

Пучок электронов, вылетая из накаливаемого катода K , проходит ускоряющую разность потенциалов V , приложенную между катодом и электродом \mathcal{E} , и приобретает тем самым энергию $E = \frac{mv^2}{2} = eV$.

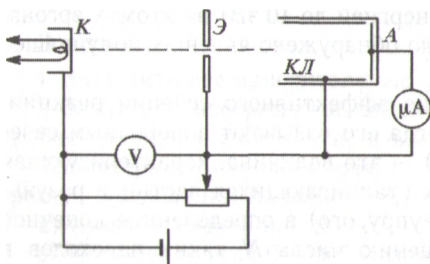


Рис. 2. Схема установки для измерения сечения рассеяния электронов в газах

При прохождении через газ часть электронов рассеивается на атомах, уходит в сторону и собирается коллектором KL , а прошедшие без рассеяния электроны попадают на анод A и создают анодный ток I . Ток I пропорционален числу прошедших электронов, и поэтому непосредственно характеризует проникаемость газа для электронного пучка в зависимости от его скорости (ускоряющего напряжения). Согласно классическим

воззрениям с ростом напряжения V , как указывалось выше, сечение рассеяния уменьшается, и ток должен монотонно возрастать.

С точки зрения квантовой теории картина рассеяния выглядит иначе. Внутри атома потенциальная энергия налетающего электрона U отлична от нуля, скорость электрона изменяется, становясь равной v' в соответствии с законом сохранения энергии

$$E = \frac{mv'^2}{2} + U, \quad (2)$$

а значит, изменяется и длина его волны де Бройля. Таким образом, по отношению к электронной волне атом ведет себя как преломляющая среда с относительным показателем преломления

Решение задачи о рассеянии электрона на сферической потенциальной яме достаточно громоздко, поэтому мы для качественного анализа вопроса рассмотрим более грубую модель: будем считать, что электрон рассеивается на одномерной потенциальной яме конечной глубины. Форму реального потенциала для качественных оценок можно считать прямоугольной. Модель прямоугольной потенциальной ямы является хорошим приближением для атомов тяжелых инертных газов, отличающихся наиболее компактной структурой и резкой внешней границей.

Решение задачи о прохождении частицы с энергией E над потенциальной ямой шириной I и глубиной U_0 (рис. 3) можно найти во многих учебниках.

Уравнение Шредингера в данном случае имеет вид

$$\Phi'' + A;^2\Phi = 0, \quad \text{где } \kappa^2 = \begin{cases} \frac{u^2}{k_1^2} \sim \frac{2mE}{B\Gamma} & \text{— в областях I и II;} \\ \frac{2m(E+U_0)}{k_2^2} & \text{— в области II.} \end{cases} \quad (4)$$

Коэффициент прохождения равен отношений квадратов амплитуд прошедшей и падающей волн и определяется выражением

$$\frac{1\mathcal{B}K\backslash K\%}{16^{\wedge}1^{\wedge}2+4\left(K\backslash-\text{fcf}\right):\text{sin}\left(\text{fc},1\right)} \quad (5)$$

ИЛИ

$$D^{-1} = 1 + \frac{(k_1^2 - k_2^2)^2}{4k_1^2 k_2^2} \sin^2(k_2 l) = 1 + \frac{U_0^2}{4E(E + U_0)} \sin^2(k_2 l). \quad (6)$$

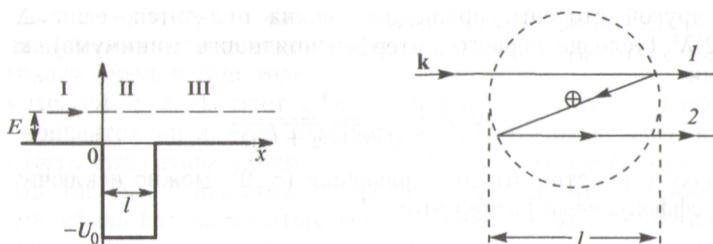


Рис. 3. Схематическое изображение **Рис. 4.** Схема интерференции волн де
прямоугольной ямы, над которой Бройля при рассеянии на атоме
пролетает частица с энергией E

Мы видим, что коэффициент прохождения частицы над ямой имеет, в зависимости от ее энергии, ряд чередующихся максимумов и минимумов. В частности, если $k_2 l = \pi$, то $\text{inf}_{k_2} I = 0$ и коэффициент прохождения равен единице, т. е. отраженная волна отсутствует, и электрон беспрепятственно проходит через атом, что является квантовым аналогом просветления оптики.

Таким образом, коэффициент прохождения электронов максимален при условии

$$k,l = \dots, n-1, n, n+1, \dots, \infty \quad (7)$$

Это условие легко получить, рассматривая интерференцию электронных волн де Бройля в атоме. Движущемуся электрону соответствует