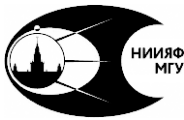




МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА
НИИЯФ имени Д.В.СКОБЕЛЬЦИНА

Опыт Франка и Герца

Лабораторная работа № 1

Москва
2022

УДК 539.18(076.5)

ББК 22.28

T19

Горяга Г.И., Дегтерёва В.В., Красильников С.С., Красильникова Н.А., Тарасова В.В., Ярославцева Е.А.

Опыт Франка и Герца. Лабораторная работа № 1. — Изд. 4-е — М.: Физический факультет МГУ, 2022 — 20 с.: ил.

В учебном пособии рассматривается задача атомного эксперимента физического факультета, посвященная опыту Франка и Герца. При выполнении данных задач студенты знакомятся с постулатами Бора и доказывают квантовую природу атомов.

Учебное пособие предназначено для студентов естественнонаучных специальностей высших учебных заведений, обучающихся по программам подготовки бакалавров, магистров и специалистов.

УДК 539.18(076.5)

ББК 22.28

© Горяга Г.И., Дегтерёва В.В., Красильников С.С., Красильникова Н.А., Тарасова В.В., Ярославцева Е.А., 2005–2022

Оглавление

1	Постулаты Бора	3
2	Опыт Франка и Герца	6
3	Порядок выполнения работы	13
3.1	Задание	15
	Список литературы	16
	Приложение 1. Справочные данные	17

1 Постулаты Бора

В 1913 г. Н. Бор создал теорию [1; 2], которая позволила объединить в единое целое *экспериментальные данные*, полученные к тому времени:

1. эмпирические закономерности линейчатого спектра водорода;
2. ядерную модель Резерфорда;
3. квантовый характер изучения и поглощения света.

В результате Бор выдвинул постулаты, которые получили название *постулатов Бора*.

Бор рассматривал водород и водородоподобные системы, которые состояли из ядра с зарядом Ze и одного электрона. Все серийные формулы в водородоподобных системах содержат произведение RZ^2 , где R – постоянная Ридберга.

Первый постулат Бора называется *постулатом стационарных состояний*. Он гласит: **в атоме существуют некоторые стационарные состояния, не изменяющиеся во времени без внешних воздействий. В этих состояниях атом не излучает электромагнитных волн.** В стационарных состояниях существуют стационарные

орбиты, по которым движутся электроны. И хотя электрон движется с ускорением, он не излучает, что противоречит классической электродинамике.

Второй постулат Бора (правило частот) гласит: **при переходе атома из одного стационарного состояния в другое им испускается или поглощается квант энергии**. Если переход происходит из состояния с меньшей энергией (с орбиты, расположенной ближе к ядру), то энергий поглощается, и наоборот.

Третий постулат Бора называется *правилом квантования орбит*: **в стационарном состоянии атома электрон, двигаясь по круговой орбите, должен иметь дискретные, квантованные значения момента импульса L** :

$$L = mvr = n\hbar, n = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Здесь m – масса электрона, v – его скорость, r – радиус орбиты, $\hbar = h/2\pi$ – приведенная постоянная Планка. На длине круговой орбиты $2\pi r$ должно уложиться целое число длин волн де Бройля λ :

$$2\pi r = n\lambda.$$

А. Зоммерфельд сделал дальнейший шаг в развитии теории [3]. Он использовал общее решение кеплеровой задачи в классической механике, то есть учел эллиптические орбиты. Теперь нам необходимы правила квантования для системы с двумя степенями свободы: радиус-вектором r и полярным углом (азимут) φ . Для эллиптических орбит необходимо применить два квантовых условия:

$$\oint p_r dr = n_r h; \quad \oint p_\varphi d\varphi = n_\varphi h, \quad (2)$$

где обобщенные импульсы p_r , p_φ имеют вид:

$$p_r = m\dot{r}; \quad p_\varphi = mr^2\dot{\varphi}.$$

Учитывая, что момент количества движения $p_\varphi = \text{const}$, из (2) получим:

$$n_\varphi h = \oint p_\varphi d\varphi = p_\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi p_\varphi.$$

Сумма двух квантовых чисел n_r и n_φ называется главным квантовым числом и обозначается n . Для каждого значения главного квантового числа имеется n совпадающих по величине уровней энергии. Каждому значению n соответствует n различных орбит с одной и той же большой полуосью:

$$a = n^2 \frac{\hbar^2}{mZe^2} = n^2 \frac{a_1}{Z}, \quad (3)$$

где a_1 – боровский радиус. Малая полуось эллипса равна $b = nn_\varphi a_1/Z$.

Азимутальное число n_φ принимает значения от 1 до главного квантового числа n ; $n_r = n - n_\varphi$. Если появляется какое-либо возмущение, то орбиты деформируются различным образом, и n уровней энергии, которые раньше совпадали, разделяются. Таким образом, возмущение снимает вырождение.

Квантовая механика говорит, что момент импульса электрона L_i в атоме приобретает лишь квантовые значения:

$$L_i = \hbar \sqrt{l(l+1)},$$

где l – орбитальное квантовое число, которое при заданном главном числе n может принимать значения $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$.

Различные значения орбитального квантового числа электрона служат в атомной физике основанием для систематизации электронных состояний. Приняты следующие обозначения:

- если $l = 0$, то состояние электрона называется s-состоянием;
- если $l = 1$, то состояние электрона называется p-состоянием;
- состояния с $l = 2, 3, \dots$ называются соответственно d-, f- и т.д. состояниями в порядке следования букв латинского алфавита.

2 Опыт Франка и Герца

Идея эксперимента состоит в анализе энергий электронов, претерпевших столкновения с атомами; при этом можно убедиться в том, что электроны передают атомам энергию лишь порциями, равными энергии переходов. Следует различать два типа столкновений: упругие и неупругие.

При упругих столкновениях сохраняется суммарная кинетическая энергия сталкивающихся частиц и изменение кинетической энергии каждой из них зависит от соотношения масс. Например, при упругом столкновении электрона с покоящимся атомом кинетическая энергия электрона W_e может измениться лишь на величину ΔW_e порядка

$$\Delta W_e \approx W_e \frac{m}{M}, \quad (4)$$

где m и M – массы электрона и атома. Внутренние энергии частиц при упругом соударении не меняются.

При неупругом столкновении кинетическая энергия сталкивающихся частиц изменяется на величину, равную изменению внутренних энергий частиц. Например, при неупругом столкновении электрона с атомом, атом может перейти из одного энергетического состояния в другое, изменив, таким образом, свою внутреннюю энер-

гию. Разность энергий конечного и начального состояний атома ΔE называется энергией перехода.

Изменение кинетической энергии электрона равно энергии перехода (здесь и далее тяжелый и медленный, по сравнению с электроном, атом считаем покоящимся до и после столкновения):

$$W_{\text{до}} = W_{\text{после}} + \Delta E. \quad (5)$$

Возбуждение атома (увеличение его внутренней энергии) может произойти лишь тогда, когда кинетическая энергия относительно движения электрона и атома будет превышать энергию перехода. В противном случае столкновение будет упругим, а изменение кинетической энергии ничтожным. При соударении электрона с возбужденным атомом может произойти обратный процесс: атом переходит в состояние с меньшей внутренней энергией, а энергия электрона увеличивается на величину, равную энергии перехода; такое соударение называется неупругим соударением второго рода. Число таких столкновений пропорционально числу возбужденных атомов и в условиях эксперимента Франка и Герца мало. Ниже они не учитываются.

Таким образом, если в объем, заполненный некоторым газом, влетает электрон с энергией W_e , превышающей энергии переходов в атоме, то после столкновений электроны должны разделиться по энергиям на группы:

1. Электроны, столкнувшиеся с атомами только упруго и почти не потерявшие энергии
2. Электроны, столкнувшиеся с атомами неупруго, т.е. возбуждившие атомы на различные энергетические уровни и имеющие энергии

$$W_n = W_e - E_n, \quad (6)$$

где E – энергия перехода из основного энергетического состояния в энергетическое состояние с номером n (при не слишком высоких температурах, согласно распределению Больцмана, почти все атомы находятся в основном состоянии).

В эксперименте Франка и Герца [4—6] наблюдается возбуждение самого нижнего (из возбужденных) уровня, далее называемого *резонансным*. Потенциал, соответствующий энергии возбуждения этого уровня, называется *резонансным потенциалом*.

В лабораторной работе для наблюдения возбуждения резонансного уровня используется трехэлектродная лампа, заполненная парами исследуемого элемента.

Электрическая схема эксперимента представлена на рис. 1. Электроны, испущенные катодом, ускоряются электрическим полем между сеткой и катодом и испытывают столкновения с атомами. По мере продвижения от катода к сетке изменяется их энергия, численно равная (в электрон-вольтах) пройденной от катода разности потенциалов (в вольтах) за вычетом энергии, потерянной при столкновениях с атомами.

Тормозящее поле между сеткой и анодом является анализатором энергетического спектра электронов, пропуская к аноду лишь те электроны, энергия которых превышает тормозящую разность потенциалов.

*Если потенциал сетки относительно катода не превышает **резонансного потенциала** атома, то нигде в лампе не может происходить неупругих столкновений.*

По мере повышения ускоряющего потенциала при постоянном тормозящем, в районе сетки возникает первая зона столкновений. Медленные (после неупругих столкновений) электроны, неспособные преодолеть задерживающий потенциал, не доходят до

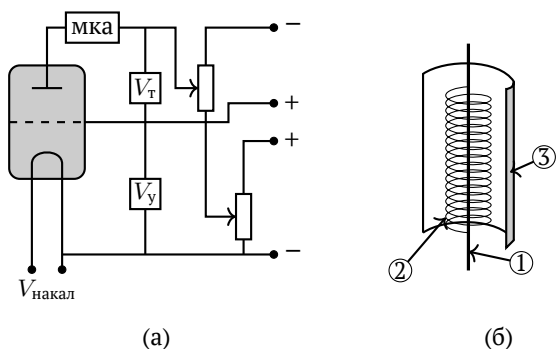


Рис. 1. Электрическая схема опыта Франка и Герца: (а) электрическая схема: «мКа» – амперметр для измерения анодного тока, « V_T » и « V_U » – вольтметры для измерения тормозящего и ускоряющего напряжения; (б) конструкция лампы: 1 – катод прямого накала; 2 – сетка; 3 – анод.

анода, попадают на сетку, анодный ток падает. При дальнейшем росте ускоряющего потенциала зона неупругих столкновений отодвигается от сетки к катоду и на оставшемся до сетки пути электроны набирают энергию, достаточную для преодоления тормозящего поля между сеткой и анодом, и анодный ток вновь возрастает.

Как только потенциал сетки относительно катода превысит удвоенный потенциал возбуждения уровня, картина повторится, появится вторая зона неупругих соударений в районе сетки, второй минимум тока и т.д.

Движение электронов в лампе имеет характер переноса вдоль электрического поля. Энергия электрона, дрейфующего от катода к сетке, определяется только пройденной от катода разностью потенциалов. На расстоянии r от катода энергия электрона равна

$$E(r) = e [U(r) - U(0)].$$

Полагая потенциал катода равным нулю $U(0) = 0$, определим радиус, за которым начинается зона неупругих столкновений, соотношением

$$E(r_1) = eU(r_1) = E_1,$$

где E_1 – энергия возбуждения резонансного уровня.

Если энергия электрона превышает порог возбуждения резонансного уровня, то среднее время, в течение которого произойдет неупругое столкновение, определится соотношением

$$\tau_{\text{неупр}} = \frac{1}{Nv\sigma_{\text{неупр}}}, \quad (7)$$

где N – плотность атомов, $\sigma_{\text{неупр}}$ – сечение неупругого столкновения, v – скорость электрона. *За это время электрон, дрейфуя вдоль электрического поля и продолжая набирать энергию, не должен достичь порога возбуждения следующего за резонансным уровня E_2 :*

$$E_1 + e\mathcal{E}v_{\text{др}}\tau_{\text{неупр}} < E_2, \quad (8)$$

где \mathcal{E} – электрическое поле, $v_{\text{др}}$ – скорость дрейфа; второй член в левой части – энергия, набранная электроном в дрейфовом движении вдоль поля за время, необходимое для одного неупругого столкновения. Поскольку электрон после каждого (в среднем) упругого столкновения теряет направленную скорость, то скорость дрейфа можно считать величиной порядка скорости, набираемой электроном на одном свободном пробеге за время τ :

$$v_{\text{др}} = \frac{e\mathcal{E}}{m}\tau = \frac{e\mathcal{E}}{m} \frac{1}{Nv\sigma_{\text{упр}}}. \quad (9)$$

Если выполняется условие (8), то скорость электрона в соотношениях (7) и (9) можно считать не сильно превышающей порог возбуждения резонансного уровня и оценить величиной $v_1 \sqrt{2E_1/m}$. Подставив теперь (7) и (9) в (8), получим оценку величины сечения неупругого столкновения (возбуждения атома):

$$\sigma_{\text{неупр}} > \sigma_{\text{упр}} \frac{(e\mathcal{E}\lambda)^2}{E_1(E_2 - E_1)}, \quad (10)$$

где λ – длина свободного пробега электрона:

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma_{\text{упр}}}.$$

Условие (8), обеспечивающее возбуждение только резонансного уровня, требует для своего выполнения достаточно высокой плотности атомов. Электрическое поле в цилиндрической лампе в районе сетки равно

$$\mathcal{E} = \frac{V_{\text{сет}}}{R \ln(R/r)}.$$

здесь R – радиус сетки, r – радиус нити катода, $V_{\text{сет}}$ – потенциал сетки относительно катода. Если в районе сетки расположена зона неупругих столкновений, то можно положить

$$e\mathcal{E} = \frac{E_1}{R \ln(R/r)}. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10), получаем оценку величины эффективного сечения возбуждения атома:

$$\sigma_{\text{неупр}} > \sigma_{\text{упр}} \frac{E_1}{E_2 - E_1} \left(\frac{\lambda}{R \ln(R/r)} \right)^2. \quad (12)$$

Измерению подлежат зависимости анодного тока от ускоряющего напряжения при постоянном задерживающем (*анодные характеристики*) и от задерживающего при постоянном ускоряющем (*характеристики задержки*). Типичный вид анодных характеристик и характеристик задержки изображен на рис. 2, 3.

Глубина минимума на анодной характеристике и сдвиг его относительно максимума тока (рис. 2) зависит от величины задерживающего потенциала. Необходимо отметить, что начало отсчета потенциалов не является определенным из-за влияния различных факторов: контактной разности потенциалов, распределения потенциала вдоль катода.

Кроме того, поскольку измеряется интегральный ток на всю поверхность анода, диффузия электронов вдоль оси лампы также эффективно приводит к сдвигу начала отсчета потенциалов. Поэтому потенциал первого максимума V_{\max} анодного тока не определяет резонансного потенциала атома, разность же потенциалов двух соседних максимумов тока равна разности потенциалов между началами

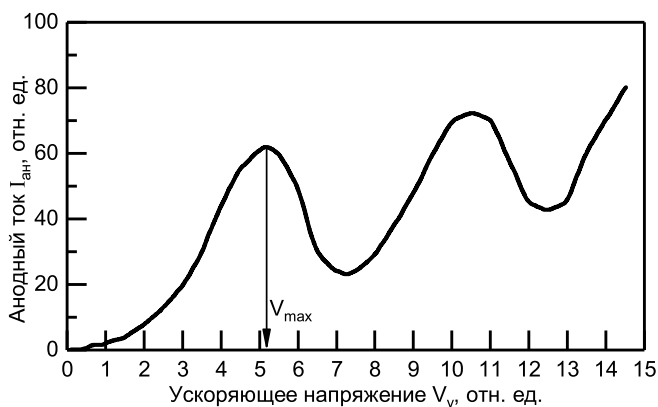


Рис. 2. Анодная характеристика

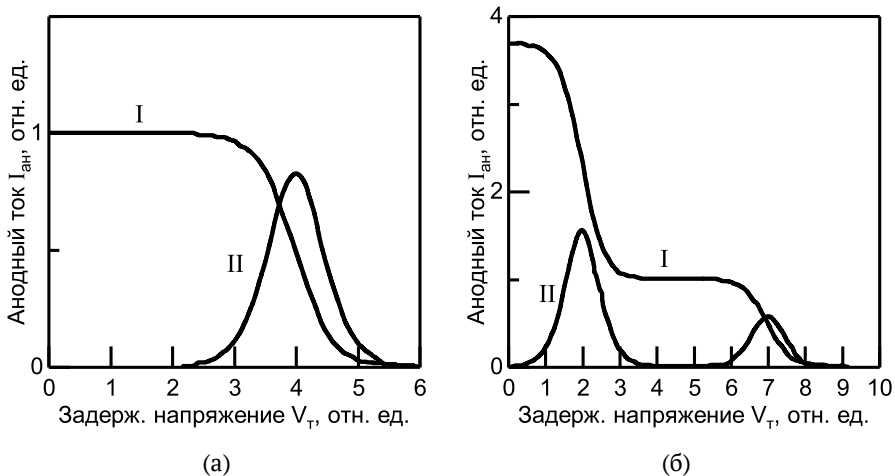


Рис. 3. Характеристики задержки («I») и распределение электронов по энергии («II») в случаях (а) упругих столкновений ($V_{\gamma} = \text{const} < V_{max}$) и (б) неупругих столкновений ($V_{\gamma} = \text{const} > V_{max}$)

зон неупругих столкновений, т.е. равна *резонансному потенциалу* с точностью до разности потенциалов между началом и концом зоны неупругих столкновений, определяемой соотношением (8).

На рис. 3 приведены характеристики задержки (кривые «I») в случае упругих и неупругих столкновений. Дифференцирование (кривые «II») характеристик задержки дает представление о распределении электронов по энергиям в лампе.

3 Порядок выполнения работы

Задача эксперимента заключается в подборе режима (давления, тока накала, ускоряющего и задерживающего потенциалов), обеспечивающего получение наилучших анодных характеристик и характеристик задержки ламп. Лампы наполнены парами ртути или инертным газом. Простота регулирования давления насыщенных

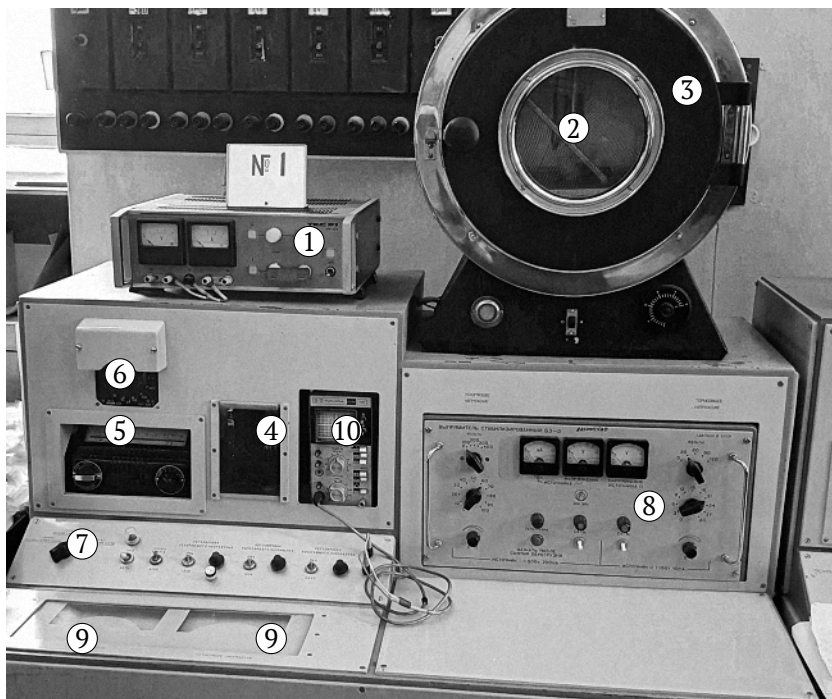


Рис. 4. Общий вид экспериментальной установки: 1 – источник питания (накал лампы); 2 – ртутная лампа; 3 – термостат; 4 – гелиевая лампа; 5 – микроамперметр (измерение анодного тока); 6 – шунт к микроамперметру (переключение пределов измерений); 7 – панель управления; 8 – источник питания (ускоряющее и тормозящее напряжение); 9 – вольтметры для измерения ускоряющего и тормозящего напряжений; 10 – осциллограф.

паров ртути путем нагрева позволяет наблюдать токовые характеристики при различных соотношениях длины свободного пробега электрона и радиуса сетки.

На рисунке 4 приведен общий вид экспериментальной установки.

3.1 Задание

1. Снять анодную характеристику и характеристику задержки ртутной лампы при комнатной температуре (при $V_y > V_{рез}$).

Внимание! При работе с ртутной лампой анодный ток не должен превышать 1 мкА.

2. Подобрать режим (изменяя величину тормозящего потенциала и ток накала), снять анодные характеристики лампы с инертным газом при двух задерживающих потенциалах и определить *резонансный потенциал*.

Внимание! При работе с гелиевой лампой анодный ток не должен превышать 10 мкА.

3. Снять характеристики задержки лампы с инертным газом при двух ускоряющих потенциалах V_y :

(а) немного меньше V_{max} (на 3...4 В);

(б) немного больше V_{max} (на 3...4 В);

Увеличением задерживающего потенциала добиться $I_{анод} = 0$.

4. Снять те же характеристики (пункты 2 и 3) горячей ртутной лампы при температуре $T \sim 100$ °С. Характеристики задержки снимать при V_y :

(а) немного меньше V_{max} (на 1...2 В);

(б) немного больше V_{max} (на 1...2 В);

Увеличением задерживающего потенциала добиться $I_{анод} = 0$.

Определить *резонансный потенциал горячей ртути*.

5. Оценить сечения возбуждения резонансного уровня атомов ртути и инертного газа электронами. Сечения упругого рассеяния считать равными: $\sigma_{упр}(Hg) = 5 \cdot 10^{-15}$ см², $\sigma_{упр}(He, Ne) = 3 \cdot 10^{-16}$ см².

Воспользоваться характеристиками ламп (указаны на установке), зависимостью давления насыщенного пара ртути от температуры (рис. П1) и диаграммами Гротриана (рис. П2 и П3) из приложения.

6. Получить анодные характеристики лампы с инертным газом на экране осциллографа. Схема включения лампы изображена на рис. 5. Сфотографировать или зарисовать получившиеся осциллограммы.

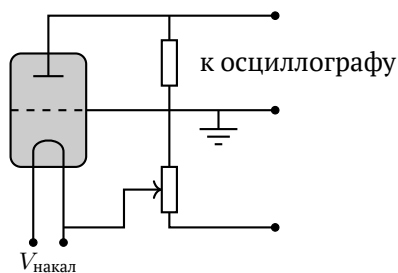


Рис. 5. Схема подключения лампы к осциллографу.

Список литературы

1. *Bohr N. I.* On the constitution of atoms and molecules // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. — 1913. — Vol. 26, no. 151. — P. 1–25. — DOI: 10.1080/14786441308634955.
2. *Bohr N.* XXXVII. On the constitution of atoms and molecules // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. — 1913. — Vol. 26, no. 153. — P. 476–502. — DOI: 10.1080/14786441308634993.
3. *Sommerfeld A.* Zur Quantentheorie der Spektrallinien // Annalen der Physik. — 1916. — Jg. 356, Nr. 17. — S. 1–94. — DOI: 10.1002/andp.19163561702.
4. *Franck J., Hertz G.* Über Zusammenstöße zwischen Elektronen und den Molekülen des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung desselben // Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. — 1914. — Jg. 16, Nr. 7. — S. 457–467. — DOI: 10.1002/phbl.19670230702.
5. *Шпольский Э. В.* Атомная физика. Т. 1. — М. : Наука, 1974.

6. Попов А. М., Тихонова О. В. Атомная физика. — 3-е изд. — М. : Нобель Пресс, 2019. — 362 с. — ISBN 978-5-518-40180-8.
7. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов. — М. : Физматгиз, 1963. — С. 334—346.

Приложение 1. Справочные данные

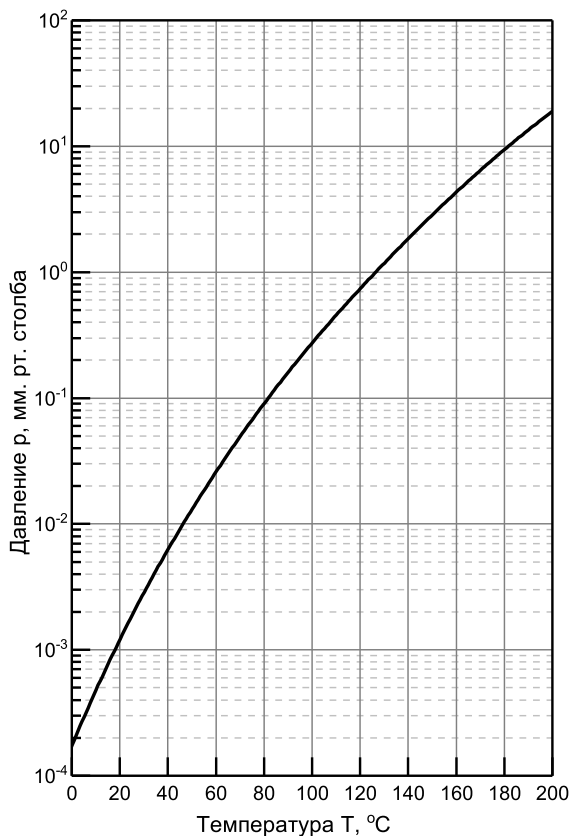


Рис. П1. Зависимость давления насыщенного пара ртути от температуры.

Данные приведены по Несмеянов А. Н. Давление пара химических элементов. М. : Изд-во АН СССР, 1961. 396 с.

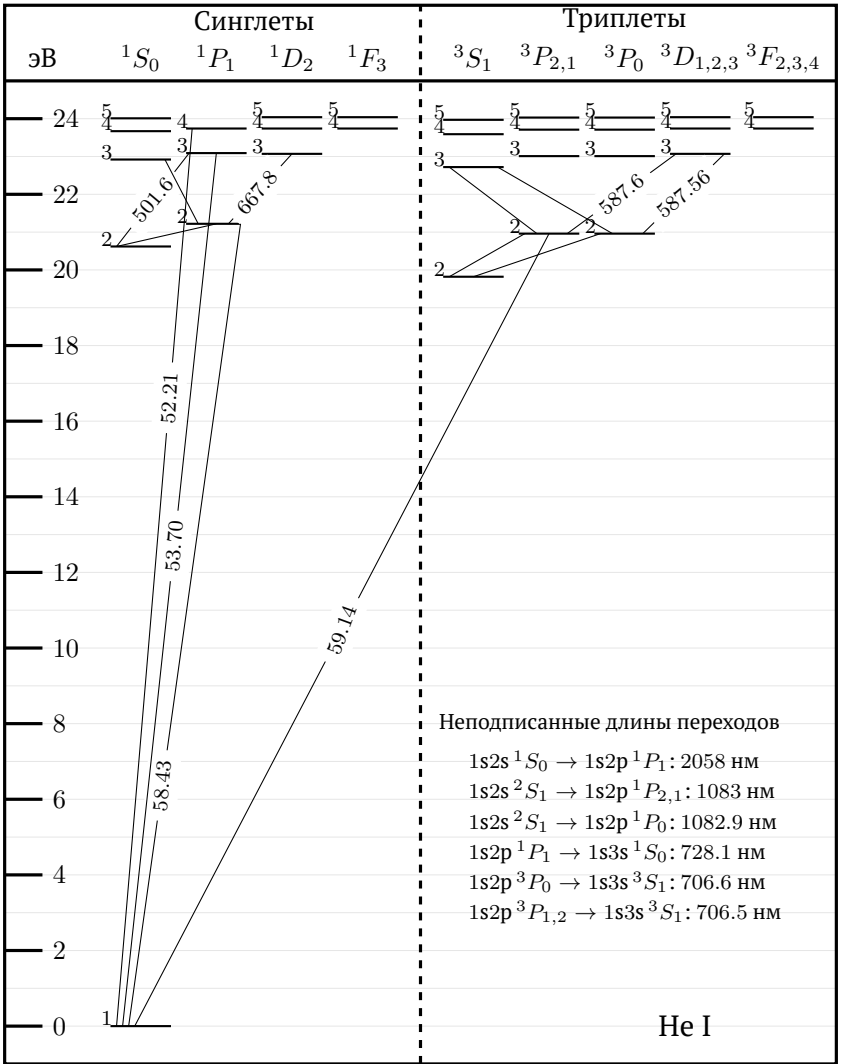


Рис. П2. Диаграмма Гроттриана для гелия He I. Показаны энергетические уровни с энергией возбуждения меньше 24,0432 эВ (конфигурация $1s5f$). Длина волны перехода указана в нанометрах, приведена часть переходов.

Данные приведены по NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.9) / A. Kramida [et al.]. 2021. URL: <https://physics.nist.gov/asd>.

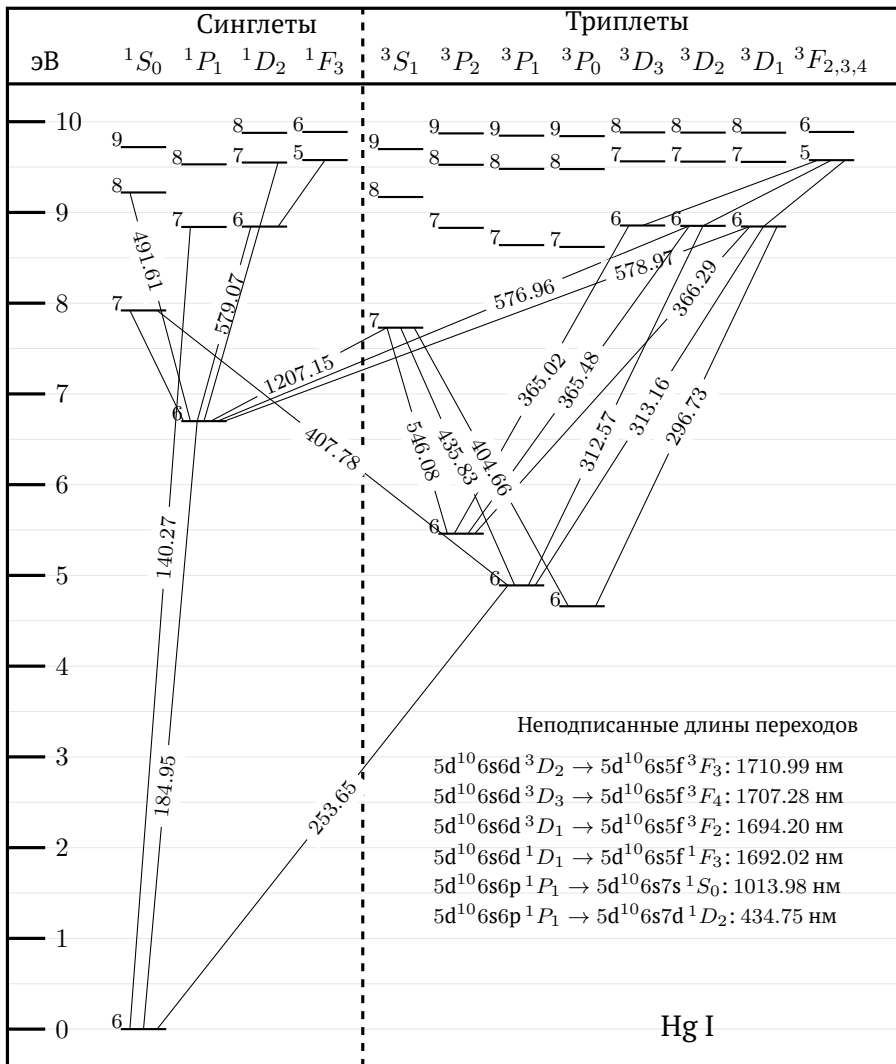


Рис. ПЗ. Диаграмма Гроттриана для ртути Hg I. Показаны энергетические уровни с энергией возбуждения меньше 9,89 эВ (конфигурация $5d^{10}6s5g$). Длина волны перехода указана в нанометрах, приведена часть переходов.

Данные приведены по NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.9) / A. Kramida [et al.]. 2021. URL: <https://physics.nist.gov/asd>.

Учебное издание

Горяга Георгий Иванович
Дегтерёва Валентина Васильевна
Красильников Сергей Сергеевич
Красильникова Нина Акимовна
Савченко Инна Александровна
Тарасова Валентина Васильевна
Ярославцева Екатерина Андреевна

ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА.
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1.

Оригинал-макет подготовлен авторами

Редактор серии и иллюстрации: *Н.В. Колотинский*

Подписано в печать 12.09.2022. Усл. печ. лист. 1,16.

Электронное издание