

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)»

Лабораторная работа:
Сверхтонкая структура

Выполнили студенты:

Сериков Василий Романович

Группа: Б03-102

Сериков Алексей Романович

Группа: Б03-102

Москва, 2024 г.

Аннотация

Целью работы является регистрация сверхтонкой структуры спектральных линий, изучение методики работы со сканирующим интерферометром Фабри-Перо.

Теоретические сведения:

Между различными состояниями электронной оболочки i, k могут происходить оптические переходы, если выполняются правила отбора:

$$\Delta L = L_i - L_k = \pm 1$$

$$\Delta S = S_i - S_k = 0$$

$$\Delta J = J_i - J_k = 0, \pm 1 \text{ (кроме случая } J_i = J_k)$$

Излучаемая при таких переходах спектральная линия может иметь довольно сложную структуру. Прежде всего следует отметить тонкую структуру спектральных линий, связанную с мультипольностью спектральных термов. В результате взаимодействия между спиновым моментом электронов и моментом их орбитального движения энергия оболочки оказывается зависящей от абсолютного значения вектора полного момента электронной оболочки J . Под влиянием этого взаимодействия вырожденный ранее уровень расщепляется на ряд различных уровней. Каждый терм расщепляется на $2S + 1$ (если $L > S$) или $2L + 1$ (если $L < S$) состояний. Вследствие этого многие спектральные линии представляют собой дублеты, триплеты и т.д.

Вторым по величине эффектом, влияющим на структуру спектральных линий, является изотопическое смещение. Большинство химических элементов встречаются в виде нескольких изотопов. Электронные оболочки атомов изотопов одного и того же элемента идентичны по числу электронов. Из-за того, что состав ядер изотопов несколько различается, спектральные термы различаются по энергии, следовательно сдвигаются и длины волн спектральных линий.

Также в спектрах проявляется и сверхтонкая структура, обусловленная взаимодействием электронной оболочки с ядром. Атомное ядро обладает собственным механическим моментом I с которым всегда связан магнитный момент $\vec{\mu}$, определяемый соотношением

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2c} \left(\frac{e}{m_p} \right) r \vec{I},$$

где $\frac{e}{m_p}$ - отношение заряда протона к его массе m_p ; γ - гиромагнитное соотношение

$$\mu_{яд} = \frac{h}{4\pi c} \left(\frac{e}{m_p} \right)$$

Эта величина в 1836 раз меньше магнетона Бора

$$\mu_0 = \frac{h}{4\pi c} \left(\frac{e}{m_e} \right)$$

где m_e - масса электрона. Абсолютная величина собственного момента ядра $|\vec{I}|$ связанная с квантовым числом I соотношением

$$|\vec{I}| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{I(I+1)}$$

Максимальное абсолютное значение проекции магнитного ядра на направление внешнего поля, принимаемое обычно за значение магнитного момента ядра, равно

$$\mu = \mu_{\text{яд}} \gamma I \mu$$

Полный момент атома \vec{F} равен сумме ядерного момента \vec{I} и момента электронной оболочки \vec{J}

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$$

Абсолютная величина вектора \vec{F} равна

$$|\vec{F}| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{F(F+1)},$$

Экспериментальная установка:

Для исследования сверхтонкой структуры линии излучения используется спектрометрическая установка с интерферометром Фабри-Перо, призмным спектрографом ИСП-51, у которого в фокальной плоскости камерного объектива установлена входная щель, и фотоприемника с системой усиления и регистрации сигнала.

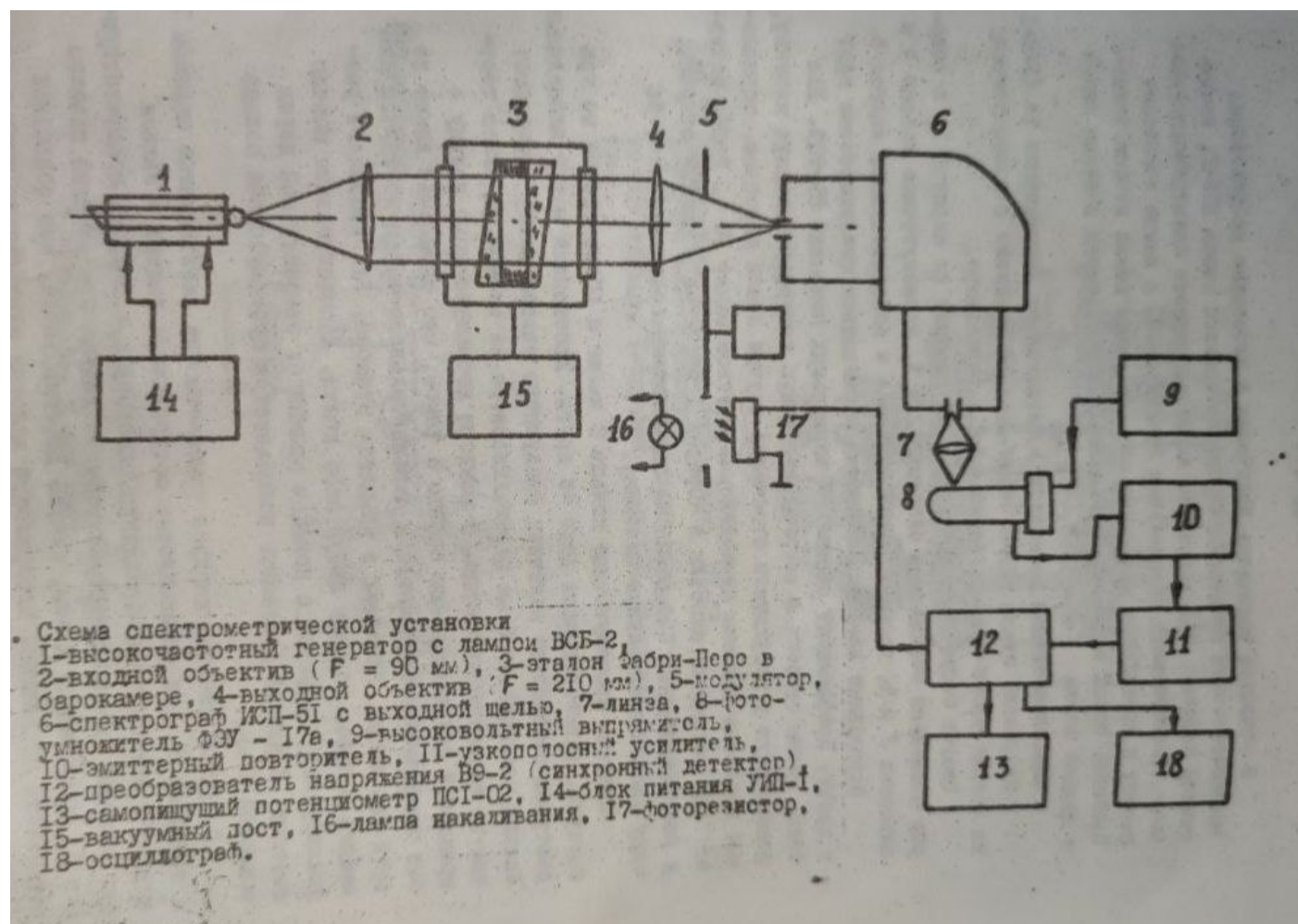


Рис. 1: Экспериментальная установка

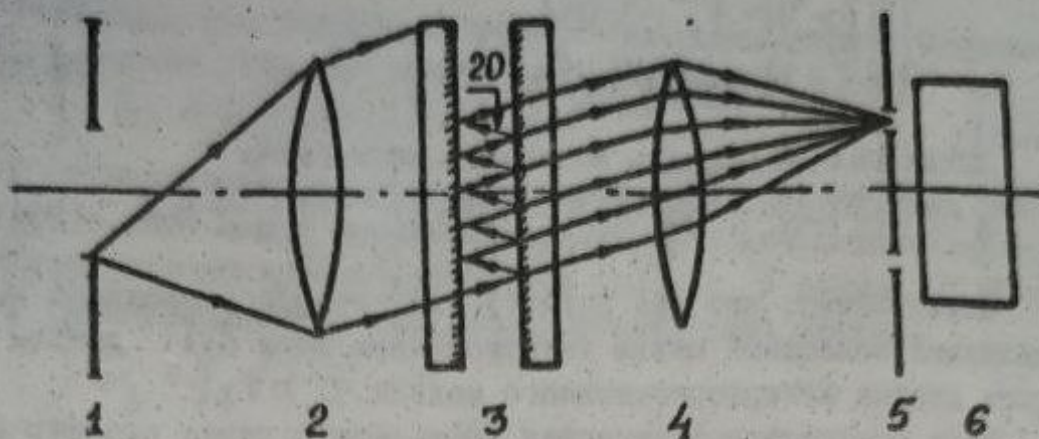


Рис. 4. Спектрометр Фабри-Перо.
1-входная диафрагма, 2-коллиматорный объектив,
3-интерферометр Фабри-Перо, 4-выходной объектив,
5-Выходная диафрагма, 6-фотоприемник.

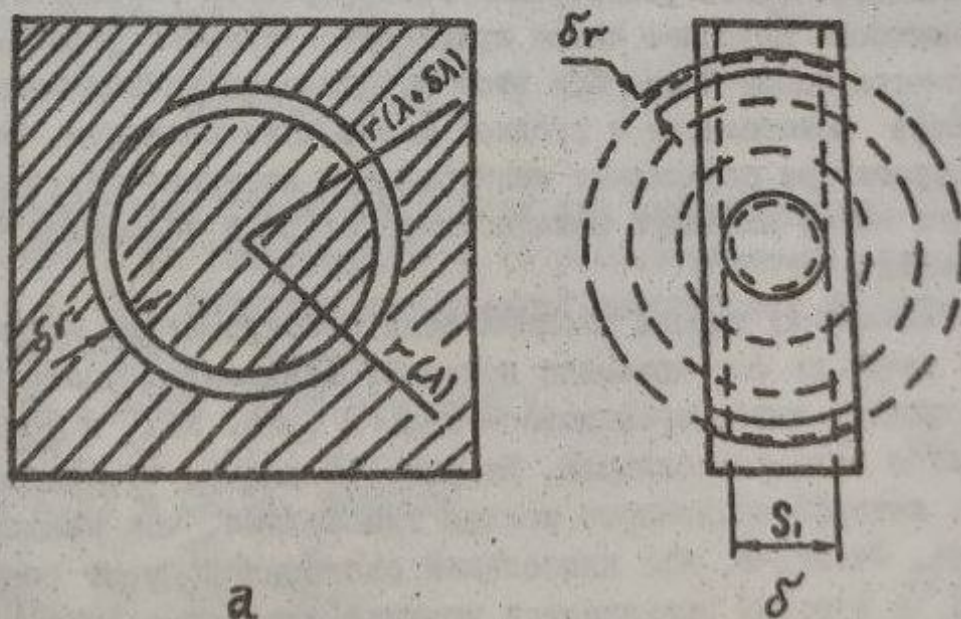


Рис. 5. Кольцеобразная выходная диафрагма (а)
и соединение выходной диафрагмы шириной δr
и входной щели монохроматора шириной S_1
в схеме скрещенной дисперсии (σ).

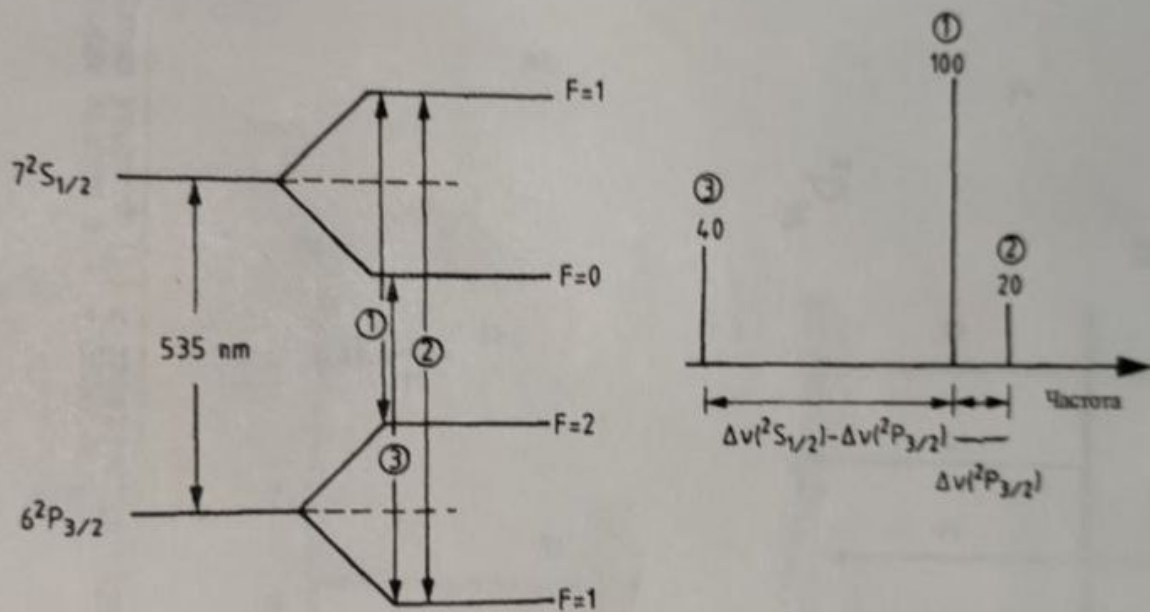


Рис. 3

Атомные уровни и сверхтонкое расщепление 535.0-нм линии в таллии для изотопов с $I = 1/2$. F -полный момент импульса. Слева указаны относительные интенсивности компонент.

Ход работы:

1. Для регистрации сверхтонкого расщепления мы откачали воздух из барокамеры с помощью форвакуумного насоса и наблюдали изменение интерференционной картины. На экране монитора получили следующую картину:

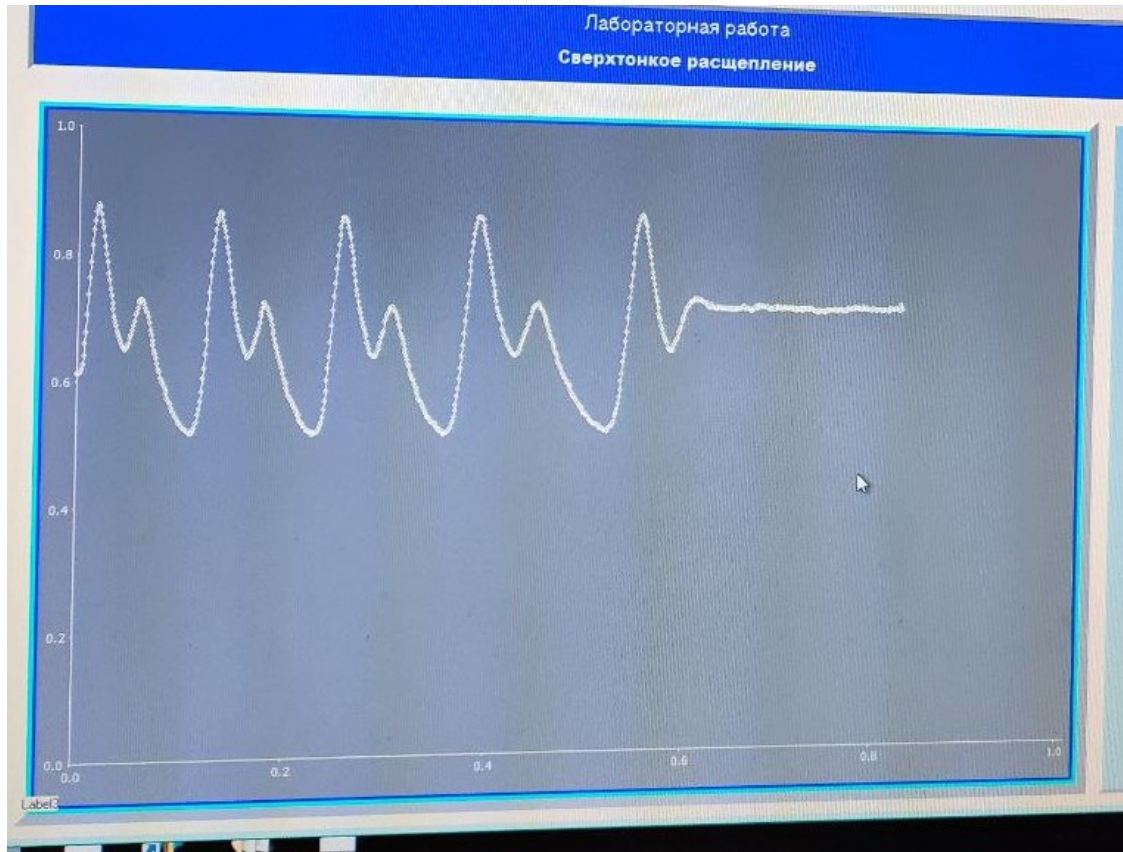


Рис. 2: Результат обработки данных с детектора при отсутствии диафрагмы Гартмана

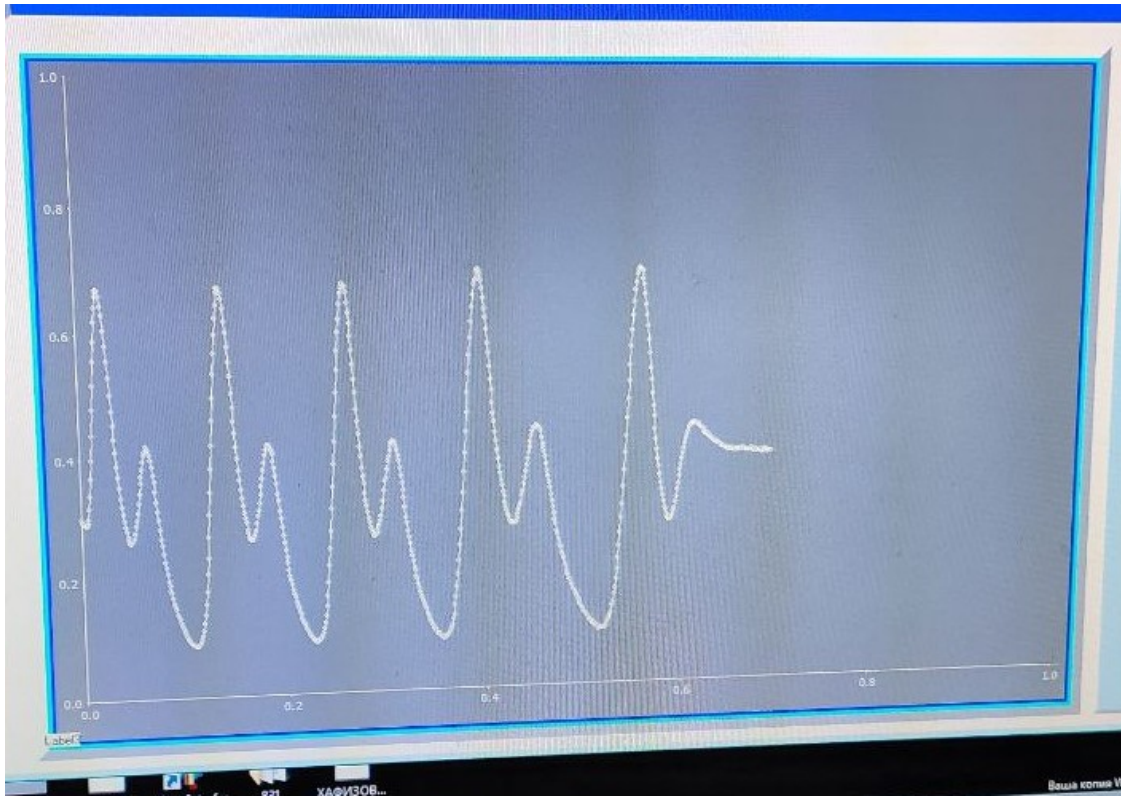


Рис. 3: Результат обработки данных с детектора при наличии диафрагмы Гартмана

2. Проведем расчет расщепления по следующим формулам:

$$m_0 = 2d/\lambda_0 \cdot n$$

$$\phi_h = \arcsin \left[n \sqrt{1 - \left(\frac{m}{m_0} \right)^2} \right] = 0,02690 \text{ рад}$$

$$\phi_1 = \arcsin \left(n \sqrt{1 - \left(\frac{m}{m_0} \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \right) \right)^2} \right) = 0,02400 \text{ рад}$$

$$\delta\lambda = \lambda \left(\frac{m_0}{m} - 1 \right) \sqrt{1 - \frac{1}{n^2} \sin^2(\phi_{\text{mid}})} = 0,06 \text{ \AA}$$

$$\Delta m = \frac{2}{d}(n_0 - 1) \frac{\Delta P}{P_0}$$

P_0 , атм	1	0,8	0,6	0,4	0,2
Δm	0,21	0,27	0,36	0,54	1,09
$\delta\lambda$, \AA	0,4987	0,4986	0,4984	0,4979	0,4972

Таблица 1: Полученные результаты

Результаты:

В ходе работы мы изучили устройство интерферометра Фабри-Перо и получили спектр сверхтонкого расщепления линий Тl с $\lambda = 5350,46 \text{ \AA}$. Полученное значение расщепления $\delta\lambda \approx 0,5 \text{ \AA}$ совпадает по порядку со значением из методички равным $\delta\lambda \approx 0,1 \text{ \AA}$