

Лабораторная работа 1.6

Д. Ю. Дубов

Возбуждение и ионизация атома электроном (опыт Франка–Герца)

Оборудование: Трехэлектродная лампа, наполненная аргоном; аналого-цифровой преобразователь; осциллограф; вольтметры; источники питания.

Цель работы: исследование структуры энергетических уровней атома, определение потенциалов возбуждения и ионизации.

Введение

В начале XX в. в физике был выполнен ряд исследований, которые легли в основу квантовой механики и атомной теории. В 1900 г. Макс Планк, рассматривая задачу *о равновесном излучении черного тела*, ввел чуждую классической физике гипотезу о том, что *излучение и поглощение света веществом происходит не непрерывно, а отдельными порциями, или «квантами»*.

Развивая идеи Планка, в 1905 г. Альберт Эйнштейн предположил, что дискретность присуща не только *взаимодействию* излучения с веществом, но и излучению вообще.

Наконец, в 1913 г. Нильс Бор применил принцип дискретности энергии *к любым атомным системам*. Теория Бора стала важным шагом на пути к пониманию внутриатомных явлений. Однако первоначально она встретила скептическое отношение физического сообщества. Причиной тому была двойственность теории: применяя законы классической механики для описания движения электрона в атоме, она дополняла их противоречащими классической электродинамике постулатами. Поэтому теория Бора остро нуждалась в поддержке новыми экспериментальными результатами.

Важным подтверждением справедливости теории Бора стали результаты из области физики *электрон-атомных столкновений*, которые были получены в серии опытов, проведенных в 1912–1914 гг. Джеймсом Франком (1882–1964) и Густавом Герцем (1887–1975). Характерно, что ни при постановке экспериментов, ни при обсуждении данных в оригинальных работах авторов теория Бора даже не упоминалась. Постановка экспериментов преследовала другие цели, и в рамках данной теории результаты были интерпретированы значительно позже другими исследователями (см. Приложение 2). Тем не менее, значение опытов оказалось столь большим, что вскоре после общественного признания теории Бора (Нобелевская премия по физике, 1922) Нобелевскую премию в 1925 г. получили и авторы опытов – как отмечалось в официальном сообщении Нобелевского комитета, «за прямое экспериментальное подтверждение существования дискретных энергетических уровней в атоме».

Опыты Франка–Герца

Важное следствие из принципа дискретности энергетических состояний атома в теории Бора состоит в том, что *передача энергии атомным электронам в любом процессе должна происходить*

также дискретными порциями¹ (квантами), а возможная величина этих квантов должна, по правилу частот Бора, соответствовать атомным спектрам.

Одним из возможных процессов, сопровождающимся передачей энергии атому, является неупругое взаимодействие с ним свободного электрона, или *неупругое рассеяние электрона* на атоме. Вследствие большой разницы в массах электрона и атома, очень малая часть кинетической энергии соударяющегося электрона, $\sim 2m_e/M_A$, переходит в кинетическую энергию атома. Поэтому, если атом в процессе неупругого столкновения не ионизируется, то практически все изменение кинетической энергии электрона связано с изменением внутренней энергии атома.

Опыты Франка–Герца подтверждают эти рассуждения, а именно показывают:

- столкновение с низкоэнергетичным электроном переводит атом в возбужденное состояние;
- энергия, передаваемая электроном атому, всегда имеет дискретные значения;
- величины полученных таким образом энергетических уровней согласуются с результатами спектроскопических наблюдений.

Для опытов требуются источник электронов (обычно термоэмиссионный катод) и система электродов для ускорения электронов до нужной (варьируемой) энергии. Пучок ускоренных электронов сталкивается с атомами исследуемого вещества в газообразном состоянии, и исследуется влияние ускоряющего напряжения на процесс возбуждения атомов.

Чтобы установить факт возбуждения атомов, можно наблюдать, например, испускаемое возбужденными атомами оптическое излучение или изменение коэффициента поглощения на данной спектральной линии, или другое связанное с возбуждением явление. Однако самый чувствительный метод – наблюдение за изменением энергии электронов в пучке. Если электроны ускорены до энергии чуть выше энергии первого возбужденного состояния, некоторые из них будут возбуждать атомы и, следовательно, потеряют почти всю свою энергию. Поэтому факт изменения энергии электронов свидетельствует о возбуждении атомов. В простейшем случае достаточно на коллектор электронов (анод) наложить небольшой задерживающий потенциал. Неупруго рассеянные электроны будут неспособны преодолеть его и в результате не попадут на анод.

Такие условия реализуются в экспериментальной схеме плоской или цилиндрической геометрии, включающей катод, коллектор и одну или две сетки между ними (рис. 1). Если распределение потенциалов соответствует варианту *a*, то пучок ускоряется в промежутке между катодом и сеткой 1. Далее электроны движутся в эквипотенциальной области между сетками 1 и 2, взаимодействуя с атомами, и затем преодолевают задерживающий потенциал между сеткой 2 и анодом. Когда при увеличении ускоряющего напряжения V_{acc} энергия электронов достигает порога возбуждения первого возбужденного состояния – величины $\Delta E_1 = E_1 - E_0$, наблюдается падение Δi_a анодного тока электронов i_a , пропорциональное количеству неупругих столкновений

$$\Delta i_a / i_a = 1 - \exp(-n \cdot \sigma \cdot l) \approx n \cdot \sigma \cdot l, \quad (1)$$

где n – концентрация атомов, σ – сечение возбуждения, l – длина промежутка между сетками 1 и 2.

¹ Если, конечно, при этом электроны остаются связанными в атоме.

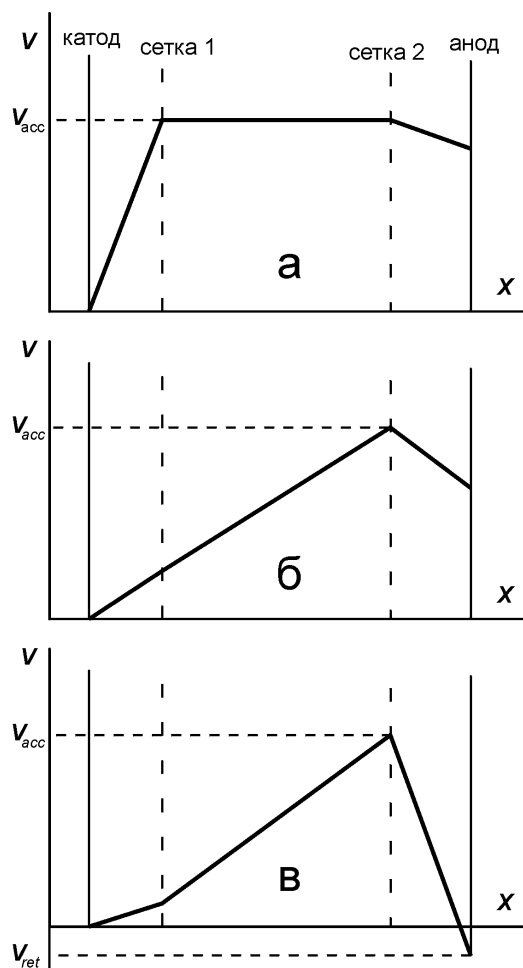


Рис. 1. Схема распределения потенциалов

Когда достигается порог возбуждения следующего уровня, происходит следующий провал тока. Эти провалы тока налагаются на монотонно растущую кривую $i_a(V_{acc})$ – число электронов, достигающих анода, растет с увеличением V_{acc} , поскольку потенциал V_{acc} уменьшает влияние пространственного заряда вблизи катода и упругого рассеяния электронов в плотном газе. Несколько причин приводят к тому, что провалы не являются идеально резкими: 1) разброс электронов по энергии из-за пространственного заряда в прикатодной области, высокой температуры термоэмиссионного катода и, в случае катода прямого накала, падения потенциала на нем; 2) зависимость сечения возбуждения от энергии электрона (см. Приложения 2-4).

Возможно и другое распределение потенциалов, когда потенциал V_{acc} приложен к сетке 2 (сетка 1 в этом случае может отсутствовать). В этой схеме (рис. 1, б) электрон может увеличивать свою энергию и после неупругого соударения с атомом в промежутке до сетки 2. Здесь, как и в варианте а, когда V_{acc} достигает величины $\Delta E_1/e$, становятся возможными неупругие столкновения, и наблюдается уменьшение электронного тока на анод. Однако в отличие от распределения а, при двукратном превышении V_{acc} над $\Delta E_1/e$ электрон может возбудить атом на полпути к сетке 2, потеряв свою энергию, потом заново набрать ее, возбудить второй атом и снова прийти к сетке 2 с энергией, близкой к нулю. Следовательно, в этом случае мы будем наблюдать второй провал в зависимости $i_a(V_{acc})$.

Преимущество схемы *б* в том, что провалы тока выражены более ярко, и легко получить несколько таких провалов, соответствующих первому возбужденному состоянию. Однако практически невозможно наблюдать возбуждение более высоких уровней. Плотность газа, через который проходят электроны, сильно влияет на наблюдаемую картинку: при низкой плотности можно получить большой электронный ток, но провалы будут малы; повышение плотности приводит к меньшему току, но более выраженным провалам.

Принципиально важно, что такие эксперименты могут быть проведены только с одноатомными газами. Если электрон сталкивается с молекулой, становится возможной передача энергии во вращательное и колебательное движение молекулы с квантами энергии, значительно меньшими квантов электронного возбуждения. В этом случае, чтобы наблюдать уменьшение энергии электронов, требуются гораздо более тонкие методы. Поэтому обычные вещества для опытов Франка–Герца – пары металлов (ртуть, щелочные металлы) и инертные газы (неон, аргон). Более того, так как вероятности возбуждения колебаний медленными электронами существенно превышают вероятности возбуждения электронных состояний, даже малая, $\sim 1\%$, примесь молекулярного газа полностью подавляет вызванную электронным возбуждением немонотонность $i_a(V_{acc})$.

Похожая экспериментальная схема может быть использована и для измерения потенциала ионизации U_i – энергии, необходимой для полного удаления одного атомного электрона из атома. В этом случае, вместо наблюдения за особенностями зависимости электронного тока, удобней регистрировать образующиеся положительные ионы. Нужное при этом распределение потенциалов показано на рис. 1, *в*. В этой схеме потенциал анода ниже потенциала катода на величину V_{ret} , поэтому электроны не достигают анода, который становится коллектором ионов. С увеличением V_{acc} при некотором пороговом значении появляется положительный анодный ток. На анод попадают ионы, образовавшиеся в промежутке «сетка 2 – анод». Для того, чтобы достаточная часть электронов не потеряла свою энергию, долетая до этой области, нужно понизить вероятность неупругих столкновений между сетками. Для этого давление вещества обычно делают ниже, чем в экспериментах, исследующих возбуждение атомов.

В экспериментах обоих типов полученные величины ускоряющего напряжения V_{acc} нужно поправлять на контактную разность потенциалов между катодом и анодом. Контактная разность возникает из-за того, что работа выхода электрона из катода меньше, чем из анода: поверхность катода должна обладать хорошими эмиссионными свойствами, поэтому в качестве катода используются материалы с низкой работой выхода; эмиссия электронов из анода² – нежелательный эффект, затрудняющий анализ кривых $i_a(V_{acc})$, поэтому для изготовления анода применяют материалы с высокой работой выхода. Контактная разность сдвигает шкалу напряжений равномерно. Поэтому, если в схеме 1, *б* наблюдаются два и более последовательных провала, соответствующих возбуждению одного и того же уровня, разность потенциалов между соседними пиками дает точное значение энергии возбуждения. Определенная таким образом энергия возбуждения позволяет найти контактную разность потенциалов как разницу между значением энергии возбуждения и координатой первого пика. В

² Под действием, например, сталкивающихся с анодом электронов (вторичная электронная эмиссия) или фотонов (фотоэлектронный эффект).

свою очередь найденная контактная разность может быть использована для коррекции результатов в измерениях потенциала ионизации.

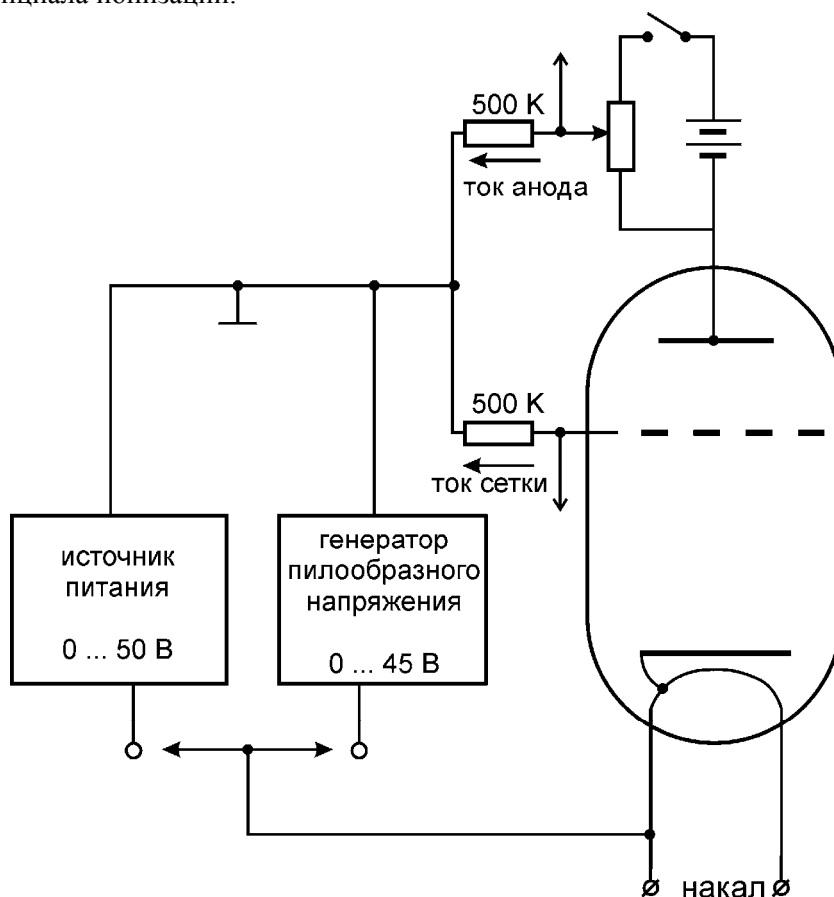


Рис. 2. Схема лабораторной установки

Еще одна причина искажения кривых $i_a(V_{acc})$ – пространственный потенциал, создаваемый самими электронами. Очевидно, что его влияние будет максимальным в области наибольшей плотности электронов – вблизи катода. Величина отрицательного потенциала, создаваемого облаком электронов в прикатодной области, зависит от температуры катода (определяется током накала) и условий вытяжки электронов (определяются разностью потенциалов катода и сетки 1).

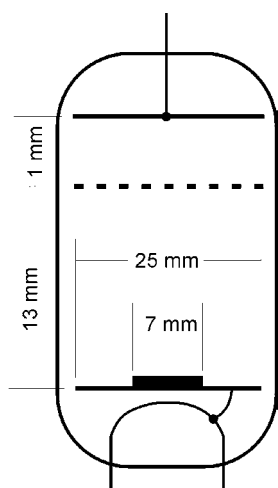


Рис. 3. Газонаполненная трехэлектродная лампа

Схема эксперимента

В лабораторной установке (рис. 2) используется трехэлектродная лампа плоской геометрии, наполненная аргоном до давления $P \approx 1$ торр. Внутри лампы (рис. 3) находится катод косвенного накала, отличающийся низкой работой выхода, сетка и анод.

По сравнению с четырехэлектродной схемой (см. рис. 1) в лампе отсутствует сетка 1, что исключает создание эквипотенциальной области (рис. 1, а), но позволяет создать распределения потенциалов, показанных на рис. 1, б и в. Между катодом и сеткой приложено ускоряющее напряжение, создаваемое либо источником

питания (0 ... 50 В), либо генератором пилообразного напряжения (0 ... 45 В). Для создания задерживающего потенциала до 25 В между сеткой и анодом используется батарея гальванических элементов, что позволяет уменьшить шумы в анодной цепи. Анодный ток и ток сетки, протекая через резисторы по 500 кОм, создают на них падение напряжения, которое регистрируется осциллографом или АЦП. Для запуска источника пилообразного напряжения используется генератор развертки осциллографа.

Порядок выполнения работы

Порядок включения

- Проверить схему установки согласно рис. 2.
- Включить осциллограф. Подать на его вход сигнал с сетки.
- Убедиться, что источник запирающего напряжения отключен.
- Включить источник питания генератора пилообразного напряжения (усилителя напряжения развертки), выставить на нем напряжение 53 В.
- Включить источник питания накала катода ТЭС-41 (**нажимать только красную кнопку СЕТЬ!**).
Напряжение накала катода – не более 5 В! Напряжение 5 В позволяет уменьшить время прогрева катода. Рабочее напряжение накала – 4,6 В.
- **Штеккер 1** кабеля «Ускоряющее напряжение – 2 вход АЦП» должен быть подключен к правому гнезду «Накал» (подпись «Н1»)
- **Штеккер 2** кабеля «Ускоряющее напряжение – 2 вход АЦП» должен быть подключен к верхнему гнезду «Заземление» (подпись «2И»)
- Несколько минут спустя на экране осциллографа появится зависимость тока сетки от ускоряющего напряжения. После прогрева схемы, когда кривая перестанет меняться, можно приступить к записи результатов на компьютер.
- **Разъем** кабеля «Анодный ток – 3 вход АЦП» должен быть подключен к разъему «анодный ток».

Регистрация ускоряющего и задерживающего напряжений, а также анодного тока осуществляется при помощи АЦП. Блок АЦП и программа управления АЦП предназначены для оцифровки сигнала, приходящего на вход АЦП и записи полученных данных на жесткий диск компьютера. Программа не управляет ходом исследуемого физического процесса, а только помогает в его регистрации.

Упражнение 1. Измерение потенциала возбуждения.

Порядок действий:

1. Включите компьютер и загрузите операционную систему Linux (Login – “student”, password – “student”), под которой работает программа АЦП.
2. Программа запускается с рабочего стола иконкой «Frank-Hertz».
3. Перед началом работы вам необходимо зарегистрироваться. Это необходимо для того, чтобы был создан файл ваших результатов с вашим именем в директории `/home/student/`, а также для контроля выполнения работы преподавателем. Запишите свою фамилию или другое кодовое сло-

во в окно программы и нажмите «Enter». Ваши файлы будут иметь вид «name.txt». Обязательно нажмите курсором кнопку «Apply» в ответ на вопрос программы!

4. Сигнал ускоряющего напряжения подведен ко 2-му каналу АЦП, а анодного тока – к 3-ему каналу. Для выполнения работы необходимо выбрать нужные каналы. Это осуществляется путем проставления галочки напротив используемых каналов АЦП.
5. Регистрация данных АЦП начинается после нажатия кнопки **Start**.
6. После нажатия вы увидите окно временного графика программы. Заметим, что на графике наблюдается зашкаливание ускоряющего напряжения (зеленая кривая). Тем не менее, это напряжение будет записано в файл правильно, так как реально диапазон сигналов, измеряемых АЦП, составляет ± 10 В.
7. Для изменения масштаба экрана подведите курсор к оси ординат (курсор должен принять изображение руки), кликните левой клавишей и с помощью рамки установите нужный масштаб. Возвращение к предыдущему масштабу производится при помощи опции «Unzoom», появляющейся при нажатии на правую клавишу.
8. Вначале следует провести измерения коэффициента передачи АЦП. Для этого подайте на второй канал АЦП вместо ускоряющего напряжения выходное напряжение источника питания генератора пилообразного напряжения (53 В). Для этого воткните **штеккер 1** кабеля «Ускоряющее напряжение – 2 вход АЦП» в клемму «**1И**». Переключите тумблер влево. Далее, уменьшая напряжение источника на 10 В, запишите сигналы 43, 33, 23 и 13 В. При обработке файла вы сможете по ним определить коэффициент передачи АЦП, который для всех каналов одинаков.
9. Верните второй канал АЦП на измерение ускоряющего напряжения, т.е. воткните **штеккер 2** в гнездо «**Н2**». Далее следует записать кривые анодного тока для нескольких запирающих напряжений – напряжений между анодом и сеткой.
10. Подключите разъем цифрового вольтметра Ц4300 к гнезду запирающего напряжения с учетом полярности – заземленный конец провода отмечен знаком « \perp », он должен быть ближе к вам. Включите источник запирающего напряжения, переведя тумблер в положение «Вкл». Выставьте по вольтметру Ц4300 запирающее напряжение на уровне 10 Вольт.

Из-за ограниченного ресурса гальванических элементов рекомендуется включать запирающее напряжение только на время проведения измерений и после записи кривых сразу же выключать его!

11. Повторите п. 10, каждый раз уменьшая запирающее напряжение на 2 – 2,5 В. Дойдя в итоге до нуля, вы получите 5-6 кривых, которые будете обрабатывать позже. Контролируйте изменение сигналов анодного тока на экране компьютера.

Упражнение 2. Измерение потенциала ионизации.

1. Для измерения положительного ионного тока выполните п. 10, выставив по вольтметру Ц4300 **максимальное** запирающее напряжение.
2. Для записи данных в файл нажмите кнопку «**Stop**». Учтите, что при повторном нажатии кнопки «**Start**», все записанные данные обнуляются и процесс регистрации начинается заново.

3. После завершения работы нажимается кнопка «Exit».

Порядок выключения.

- Выключить источник запирающего напряжения.
- Выключить АЦП.
- Выключить осциллограф.
- Выключить источник питания усилителя напряжения развертки.
- Плавно уменьшить ток накала до 0. Выключить блок питания накала катода.

Обработка измерений.

Вставьте дискету в дисковод. Кликните третий значок слева в нижнем меню на рабочем столе. В появившейся командной строке наберите `mc` и нажмите `<Enter>`. Этой командой вызывается файловый редактор Midnight Commander – аналог Far. В нижней командной строке наберите `mount /mnt/floppy`. Зайдите в левом окне в директорию `/home/student` со своими файлами, а в правом – в директорию `/mnt/floppy`. Скопируйте в нее свои файлы.

Примечание:

В полученном файле организация данных следующая:

Channel1 Channel2 Channel3 Channel4 Channel5 Channel6

Первый канал (Channel1) является служебным и служит для контроля правильной работы АЦП, в этом канале вы должны получить сигнал типа «пила».

Перенеся данные на один из компьютеров, предназначенных для обработки результатов, запустите программу «Mathcad» и откройте в ней файл `C:\Franck-Hertz\Franck-Hertz.mcd`. Согласно инструкциям в нем обработайте полученные данные и распечатайте результаты обработки.

Анализ результатов

- Рассмотреть возможные способы определения первого потенциала возбуждения и получить его величину оптимальным, на Ваш взгляд, способом.
- Определить контактную разность потенциалов и значение потенциала ионизации.
- Сравнить полученные значения со справочными данными.

Контрольные вопросы и задания

1. Почему для опыта Франка–Герца нельзя использовать многоатомные газы?
2. Почему полученные в работе осцилляции электронного тока для аргона значительно меньше, чем в опытах Франка и Герца для ртути?
3. Оцените максимальную энергию (скорость), которую бы набрал электрон, движущийся в постоянном электрическом поле при давлении аргона 1 торр, в отсутствие неупругих соударений.
4. Объясните причины, по которым Вы (как и Франк с Герцем) не смогли определить точное значение энергии ионизации атома аргона.

Приложение 1. Файл Frank-Hertz.mcd

Обработка результатов лабораторной работы "Опыт Франка-Герца"

d :=



D:\..\Dubov.txt

Считывание данных АЦП

Номера использованных каналов АЦП:

c1 := 2 Канал записи анодного тока

c2 := 3 Канал записи ускоряющего напряжения

jM := rows(d)

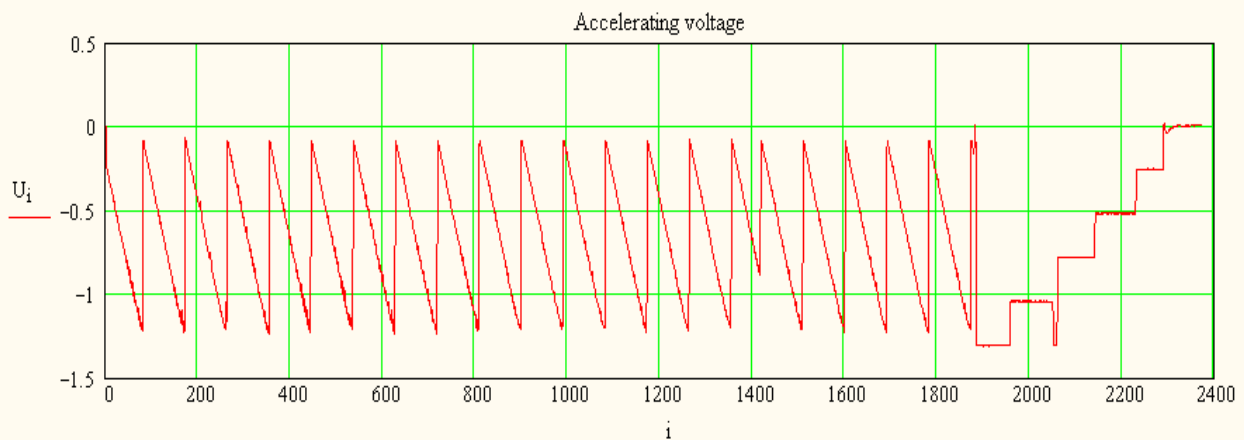
jM = 2.374×10^3 Число записанных точек

i := 1..jM

s_i := d_{i,c1} Переобозначение. Теперь s - анодный ток, U - ускоряющее напряжениеU_i := d_{i,c2}

Калибровка ускоряющего напряжения:

Используйте этот график для калибровки ускоряющего напряжения



кликните в график правой клавишей мыши и выберите опцию "Группировка". Измерьте величину калибровочного напряжения и заполните матрицу U_c. В левом столбце матрицы записаны калибровочные напряжения, которые вы подавали на вход АЦП, а в правый столбец нужно занести значения, измеренные на графике

$$U_c := \begin{pmatrix} 50 & 1.3 \\ 40 & 1.04 \\ 30 & 0.78 \\ 10 & 0.25 \end{pmatrix}$$

$$C_{aj} := \frac{U_{cj,2}}{U_{cj,1}}$$

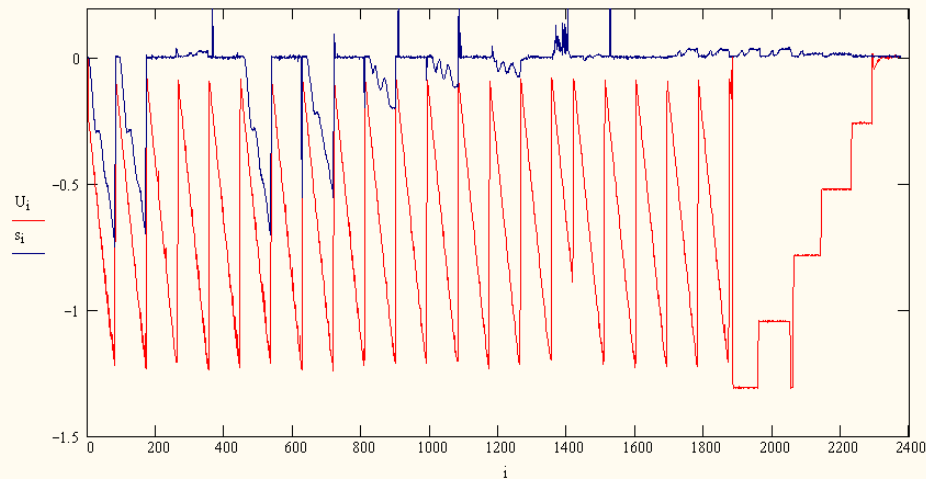
$$C_a = \begin{pmatrix} 0.026 \\ 0.026 \\ 0.026 \\ 0.025 \end{pmatrix}$$

Коэффициент калибровки для
ускоряющего напряжения

$$k := \sum_j \frac{Ca_j}{\text{rows}(Ca)} \quad k = 0.026 \quad \frac{1}{k} = 38.835 \quad \text{Усредненный коэффициент калибровки для ускоряющего напряжения}$$

Определение потенциала возбуждения:

Этот график обзорный. Для измерений следует выбрать на нем участок, который в более крупном масштабе будет изображен на графике, расположенном ниже. Кликните в график правой клавишей мыши и, используя команду "Трассировка", определите начальную и конечную точки участка, который вы собираетесь измерить. Присвойте выбранные значения переменным S и F (ниже).



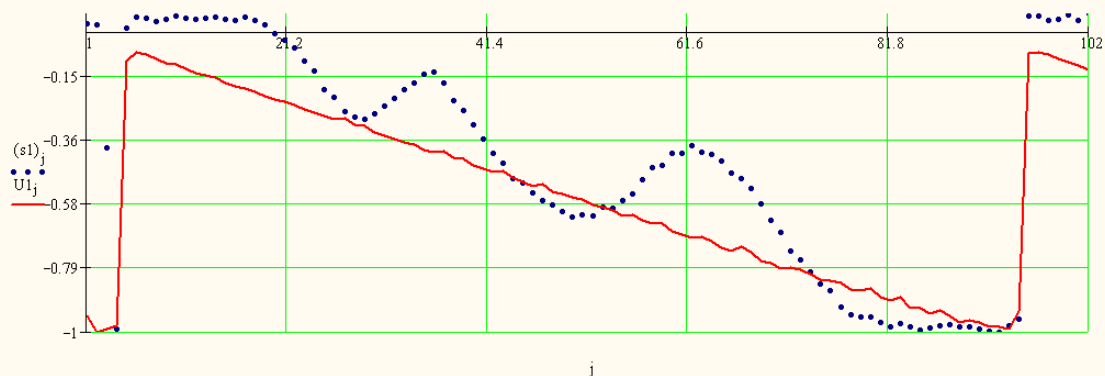
Введите начальную и конечную точки выбранного участка : $S := 805$ $F := 906$

Следующая часть программы занимается масштабированием графиков. Если программа дальше "не идет" - значит, минимальное значение измеренных величин на выбранном участке равно нулю.

$$i := S..F \quad U_{1i-S+1} := U_i \quad s_{1i-S+1} := s_i \quad MU := \min(U_1) \quad Ms := \min(s_1) \quad s_{1i-S+1} := \frac{(-s_1)_{i-S+1}}{Ms} \quad U_{1i-S+1} := \frac{(-U_1)_{i-S+1}}{MU} \quad N := F - S + 1$$

$$j := 1..N$$

Кликните в график правой клавишей мыши, выберите опцию "трассировка" и, кликая левой клавишей в точки на графике, определите X-координаты точек, в которых нужно найти ускоряющее напряжение.



Первая выбранная точка на графике анодного тока: $a1 := 29$

Вторая выбранная точка на графике анодного тока: $a2 := 50$

$$U_{e1} := \frac{U_{a1+S-1}}{k} \quad U_{e2} := \frac{U_{a2+S-1}}{k}$$

Разность напряжений в точках 1 и 2: $U_e := (U_{e1} - U_{e2}) \quad U_e = 11.275$

Введите начальную и конечную точки выбранного участка :

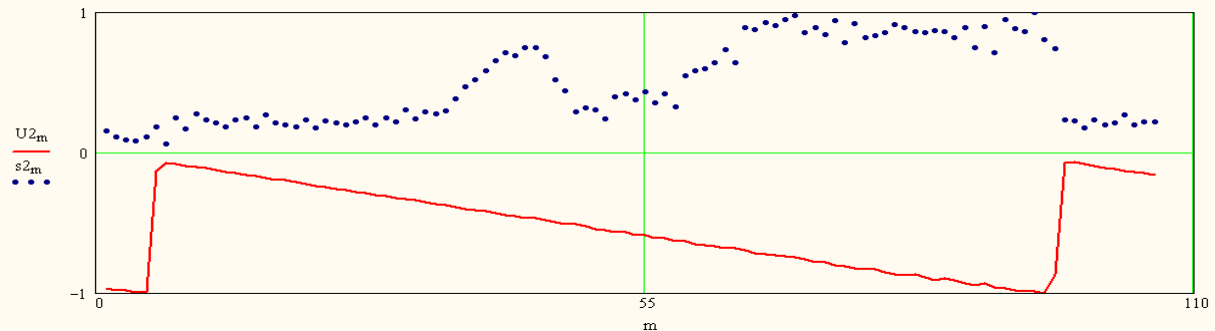
S1 := 1686

F1 := 1791

Следующая часть программы занимается масштабированием графиков. Если программа дальше "не идет" - значит, минимальное или максимальное значение измеренных величин на выбранном участке равно нулю.

$$\begin{aligned}
 1 &:= S1..F1 & U_{2-S1+1} &:= U_1 & s_{2-S1+1} &:= s_1 & MU &:= \min(U_2) & Ms &:= \max(s_2) & s_{2-S1+1} &:= \frac{(s_2)_{1-S1+1}}{Ms} & U_{2-S1+1} &:= \frac{(-U_2)_{1-S1+1}}{MU} \\
 m &:= 1..N1 & MU &:= -1.225 & Ms &:= 0.042
 \end{aligned}$$

Кликните в график правой клавишей мыши, выберите опцию "трассировка" и, кликая левой клавишей в точки на графике, определите X-координаты точек, в которых нужно найти ускоряющее напряжение.



Выбранная 1 точка на графике анодного тока:

a4 := 36

Выбранная 2 точка на графике анодного тока:

a5 := 70

Ускоряющее напряжение в выбранной точке 1:

$$UI1 := \frac{(U_{a4+S1-1})}{k} \quad UI1 = -18.564$$

Ускоряющее напряжение в выбранной точке 2:

$$UI2 := \frac{(U_{a5+S1-1})}{k} \quad UI2 = -35.511$$

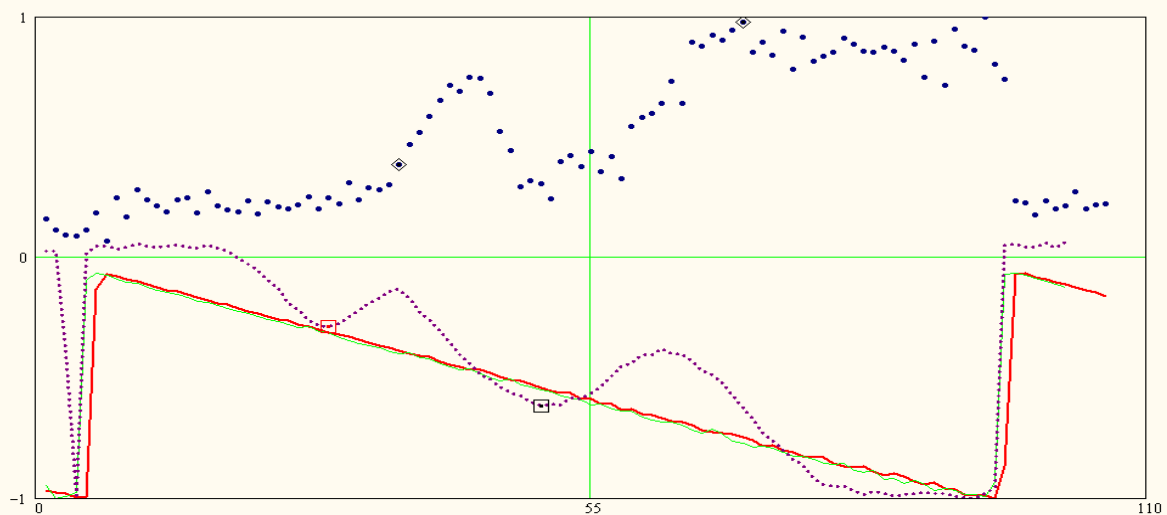
Разность напряжений в точках 1 и 2:

$$UI_d := \frac{(U_{a4+S1-1} - U_{a5+S1-1})}{k} \quad UI_d = 17.614$$

Окончательные результаты:

UI1 = -18.564

Ue = 11.275



Ускоряющее напряжение точки 1 ионного тока

UI1 = -18.564

Ускоряющее напряжение точки 2 ионного тока

UI2 = -35.511

Ускоряющее напряжение точки 1 электронного тока

Ue1 = -14.872

Разность ускоряющих напряжений точек 1 и 2 электронного тока

Ue = 11.275

Выделите левой клавишей мыши график и результаты и скопируйте их в файл Word, используя команды "Вставка" и "Точечный рисунок". Распечатайте полученную картинку.

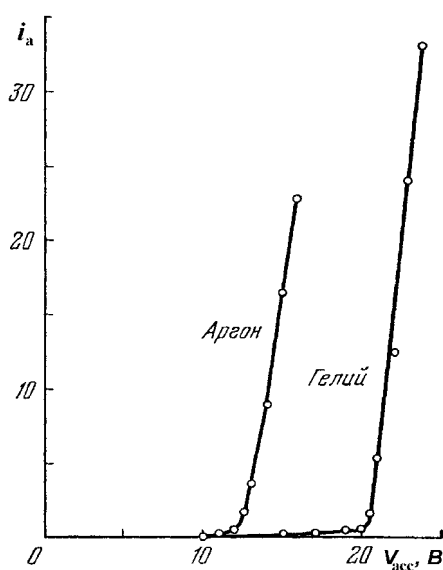
Приложение 2. Эксперименты Франка – Герца. История и значение.³

Рис. 4. Положительные анодные токи в аргоне и гелии

Серия экспериментов по исследованию столкновений электронов с атомами в газовой фазе была начата Франком и Герцем в 1912 г. Изначально цель этих опытов не имела отношения к атомной или к квантовой физике. Речь шла о проверке теории прохождения электрического тока через газ, предложенной Дж. Таундсеном в 1900 г. Ключевую роль в теории Таундсена играла величина α – число вторичных электронов, производимых первичным электроном, движущимся под действием электрического поля, в столкновениях с молекулами (атомами) на единице длины пути. Таундсен измерил эту величину экспериментально, а также теоретически связал ее со средней длиной свободного пробега электрона λ_e и энергией ионизации молекулы U_i : по измеренным α могли быть рассчитаны две последние величины.

В качестве проверки теории Таундсена Франк и Герц решили провести прямые измерения λ_e и U_i на установке, схема которой соответствовала изображенной на рис. 1, в. При этом сетка 1 отсутствовала, а сетка 2 была максимально приближена к катоду, т. е. область, в которой происходит ионизация, была максимально увеличена. Эксперименты проводились с аргонem и гелием. С увеличе-

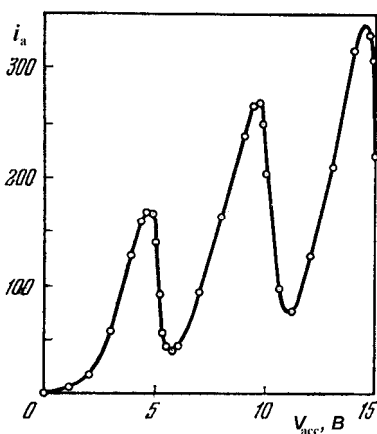


Рис. 5. Анодный ток электронов в ртути.

нием V_{acc} при некотором значении, равном 13 и 21 В для аргона и гелия соответственно, возникал положительный анодный ток (см. рис. 4). Исследователи заключили, что этот порог соответствует достижению электроном минимальной энергии, необходимой для ионизации атома. Впоследствии оказалось, что это заключение было ошибочным. На самом деле положительный анодный ток вызывался, прежде всего, коротковолновым ультрафиолетовым излучением *возбужденных* атомов, которое благодаря фотоэффекту вырывало электроны из анода.

Следующая серия экспериментов была направлена на прямое измерение потерь энергии электрона – в теории Таундсена полагалось, что при каждом, даже не ионизирующем столкновении с молекулой электрон полностью теряет свою энергию. Эти опыты проводились для ряда газов в схемах с разной геометрией. Распределение потенциалов соответствовало рис. 1, б, а сетка 2 была максимально приближена к аноду. Варьирова-

³ Изложено по работам [3, 4].

ние давления газа позволяло оценить число столкновений в ускоряющем промежутке и величину λ_e . Предположение Таундсена о полной потере энергии не подтвердилось ни в одном газе. Особенно важный факт был установлен для одноатомных газов: в них вообще не наблюдалось потерь энергии электрона до тех пор, пока ускоряющее напряжение было меньше измеренного ранее предположительного напряжения ионизации. Отсюда вытекало, что *невозможно сообщить атому путем соударения с электроном энергию, которая меньше определенного, характерного для данного атома значения*. Этот минимальный квант энергии был ошибочно приписан энергии ионизации.

Для подтверждения этих результатов были начаты эксперименты с парами ртути. Измерения положительного анодного тока для ртути было технически сложной задачей – из-за высокой температуры установки росли шумовые токи. Поэтому исследователи ограничились измерением минимальной энергии электрона, которая может быть передана атому. Именно в этой серии измерений была получена знаменитая зависимость анодного тока от V_{acc} (рис. 5). Расстояние между последовательными максимумами кривой оказалось равным 4,9 В.

При анализе результатов авторы руководствовались идеями Планка (см. Введение) и попытались связать полученный квант энергии с «атомным осциллятором», имеющим соответственную этому кванту частоту. Оказалось, что в атоме ртути есть такая частота – а именно частота очень сильной резонансной линии 253,7 нм. Для проведения оптических измерений Франк и Герц заменили стеклянную колбу на кварцевую и использовали ультрафиолетовый спектрограф (время экспозиции – от часа до двух!). Результаты показали, что при $V_{acc} < 4,9$ В излучение отсутствовало⁴, а при $V_{acc} > 4,9$ В излучалась *только* линия 253,7 нм, несмотря на известный к тому времени богатый спектр излучения ртути. Авторы объяснили этот результат тем, что вследствие поглощения кванта 4,9 эВ может происходить как излучение колеблющегося электрона, так и его отрыв (ионизация атома). Была получена величина постоянной Планка, которая оказалось в отличном согласии со значением, определяемым из измерений спектра теплового излучения.

Именно измерения положительного анодного тока могли бы показать отсутствие ионизации при 4,9 эВ и ошибочность связи этой энергии с энергией ионизации (для ртути $U_i = 10,4$ эВ). Однако летом 1914 г. исследования были прерваны войной, и правильная интерпретация результатов в рамках теории Бора была сделана только в 1917 г. самим Бором и Ван-дер-Бийлом.

Значение опытов Франка и Герца состояло в следующем.

1. Самым простым и убедительным образом было продемонстрировано существование дискретных уровней энергии в атоме, т. е. подтвержден первый постулат теории Бора.
2. Измеренное значение длины волны излучения оказалось в соответствии со вторым постулатом Бора.
3. Эти эксперименты заложили основы целого направления в атомной физике – физики электрон-атомных столкновений и электронной спектроскопии атомов и молекул.

⁴ Кроме шумового теплового излучения нагретой платиновой нити – катода.

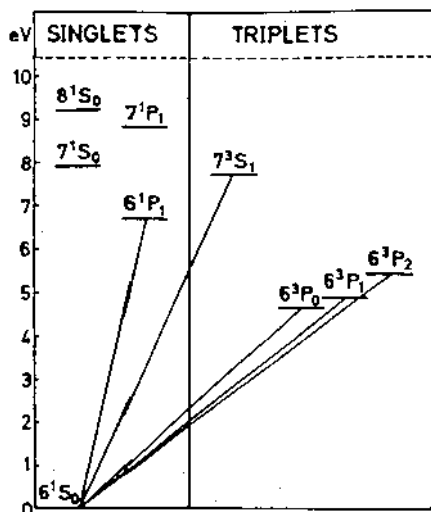
Приложение 3. Эксперименты Франка-Герца. Современное понимание.⁵

Рис. 6. Энергетические уровни атома ртути.

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 с атомом ртути, исследованные сравнительно недавно.

Из упрощенной схемы энергетических уровней атома ртути (рис. 6) следует, что нижнее возбужденное состояние атома является триплетным, так как соответствует двухэлектронному 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 6^3P_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 сильно запрещены (так, например, излучательное время жизни терма 6^3P_0 – 1,4 с). Спиновое правило отбора должно было бы запрещать и излучение с 6^3P_1 уровня, но сильное 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, которую и наблюдали Франк и Герц. Таким образом, казалось бы, расстояние между максимумами кривой на рис. 5 должно составлять 4,67 В, что на 0,2 В меньше, чем наблюдается, и гораздо хуже соответствовать энергии фотона резонансной линии в спектре ртути. Для объяснения этого расхождения нужно обратиться к сечениям возбуждения, которые согласно (1) характеризуют вероятность перехода атома ртути в то или иное возбужденное состояние. Обычно сечения возбуждения вблизи порога обнаруживают линейную зависимость от энергии электрона E и возрастают достаточно плавно (см., например, ниже данные для аргона на рис. 9). В случае же атомов ртути форма сечений возбуждения довольно необычна (см. рис. 7, где они приведены вместе с транспортным сечением рассеяния электрона). Каждое из них обнаруживает резкое возрастание вблизи порога возбуждения, а два из них – еще и дополнительные, более широкие максимумы. Причина такого поведения в том, что при этих энергиях существует высокая вероятность временного захвата электрона атомом («резонанса») с образованием атомарного отрицательного иона. Если ширина этого резонанса порядка 20 мэВ, то время жизни иона не превышает 10^{-13} с. После этого происходит автоотрыв электрона, и атом ртути возвращается в основное состояние или (если энергия иона достаточно высока) становится возбужденным.

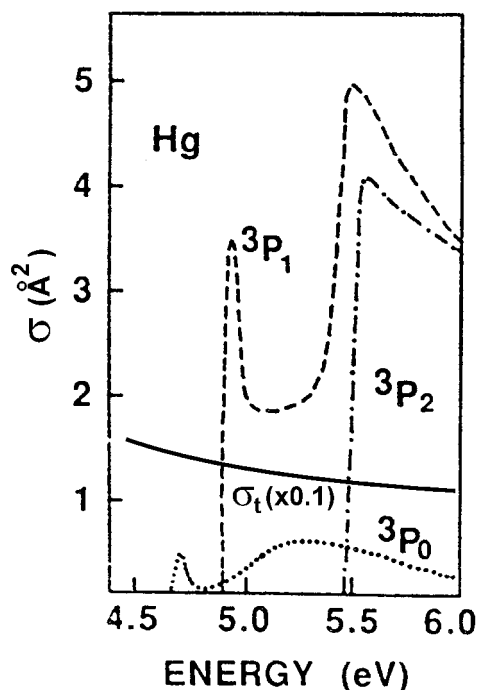


Рис. 7. Сечения возбуждения атома Hg в указанные состояния и транспортное сечение рассеяния электрона (σ_t) в зависимости от E

Всего в диапазоне 4,5–5,5 эВ идентифицировано пять короткоживущих состояний иона Hg^- ($6s6p^2$). Вблизи резонанса сечение захвата электрона описывается формулой Брейта–Вигнера и может достигать в максимуме величины $4\pi\lambda^2$, где $\lambda = h/m_e v$ – де-бройлевская длина волны электрона. При этом величина сечения возбуждения зависит от относительной вероятности распада иона по каналу, приводящему к образованию возбужденного нейтрального атома. В результате, как видно из рис. 7, уже вблизи порогов возбуждения сечения достигают аномально больших величин (сравните их с абсолютными значениями сечений взаимодействия электрона с аргоном на рис. 9).

В эксперименте, очевидно, возбуждаются все три состояния. По мере ускорения электрона сначала становится возможным возбуждение состояния 6^3P_0 , однако сечение его возбуждения минимально,

и доля замедлившихся электронов мала. Основная часть электронов начинает замедляться при достижении ими энергии 4,92 эВ, соответствующей первому максимуму возбуждения состояния 6^3P_1 , что и определяет интервал между осцилляциями электронного тока на рис. 5.

Согласно выражению (1), количество образующихся возбужденных молекул (и замедленных электронов) зависит не только от сечения, но и от произведения концентрации атомов ртути на длину области взаимодействия. Поэтому, изменяя давление, можно менять относительную долю электронов, возбуждавших атомы в другие состояния. Это приводит [5] к тому, что при $p_{\text{Hg}} \times l \approx 3$ торр \times см интервал между осцилляциями составляет 5,15 эВ, при $p_{\text{Hg}} \times l \approx 15$ торр \times см (значение в опытах Франка и Герца) – 4,9 эВ, а при 75 торр \times см – всего 4,8 эВ.

Таким образом, именно нетривиальные каналы возбуждения атомов ртути привел в опытах Франка и Герца к появлению очень наглядной кривой зависимости анодного тока от V_{acc} с резко выраженными осцилляциями, соответствующими энергии фотона резонансного излучения атома.

ПРИЛОЖЕНИЕ 4. Электронно-возбужденные состояния атомов инертных газов

Атомы инертных газов – элементов восьмой группы – имеют замкнутую валентную электронную оболочку p^6 . Поэтому первое возбужденное состояние этих атомов далеко отстоит от основного состояния 1S_0 – эти атомы характеризуются высоким потенциалом возбуждения порядка

⁵ Подробней см. работы [5, 6]

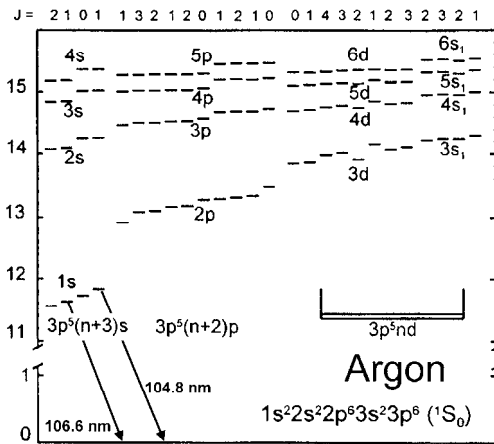


Рис. 8. Схема электронных уровней атома аргона

10 эВ (см. рис. 8). Электронная оболочка нижних возбужденных состояний атомов инертных газов имеет структуру $np^5(n+1)s$. Так как электронное состояние иона инертного газа с оболочкой p^5 отвечает электронным термам 2P , то в рамках LS -связи нижними возбужденными электронными термами атомов должны быть состояния $^3P_{0,1,2}$ и 1P_1 . При этом электронный терм 1P_1 отвечает резонансно-возбужденному состоянию. Состояние 3P_1 практически также является излучающим, так как спиновый запрет на излучение снимается за счет релятивистских взаимодействий. Уровни 3P_0 и 3P_2 являются

метастабильными.⁶ Сечения возбуждения нижних возбужденных состояний атома аргона, σ , в зависимости от энергии электрона E приведены на рис. 9. Видно, что вблизи порога сечения σ и σ_i могут быть аппроксимированы линейными зависимостями вида $\sigma = C \cdot (E - E_0)$.

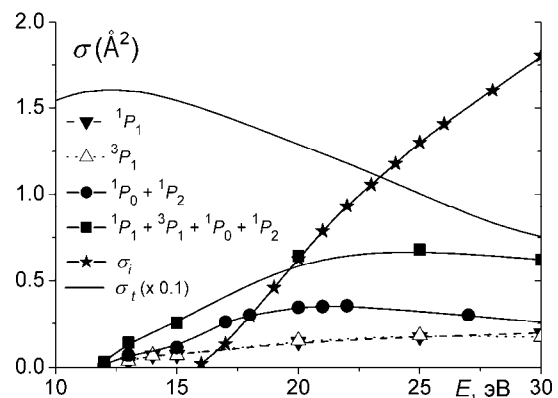
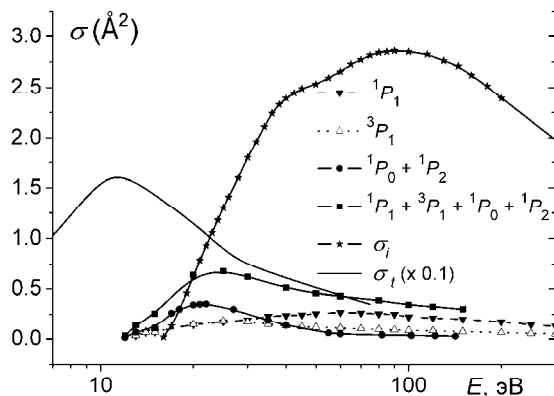


Рис. 9. Сечения возбуждения атома Аг в указанные состояния, а также сечение ионизации σ_i и транспортное сечение рассеяния электрона σ_t в зависимости от энергии электронов E . Справа — вблизи порога возбуждения.

⁶ Отметим, что термы электронно-возбужденных состояний атомов инертных газов могут обозначаться по-разному. Здесь они обозначены в терминах LS -связи, когда левым верхним индексом обозначают мультиплетность состояния (величину $2S + 1$), буквой — величину орбитального момента ($S, P, D, F \dots$ при $L = 0, 1, 2, 3 \dots$), правым нижним индексом — величину полного момента J . Часто используются и термины $j-j$ -связи, в которых обозначение соответствующего терма дается в виде $l[j_1 j_2]J$. Здесь l — орбитальный момент возбужденного электрона (в обозначениях $s, p, d, f \dots$), j_1 и j_2 — полные моменты электрона и ионного остатка, J — полный момент атома. Если возбужденный электрон находится в s -состоянии и обладает только спиновым моментом $1/2$, его обозначение не приводится. Кроме этого, для атомов инертных газов состояние атомного остатка отмечается в обозначении момента электрона: при моменте атомного остатка $3/2$ ставится верхний правый штрих, при моменте $1/2$ штрих отсутствует. Например, в этих обозначениях терм 1P_1 записывается как $s' [1/2]1$.

Таблица. Основные параметры первых возбужденных состояний атомов инертных газов.

		Ne	Ar	Kr	Xe
Электронная оболочка нижних возбужденных состояний		$2p^53s$	$3p^54s$	$4p^55s$	$5p^56s$
Энергия возбуждения нижних электронных состояний, эВ	3P_2	16,62	11,55	9,92	8,32
	3P_1	16,67	11,62	10,03	8,44
	3P_0	16,72	11,72	10,53	9,45
	1P_1	16,82	11,83	10,64	9,57
Длины волн излучательных переходов, нм	$^1S_0 \rightarrow ^3P_1$	74,372	106,66	123,58	146,96
	$^1S_0 \rightarrow ^1P_1$	73,59	104,82	116,48	129,56
Время жизни излучательных состояний, 10^{-9} с	3P_1	25	10	3,5	3,6
	1P_1	1,6	2,0	3,2	3,5
Время жизни метастабильных состояний, с	$^3P_2, ^3P_0$		> 1,3		
Первый потенциал ионизации		21,565	15,760	14,000	12,130

Библиографический список

1. Шпольский Э. В. , Атомная физика. Изд. 6-е, испр. М: Наука, 1974. Т. 1: Введение в атомную физику. С. 294–312.
2. Сивухин Д. В. , Атомная и ядерная физика: Учеб. пособие. В 2-х ч. М: Наука, 1986. Ч. 1: Атомная физика. С. 80–87.
3. Тригг Дж., Решающие эксперименты в современной физике. М.: Мир, 1974. С. 84–91.
4. Герц Г. , Из первых лет квантовой физики // УФН 1977. **122**. Вып. 3. С. 497–511.
5. Hanne G. F. , What really happens in the Franck-Hertz experiment with mercury? // Am. J. Phys. 1988. **56**. P. 696–700.
6. Robson R. E. , Li B. , White R. D. , Spatially periodic structures in electron swarms and the Franck-Hertz experiment // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2000. **33**. P. 507–520.