

УДК 533.92+534.24.001.573

Техника двойного эксперимента в оценке радиационного потока тепла с квантовым электроном термоэмиссии

В.А. Лошкарев

Российская Академия Естествознания, Ставрополь, Россия

В предлагаемой вниманию работе представлены результаты исследований поведения квантовых электронов термоэмиссии в опыте Франка-Герца с неоном и парами ртути, что позволили высказать гипотезу о дискретно-разрывном характере поведения квантового термоэлектрона вольфрамовой подложки при взаимодействии с атомами неона и отдельно с атомами ртути, о влиянии этой дискретизации на характер радиационного потока тепла. Обращено внимание на качественное и количественное отличие электронов термодиффузии с подложек различных по химическому составу твердых веществ при их разгоне мощным электрическим полем между катодом и анодом вакуумной трубки, наполненной парами неона и отдельно парами ртути.

Ключевые слова

Квантовое состояние электрона, электромагнитное излучение, радиационный тепловой поток, экранирование, тепловое излучение.

Условные обозначения

T – температура; k - постоянная Больцмана; T_j – яркостная температура (К); $T_{эфф}$ – эффективная температура (К), λ - длина волны излучения; c – скорость света, U -полная энергия фотона, V - объем излучения в стримере, \hbar – модифицированная постоянная Планка, P - давление среды, ω -круговая частота излучения, π -число пи.

Введение

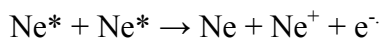
Опыты Франка-Герца впечатляют своей простотой и наглядностью. Они легко объяснимы в рамках квантовой теории и давно уже стали классическим подтверждением ее правоты. Однако следует отметить тот поразительный факт, что результаты этих экспериментов не были бы такими наглядными, если бы не важные особенности столкновения электрона, как квантовой структуры, состоящей из частицы как частицы окруженной волной Де-Бройля с атомом ртути и неона. Действительно, из упрощенной схемы энергетических уровней атома ртути следует, что нижнее возбужденное состояние атома является триплетным, так как соответствует двух электронному возбуждению на $6s6p$ орбитали с суммарным спином электронов $S = 1$. Спин-орбитальное взаимодействие расщепляет эту конфигурацию на три уровня с разным полным моментом J , причем нижнее состояние 3P_0 лежит не при энергии 4,89 эВ, а заметно ниже – при 4,667 эВ. Правилами отбора по

изменению полного момента J оптические переходы в основное состояние с уровнями 6^3P_0 и 6^3P_2 запрещены. Спиновое правило отбора должно было бы запрещать и излучение с 6^3P_1 уровня, однако, несильное спин-орбитальное взаимодействие снимает этот запрет, и излучательное время 6^3P_1 терма всего $1,18 \cdot 10^{-7}$ с. Именно переходы с этого уровня дают сильную линию в спектре паров ртути. Таким образом, казалось бы, расстояние между максимумами кривой должно составлять 4,67 В, что на 0,2 В меньше, чем наблюдается, и гораздо хуже соответствует энергии фотона резонансной линии в спектре ртути. Для объяснения этого расхождения нужно обратиться к сечениям возбуждения, которые согласно [1] характеризуют вероятность перехода атома в то или иное возбужденное состояние. Обычно сечения возбуждения обнаруживают линейную зависимость от энергии электрона E и возрастают плавно. В случае же атомов ртути форма сечений возбуждения довольно необычна. Каждое из них обнаруживает резкое возрастание вблизи порога возбуждения, а два из них имеют еще и дополнительные, более широкие максимумы. Причина такого поведения в том, что при этих энергиях существует высокая вероятность временного захвата квантового электрона в целом атомом («резонанс») с образованием атомарного отрицательного иона. Если ширина этого резонанса порядка 20 мэВ, то время жизни иона весьма мало. После этого происходит автоотрыв квантового электрона, и атом ртути переходит из возбужденного состояния в основное, излучая радиационный поток тепла на 1,2 порядка выше, чем при захвате атомом части (фотона), падающего квантового электрона.

Атом неона в основном (невозбужденном) состоянии, как и атом любого инертного газа – элемента восьмой группы, имеет замкнутую валентную электронную оболочку конфигурации p^6 . По этой причине основное состояние атомов инертных газов достаточно далеко отстоит от первого возбужденного состояния. Фрагмент схемы электронных уровней неона приведен ниже на рис.1. Электронная оболочка нижней группы возбужденных состояний обладает структурой $2p^53s$. Данная группа уровней включает в себя четыре состояния с энергией возбуждения от 16,619 эВ до 16,848эВ. Спонтанные переходы атомов неона из состояний второй группы в состояния первой группы приводят к появлению излучения ряда узких спектральных линий в видимом (540÷744 нм) диапазоне.

Отметим, что даже в том случае, когда разность потенциалов между ускоряющими электродами меньше энергии ионизации атома неона, в разрядной трубке присутствует определенное количество ионов Ne^+ . Для этого существует целый ряд причин. В - первых, при столкновении с возбужденным атомом даже низко- энергетический электрон может ионизировать его. Во – вторых, энергию достаточную для ионизации электроны могут

получить в, так называемых, неупругих процессах второго рода. Сталкиваясь с возбужденными атомами, электроны могут дезактивировать их, отбирая у них энергию. У электронов, испытавших неупругое соударение с возбужденным атомом, запас энергии может оказаться вполне достаточным для последующей прямой ударной ионизации атома. В – третьих, возможен следующий случай - прямой ударной ионизации при соударении двух возбужденных атомов:



Разумеется, все сказанное относится не только к процессу ионизации, но и к переходу атомов неона в верхние возбужденные состояния. Эффективность описанных процессов будет зависеть от концентрации и излученного времени жизни возбужденных атомов.

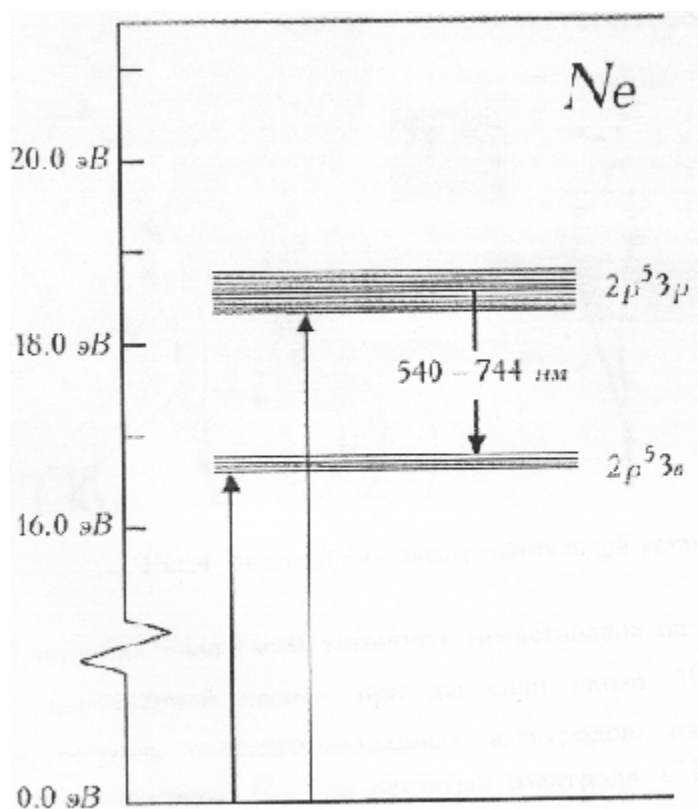


Рис. 1 Схема нижних энергетических уровней атома неона

Схема эксперимента

В лабораторной установке (рис.2) используется Стеклянная трубка, которая была заполнена газом неона и отдельно парами ртути под давлением 10 гПа.

Экспериментальная установка лабораторной работы представляет специализированный стенд производства фирмы 3B Scientific (Англия - Германия), состоящий из трех функциональных частей (см рис.2):



Рис.2 Внешний вид экспериментальной установки

Блока управления, питания и разрядной неоновой и ртутной трубки в защищенном корпусе, а также аналогового осциллографа.

Первая экспериментальная часть: объектом исследования является разреженный газ из нейтральных атомов неона и отдельно ртути, находящиеся внутри трех электродной лампы, из которой откачан воздух. Атомы неона и отдельно атомы ртути, не взаимодействующие друг с другом (в силу разреженности газа), подвергаются соударениям с термоэлектронами, вылетевшими из нагреваемого катода в результате термоэлектронной эмиссии, и ускоренными электрическим полем, обусловленным напряжением V между катодом и сеткой. Между сеткой и анодом приложено небольшое (по сравнению с V) замедляющее напряжение V_i . Электроны, ускоряясь в электрическом поле, приобретают кинетическую энергию, значение которой прямо пропорционально ускоряющему напряжению V и расстоянию, пройденному электроном. Испытав одно или несколько столкновений (упругих или неупругих), электроны попадают на анод (при условии, что остатка их энергии достаточно для преодоления задерживающего напряжения V_i), и образуют термоэлектронный ток силой I (называемый также анодный ток лампы). Ток I преобразуется измерительным устройством в напряжение, пропорциональное току I , которое подается на осциллограф. На экране осциллографа отображается зависимость силы тока I от напряжения V , в виде непрерывной светящейся

кривой, то есть вольтамперной характеристики. Одновременно измерительное устройство формирует на экране маркер, с помощью которого производятся измерения значений I и V в различных точках кривой. По измеренным значениям строится график, из которого определяют критические потенциалы V_K и резонансный потенциал возбуждения V_p атомов неона и ртути.

Вторая экспериментальная часть: на поверхности катода образуется светящееся термоэлектронное облако, спектр которого регистрируется с помощью оптических устройств. Эти устройства состоят: из оптической системы, пространственная разрешающая способность которой устанавливалась с помощью диафрагмы на входной щели спектрографа ДФС-8-2, при этом длина обзора электронного облака составляла ~ 1.7 мм. В спектрографе установлены две спаренные дифракционные решетки 1200 шт/мм, отражатели которых покрывались серебром и полировались, при этом фокусное расстояние равнялось -0.85 м, обратная линейная дисперсия составила -0.46 нм/мм. Скорость сканирования спектрографа 20 - 300 нм/мин; из волоконного световода направленного на входную диафрагму спектрографа и светящуюся область термоэлектронного облака. Волоконным световодом сканируется также область между катодом и сеткой перед анодом. На выходном отверстии спектрографа формируется "изображение" дифракционной картины. С выходного отверстия спектрографа по волоконному световоду световой поток поступает на измеритель мощности "fotec m", который может работать в двух режимах (dBm и μW). [1]

Таким образом, одновременно проводится двойной эксперимент по оценке вольтамперных характеристик квантового электрона термоэмиссии при его движении и взаимодействии с атомами исследуемых газов, и спектральные исследования электронного облака на поверхности катода и видимого и ультрафиолетового излучения в межэлектродном пространстве при упругом и неупругом взаимодействии этих электронов с атомами.

Оцениваются исследуемые области неупругих столкновений электронов с атомами ртути и неона, однако, произойдет ли упругое или неупругое столкновение, вопрос вероятности. Если произойдет неупругое столкновение, электрон потеряет энергию, задерживающее поле отправит его на сетку, и анодный ток *упадет*, если электрон упруго столкнется и "проскользнет" эту область, то, преодолев небольшое задерживающее поле, доберется до анода. Таким образом, область первого максимума-минимума на вольт - амперной кривой соответствует неупругим столкновениям с передачей энергии электронам внутренней энергии атомов газа. Потенциал V_p , соответствующий максимуму на вольт- амперной характеристике, называется резонансным (первый максимум V_p) Если теперь немного увеличить ускоряющее поле, то электроны наберут

энергию быстрее и исследуемая область сдвинется влево. Электроны, испытавшие неупругое столкновение, почти полностью отдадут свою энергию, но, оставаясь в ускоряющем поле, опять начнут набирать ее, упруго сталкиваясь с атомами газа, поскольку для последующего второго неупругого столкновения им еще не хватает энергии. Наконец, при перемещении исследуемой области примерно на середину расстояния катод-сетка, оставшегося пути до сетки будет достаточно, чтобы электроны могли набрать энергию для нового неупругого столкновения и, испытав его, попасть на сетку. В анодной цепи появится второй максимум и минимум, резонансного потенциала V_p .

Сравнение спектральных характеристик излучения электронного облака термоэмиссии с линейчатыми спектрами при неупругих столкновениях последних с атомами неона и ртути позволили качественно и количественно оценить радиационную составляющую потока тепла, переносимого потоком квантовых электронов термоэмиссии от катода к аноду.

Действительно, фотоны, испускаемые возбужденными атомами создают, давление, которое определяется из термодинамических соотношений в виде:

$$3PV=U \quad (1),$$

где – U полная энергия фотонов, тогда

$$\left(\frac{dU}{dV}\right)_{T=T} = T \left(\frac{dP}{dT}\right)_{V=P} \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 3P = T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V - P \quad (3).$$

Если, $V=\text{const}$, где V -исследуемый объем излучения, то заменяем частную производную полной, получим:

$$\frac{4P}{T} = \frac{dP}{dT} \quad 4 \frac{dT}{T} = \frac{dP}{P} \quad \ln P = 4 \ln T + \text{const} \quad P = \text{const } T^4 \quad (4),$$

видно, что заключенная в излучении энергия также меняется, как T^4 .

Используя модель излучения черного тела, найдем поток энергии (радиационный поток тепла) в интервале частот излучения w и $w+dw$.

$$\frac{U}{V} = \int_0^\infty \frac{I(w)}{c} dw \quad I(w) = \frac{h}{\pi^2} \frac{w^3}{c^2} \frac{1}{(e^{\frac{hw}{kT}} - 1)},$$

$$\frac{U}{V} = \frac{1}{\pi^2} \frac{1}{c^3} \int_0^\infty \frac{hw^3}{e^{\frac{hw}{kT}} - 1} dw. \quad (5) \quad \text{Интеграл в формуле 5 численно равен } \frac{\pi^4}{15}.$$

Конечная формула расчета радиационного потока тепла примет следующий вид:

$$\frac{U}{V} = q = \frac{k^4 \pi^2}{c^3 \hbar^3} \frac{1}{15} T^4. \quad (6)$$

Расчеты по формуле 6, в случае резонансного захвата квантового электрона с последующим автоотрывом, излучают радиационный поток тепла порядка $-102,6 \cdot 10^3 \frac{\text{Вт}}{\text{мм}^2}$.

При захвате атомом части квантового электрона с последующим переизлучением, радиационный поток тепла составил величину порядка $-58,4 \cdot 10^3 \frac{\text{Вт}}{\text{мм}^2}$.

Выводы

Возбужденные атомы при переходе в основное состояние выбрасывают захваченное излучение в виде видимого света, которое можно исследовать непосредственно с помощью спектральных приборов, описанных выше. Таким образом, были обнаружены зоны, где свет и, следовательно, возбуждения является более интенсивными. Распределение таких зон между катодом и сеткой зависит от разности потенциалов [2]. Интервал между впадинами кривой $I(V)$ составляет -19v (для неона), что соответствует переходу $3p$, в это время нельзя сбрасывать с рассмотрения переход $3s$, который несколько искажает вид кривой. Излучение с длиной волны -630 нм происходит при переходе возбужденного электрона неона в основное состояние по схеме $\text{Ne}3p \rightarrow \text{Ne}3s$. Была высказана гипотеза о том, что электрон, как квантовая микрочастица, одновременно обладает и свойством частицы и свойством волны, то есть своеобразное облако, заполненное стоячей волной Де-Бройля с частицей, как частицей, внутри облака волны, местоположение которой определяется принципом неопределенности Гейзенберга. Такой электрон, обладая необходимой энергией при соударении отдает (разрывает) часть стоячей волны в виде электромагнитного излучения и передает ее электрону, например, атома неона, переводя его в возбужденное состояние ($\text{Ne}2s \rightarrow \text{Ne}3p$).

Оценка доли радиационного потока тепла, из центра стримера потока квантовых электронов при их взаимодействии с атомами неона и ртути в случае обратного переизлучения, подтверждает предложенную гипотезу и открывает возможность более качественно изучения поведения квантового электрона в сравнении с классическими законами квантовой механики.

Литература

1. Лошкарёв В.А., Диагностика пристенных пограничных слоев на поверхности аблирующих материалов, Т.В.Т., 1993, том 31, №3
2. Никифоров Д.Ф., Лошкарёв В.А. Квантовый электрон в опыте Франка-Герца с неоном. Труды 3 Всероссийской студенческой электронной конференции, Москва, Академия РАЕ, 2011

