

Опыт Франка-Герца

Работу выполнили студенты

Есюнин М.В., Есюнин Д.В.

430 группы

преподаватель:

Пикулин В.Д.

Оглавление

1	Теоритическое введение	2
----------	-------------------------------	----------

1. Теоритическое введение

На основании проведенных экспериментов Резерфордом в 1911 г. была построена планетарная модель атома. Но устойчивость такого атома и характер его спектров невозможно было объяснить с точки зрения известных тогда классической механики и электродинамики. Для устранения указанного противоречия Н. Бор в 1913 г. предложил квантовую теорию строения атома, в основе которой лежат следующие постулаты.

1. Атомы могут длительно пребывать только в определенных энергетических состояниях. В этих состояниях они обладают энергиями $E_0, E_1, E_2, \dots, E_n$, образующими дискретный ряд. При движении электронов по соответствующим этим состояниям стационарным орбитам никакого излучения или поглощения энергии не происходит. Всякое изменение энергии атома может происходить только скачком в результате перехода между указанными выше энергетическими состояниями.
2. При переходе из одного энергетического состояния E_m в другое E_n поглощается или излучается строго определенная порция (квант) электромагнитной энергии. Энергия кванта связана с частотой излучения ν следующим отношением:

$$h\nu = E_m - E_n$$

где h - постоянная Планка.

Ставшие классическими эксперименты, выполненные в 1913 г. Д.Франком и Г.Герцем, непосредственно подтвердили справедливость квантовых постулатов Бора. В опыте Франка-Герца исследуются процессы столкновения электронов с атомами газа. Упрощенная схема экспериментальной установки приведена на рис. В баллоне лампы L заполненной исследуемым газом, находятся три электрода: раскаленный катод K , являющийся источником электронов, сетка C и анод A . Между сеткой и катодом прикладывается разность потенциалов $\varphi_y = \varphi_c - \varphi_k$, ускоряющая электроны (потенциал сетки по отношению к катоду φ_y называют ускоряющим потенциалом). Разность потенциалов между анодом и сеткой имеет, как правило, противоположный знак и носит название потенциала задержки $\varphi_z = \varphi_a - \varphi_c < 0$.

В ходе выполнения эксперимента снимается анодно-сеточная характеристика газонаполненной лампы, т.е. зависимость анодного тока i_a от ускоряющего потенциала φ_y при постоянном потенциале задержки φ_z . Типичный вид этой характеристики приведен на рис. На начальном участке характеристики по мере увеличения φ_y наблюдается монотонный рост анодного тока. В этом режиме вылетающие из катода электроны при движении к сетке приобретают сравнительно малую энергию W_e и

сталкиваются с атомами газа упруго. При таких столкновениях кинетическая энергия атома изменяется слабо - на величину порядка

$$\Delta W \sim W_e \frac{m}{M} \ll W_e$$

где m и M - массы электрона и атома соответственно, а внутреннее состояние атома не меняется. Поскольку при столкновениях атомы отбирают у электронов лишь незначительную часть энергии, последние, проходя через некоторую эквипотенциальную поверхность с потенциалом φ , имеют энергию, примерно равную $e\varphi$ (здесь не учтена начальная скорость вылета электронов с катода). При $\varphi_y > \varphi_3$ электроны пролетают через сетку, имея энергию, достаточную для преодоления задерживающего потенциала, и достигают анода. Как и в обычных электронных лампах, с ростом потенциала сетки φ_y анодный ток возрастает. Этот процесс продолжается до тех пор, пока φ_y не достигнет величины так называемого первого критического потенциала φ_1 (его называют также резонансным потенциалом), при котором электроны приобретают энергию, достаточную для возбуждения атома. Столкновения электронов, имеющих энергию $e\varphi_1$, с атомами могут происходить неупруго. При этом электрон в процессе столкновения всю свою энергию передает атому. Величина критического потенциала φ_1 связана с разностью энергии возбужденного E_1 и невозбужденного E_0 атомов законом сохранения энергии:

$$e\varphi_1 = E_1 - E_0$$

Электроны, потерявшие энергию при неупругих столкновениях, не могут преодолеть задерживающего поля между анодом и сеткой и "вылавливаются" последней, поэтому анодный ток с дальнейшим ростом φ_y уменьшается. Так возникает падающий участок на анодно-сеточной характеристике. При дальнейшем увеличении φ_y поверхность с потенциалом φ_1 (а, следовательно, и область неупругих соударений) смещается от сетки к катоду. При $\varphi_y \geq \varphi_1 + |\varphi_y|$ электроны, испытавшие неупругие соударения на пути к сетке, вновь могут набрать энергию, превышающую $e\varphi_1$, и анодный ток опять возрастает с ростом φ_y . Начиная со значения $\varphi_y \geq 2\varphi_1$, электроны на своем пути могут дважды неупруго столкнуться с атомами и, потеряв энергию после второго столкновения, не преодолеть задерживающий потенциал. Это приведет к появлению второго провала на анодно-сеточной характеристике. Аналогичным образом происходит падение тока и при более высоких потенциалах $\varphi_n = n\varphi_1$.

Таким образом, опыт Франка-Герца убедительно подтверждает справедливость первого постулата Бора: атом действительно поглощает энергию только определенными дискретными порциями.

Франк и Герц, выполнив свои эксперименты с парами ртути, показали, что минимальная энергия, которую способен поглотить атом ртути, составляет 4.9 эВ,

т.е. величина резонансного потенциала равна 4.9 В. Они установили также, что возбужденные до резонансного уровня атомы ртути, переходя в невозбужденное состояние, являются источником ультрафиолетового излучения с длиной волны 2537 Å. Этот результат находится в полном соответствии со вторым постулатом Бора.

2. Экспериментальная часть

В экспериментальной установке используется переделанная манометрическая лампа типа ЛМ-2: ее V-образный катод заменен прямой нитью накала, в результате вся система электродов приобрела цилиндрическую симметрию. Силовые линии электрического поля внутри лампы имеют весьма сложную форму. Это обусловлено несколькими причинами: во-первых, конструктивными особенностями сетки (шаг ее витков соизмерим с расстояниями от сетки до катода и анода); во-вторых, наличием отрицательного пространственного заряда у катода (как в обычной электронной лампе) и, наконец, неэквипотенциальностью самой поверхности катода, к концам которого приложено накальное напряжение. В таких условиях, даже экспериментально подобрав оптимальное давление заполняющего лампу газа, на анодно-сеточной характеристике удастся получить лишь два хорошо выраженных максимума тока. Но для определения резонансного потенциала этого вполне достаточно.

Рассмотрим качественно процессы, происходящие в лампе. Подлетая к эквипотенциальной поверхности S_1 , с критическим потенциалом φ_1 , электроны имеют энергию, достаточную для возбуждения атома. Однако неупругие столкновения происходят вблизи S_1 случайно в пределах длины свободного пробега электронов λ , т. е. существует область неупругих столкновений Ω - слой, примыкающий к поверхности S_1 , (в сторону нарастания потенциала) толщиной порядка λ . Очевидно, что с ростом величины (φ_y этот слой вначале появляется у витков сетки).

Энергии электронов, испытывающих соударения в различных точках слоя, могут различаться на величину порядка

$$\Delta W_\lambda = e\lambda \frac{d\varphi}{dn}$$

где

$$\frac{d\varphi}{dn}$$

- производная потенциала по нормали к S_1 .

Разброс по энергиям на ΔW_λ расширяет максимум анодно-сеточной характеристики и уменьшает крутизну падающего участка.

Проще всего это понять на "плоской модели" со сплошной сеткой, пронизываемой для электронов. В такой модели электрические поля между катодом и сеткой, сеткой и анодом однородны, а эквипотенциальные поверхности, показанные на рис. ??

штриховыми линиями, представляют собой плоскости, параллельные электродам.

Анодный ток будет тем меньше, чем больше неупругих соударений происходит в объеме Ω . В этой модели минимум анодного тока будет наблюдаться тогда, когда поверхность S_1 с потенциалом φ_1 сместится от сетки к катоду на длину λ , т.е. при ускоряющем потенциале на сетке

$$\varphi_{min} = \varphi_1 + \lambda \frac{d\varphi}{dn}$$

Уменьшение величины

$$\lambda \frac{d\varphi}{dn}$$

, очевидно, сужает максимум анодно-сеточной характеристики (см. рис. ??). Одновременно увеличивается крутизна ее падающего участка.

Аналогичная картина будет иметь место и в реальной лампе. Таким образом, экспериментальная погрешность определения критического потенциала оценивается как:

$$\Delta\varphi \sim \lambda \frac{d\varphi}{dn}$$

Заметим далее, что если на длине свободного пробега электрон может набрать энергию, большую разности энергий двух уровней $E_n - E_1$, то возможно возбуждение всех уровней с энергией, меньшей E_n , и даже ионизация атома, если $E_n - E_1$, больше энергии ионизации. Поэтому уменьшение длины свободного пробега λ (за счет увеличения давления газа внутри лампы) позволяет не только увеличить точность определения резонансного потенциала, но и избежать перекрытия различных ступеней возбуждения. С другой стороны, слишком сильное уменьшение λ нецелесообразно, т.к. при этом электроны до прихода в область неупругих соударений Ω испытывают много упругих столкновений, что увеличивает их разброс по энергиям, и, следовательно, уменьшает точность определения резонансного потенциала.

Для того чтобы качественно объяснить ход анодно-сеточной характеристики, необходимо рассмотреть, как изменяется поверхность S_1 (а с ней и область Ω) с ростом φ_y . На рис. ?? изображены сечения эквипотенциальных поверхностей плоскостью, проходящей через ось симметрии лампы, для последовательно увеличивающихся значений отношения

$$\varphi_3/\varphi_y$$

справа на этих рисунках показано примерное распределение потенциалов в лампе). Сплошной линией на этих рисунках показана эквипотенциальная поверхность S_a , имеющая потенциал φ_a (относительно катода).

Потенциальный рельеф, изображающий энергию электрона в различных точках рассматриваемого сечения, можно образно представить в виде полотна, натянутого наклонно со спуском к аноду; у проволоки сетки полотно оттянуто вниз. На пути от

катода к аноду, проходящему посредине между витками сетки, рельеф или непрерывно понижается (рис. ?? и ??), или же на этом пути имеется впадина (рис. ??).

Будем увеличивать φ_y при постоянном φ_z , как это необходимо для снятия анодно-сеточной характеристики. Когда φ_y достигнет значения φ_1 , у витков сетки появится область неупругих соударений Ω , которая при дальнейшем увеличении φ_y удаляется от витков сетки вслед за S_1 . На рис. ?? показано приближенное расположение областей Ω для трех значений φ_y , отмеченных на рис. ??, как φ_1, φ_{min} , и φ' (области, отмеченные соответственно буквами а, б, в на каждом из рис. ??). Хотя поверхность S_a смещается при изменении φ_y , на рисунках это не отражено, так как полагается, что φ_1, φ_{min} , и φ' мало отличаются друг от друга.

С ростом φ_y от φ_1 до φ_{min} область Ω растет вначале за счет увеличения толщины слоя (пока расстояние от S_1 до сетки меньше λ), а затем за счет увеличения площади поверхности S_1 . Пропорционально растет число неупругих соударений и падает анодный ток. При $\varphi_y = \varphi_1 + |\varphi_z| \approx \varphi_{min}$ поверхности S_1 и S_a совпадут. Дальнейшее увеличение потенциала φ_y сопровождается выходом области Ω за поверхность S_a в ту часть поля, где энергия электронов выше, чем на аноде (области "в" на рис. ??). Электроны, столкнувшиеся здесь неупруго, как правило, попадают на анод, и анодный ток с ростом φ_y вновь начинает возрастать. (На сетку в этом случае летят лишь те электроны, которые потеряли энергию, находясь вблизи от дна воронки потенциального рельефа. При $\varphi_{text}/\varphi_y \ll 1$ воронки неглубокие и таких электронов мало.)

На рис. ?? и ?? между частями S_a , огибающими соседние витки видны промежутки тем большие, чем меньше отношение φ_{text}/φ_y . В этих промежутках потенциальный рельеф монотонно спадает на пути от катода к аноду, т.е. часть электронов попадает на анод, минуя область Ω . Этим потоком электронов определяется минимальное значение тока при $\varphi_y = \varphi_{min}$. Для больших потенциалов задержки, когда реализуются структуры поля, изображенные на рис. ??, электроны при $\varphi_y = \varphi_1 + |\varphi_z| \approx \varphi_{min}$ могут попасть на анод только через область Ω , поэтому ток в минимуме может доходить до нуля.

Совершенно аналогично объясняется наличие второго спадающего участка на анодно-сеточной характеристике при $\varphi_y \geq 2\varphi_1$.

Для некоторых газов, у которых величина резонансного потенциала не сильно отличается от потенциала ионизации, можно, используя эту же лампу, только при относительно больших потенциалах задержки ($\varphi_{text}/\varphi_y \sim 1$), .

Для этого можно использовать то обстоятельство, что при $|\varphi_{text}| > \varphi_y$, электроны, эмитированные катодом, не достигают анода, и анодный ток может быть вызван только положительными носителями заряда. В случае $|\varphi_{text}| > \varphi_y \geq \varphi_i$ наличие анодного тока связано с процессами ионизации электронным ударом в окрестностях сетки. Когда φ_y достигнет значения φ_i , у витков сетки появится область неупругих соударений, в которой энергия электронов будет достаточна для ионизации атомов газа, и возникнет ионный ток между сеткой и анодом лампы. В анодной цепи ток в этом случае

будет иметь направление, противоположное обычному и для его измерения необходимо произвести «переполюсовку» амперметра (заметим, что название "анод" в этом случае оказывается чисто условным).

Ранее утверждалось, что для точного определения резонансного потенциала необходимо избежать перекрытия различных ступеней возбуждения; а в этом случае электроны на длине свободного пробега должны набирать энергию, не превышающую разности уровней $E_2 - E_1$. Для ионизации же необходимо, чтобы энергия, полученная электроном на длине свободного пробега, была бы не меньше $E_i - E_1$ (E_i - энергия, соответствующая ионизированному атому). Казалось бы, одновременное выполнение этих двух условий невозможно. Но нельзя забывать, что картины электрических полей внутри лампы при определении резонансного потенциала и потенциала ионизации будут совершенно различными. Нетрудно убедиться, что производная

$$\frac{d\varphi}{dn}$$

во втором случае будет существенно выше, следовательно, и электрон в этом случае может набрать на длине свободного пробега существенно большую энергию

$$\Delta W_\lambda = e\lambda \frac{d\varphi}{dn}$$