

НИЖЕГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н. И. ЛОБАЧЕВСКОГО
Радиофизический факультет

Отчет по лабораторной работе №2

Эффект Зеемана

Выполнили студенты 430 группы

Нижний Новгород, 2018

Содержание

1 Теоретическая часть	2
1.1 Введение	2
1.2 Феноменологический расчет зеемановского расщепления	3
1.3 Квантовая векторная модель атома в приближении $[L - S]$ -связи	3
1.4 Интенсивность зеемановских линий	3
1.5 Классическая модель Зеемана	5
2 Практическая часть	7
2.1 Экспериментальная установка	7
2.2 Ход эксперимента	10

1. Теоретическая часть

1.1. Введение

Согласно квантовой теории излучения энергия атома может принимать лишь дискретные строго определенные значения. Совокупность таких разрешенных значений (уровней энергии) называют **энергетическим спектром атома**. Энергетический спектр атома может быть задан с помощью вполне определенного набора внутренних характеристик атома - его **квантовых чисел**. Наиболее точный смысл каждого квантового числа выясняется при решении **уравнения Шредингера**, в котором квантовые числа определяют **спектр собственных значений**. Мы же введем лишь названия и обозначения, а там, где это возможно, дадим краткую, более или менее наглядную и не слишком строгую, характеристику квантовых чисел атома:

n – главное квантовое число, определяющее среднее расстояние электронного облака от ядра;

L – орбитальное квантовое число, характеризующее сумму моментов импульса электронов \vec{P}_L , связанных с их вращением вокруг ядра;

S – спиновое квантовое число, описывающее сумму собственных моментов импульса электронов \vec{P}_S , не связанных с их вращением вокруг ядра¹;

J – азимутальное квантовое число, которому ставится в соответствие полный механический момент электронов в атоме:

$$\vec{P}_J = \vec{P}_L + \vec{P}_S \quad (1)$$

M_J – магнитное квантовое число, название которого связано с тем, что энергия атома зависит от M_J лишь при наличии внешнего магнитного поля: $E(n, J, L, S, M_J)$. В отсутствии магнитного поля для всех допустимых значений M_J энергия атома имеет одно и то же значение $E(n, J, L, S, M_J)$ – в этом случае говорят, что имеет место **вырождение** (неоднозначность) состояния атома по квантовому числу M_J . Из элементарной физики известно, что в магнитном поле могут изменить свою энергию лишь системы, имеющие (или приобретающие) **магнитный момент** μ , причем изменение энергии равно:

$$\delta E = -(\vec{\mu} \cdot \vec{H}) = -\mu_H H. \quad (2)$$

¹Наличие собственно механического момента (спина) и магнитного момента у покоящегося электрона не имеет удовлетворительного наглядного толкования и должно восприниматься как факт, однозначно следующий из результатов многочисленных экспериментов.

Из сказанного ясно, что квантовое число M_J характеризует проекцию магнитного момента атома μ на направление внешнего магнитного поля \vec{H} .

При переходе атома с более высокого энергетического уровня E_2 на более низкий E_1 , излучается квант электромагнитной энергии (??) с частотой

$$\omega_{1,2} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar} \quad (3)$$

где $\hbar = 1.054 * 10^{-27}$ эрг·с – постоянная Планка. Поскольку при наложении внешнего магнитного поля вырождение энергетических состояний E_2 и E_1 по квантовому числу M_J снимается (т.е. происходит расщепление каждого энергетического уровня на несколько подуровней), в спектре излучения мы вместо одной наблюдаем несколько частот (линий) излучения (??). Этот эффект расщепления спектральных линий атомов в магнитном поле называется **эффектом Зеемана**.

1.2. Феноменологический расчет зеемановского расщепления

1.3. Квантовая векторная модель атома в приближении $[L - S]$ -связи

Почему мы вообще говорим о вычислении **g**-фактора заданного квантового состояния? Разве отношение механического и магнитного моментов не есть величина, постоянная для данного атома? Оказывается нет, и связано это с тем удивительным обстоятельством, что отношение магнитного μ и механического P моментов электрона различно для орбитального и спинового моментов:

$$\mu_{L_i} = -\gamma P_{L_i} \quad (4)$$

1.4. Интенсивность зеемановских линий

Таблица 1: Относительные интенсивности зеемановских компонент

Переход	$J \rightarrow J - 1$	$J \rightarrow J$	$J \rightarrow J + 1$
---------	-----------------------	-------------------	-----------------------

Поперечный эффект

$M \rightarrow M - 1$	$\frac{(J+M-1)(J+M)}{4}$	$\frac{(J-M+1)(J+M)}{4}$	$\frac{(J-M+2)(J-M+1)}{4}$
$M \rightarrow M$	$(J + M)(J - M)$	M^2	$(J + M + 1)(J - M + 1)$
$M \rightarrow M + 1$	$\frac{(J-M-1)(J-M)}{4}$	$\frac{(J+M+1)(J-M)}{4}$	$\frac{(J+M+2)(J+M+1)}{4}$

Продольный эффект

$M \rightarrow M - 1$	$\frac{(J+M-1)(J+M)}{2}$	$\frac{(J-M+1)(J+M)}{2}$	$\frac{(J-M+2)(J-M+1)}{2}$
$M \rightarrow M + 1$	$\frac{(J-M-1)(J-M)}{2}$	$\frac{(J+M+1)(J-M)}{2}$	$\frac{(J+M+2)(J+M+1)}{2}$

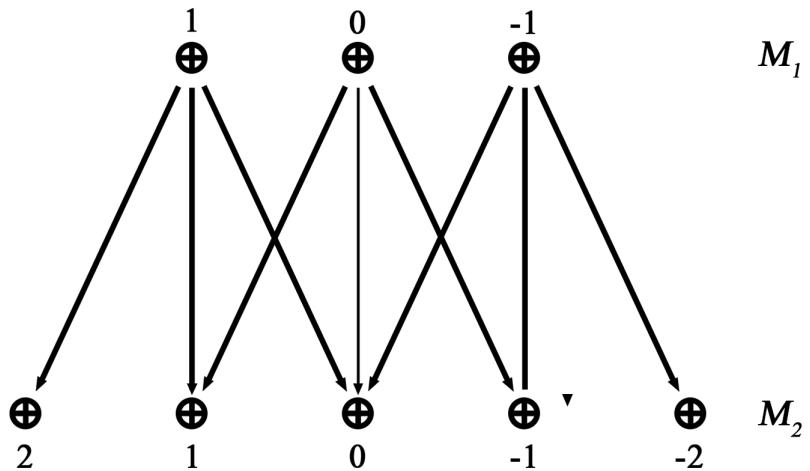


Рис. 1: Пример излучательных переходов, разрешенных правилами отбора

Таблица 2: Поляризация и интенсивности линий Зеемановского спектра соответствующего переходу $J \rightarrow J + 1$ между комбинирующими уровнями $E_1(J_1 = 1, L_1 = 2, S_1 = 1)$ и $E_2(J_2 = 2, L_2 = 1, S_2 = 1)$

$\Delta\omega_{M_1, M_2} * \hbar / (\mu_0 H)$	0	$\pm 1/2$	± 1	$\pm 3/2$	$\pm 5/2$
Поляризация	π	σ	π	σ	σ
Интенсивность (относительные единицы, поперечный эффект)	4	1/2	3	3/2	3

1.5. Классическая модель Зеемана

Некоторые закономерности эффекта Зеемана могут быть проиллюстрированы на классической модели, которая основывается на том, что движущийся вокруг ядра атома электрон обладает механическим и магнитным моментами связанными соотношением $\mu_l_i = -\gamma P_{l_i}$. Таким образом, классическая модель, в отличие от квантовой, не учитывает собственный механический момент (спин) и магнитный момент электрона и, следовательно, может дать верные результаты лишь в частном случае, когда спины электронов в атоме скомпенсированы ($s = 0$). По чисто историческим причинам этот случай получил название **нормального** (или **простого**) **эффекта Зеемана**, тогда как при $s \neq 0$ эффект Зеемана называют **аномальным** (или **сложным**).

Как легко показать из законов классической физики, орбитальный электронный ток (т.е. магнитный волчок) во внешнем магнитном поле прецессирует вокруг направления \mathbf{H} с лармировской частотой:

$$\Omega = \gamma H = \frac{eH}{2mc}. \quad (5)$$

Чтобы объяснить спектральный состав, а также поляризацию нормальных зеемановских компонент, надо разложить сложное движение электрона на более простые составляющие.

Введем лабораторную систему отсчета (x, y, z) как показано на рисунке 2: магнитное поле \mathbf{H} направлено по оси z , а плоскость (x, y) - перпендикулярна ему.

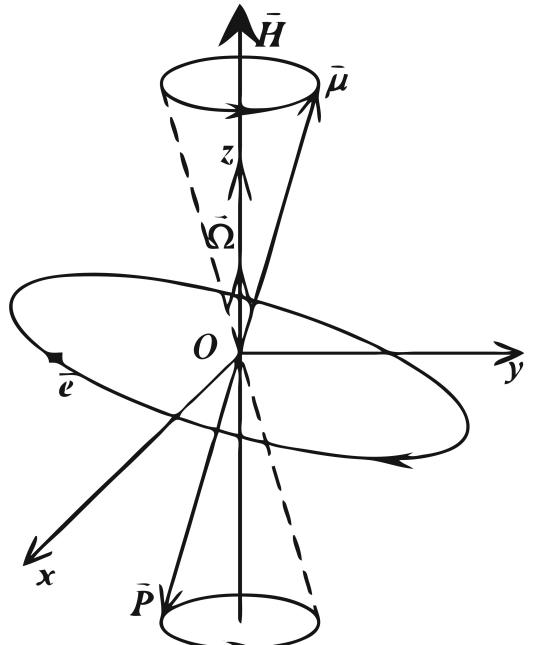


Рис. 2: Прецессия электрона в магнитном поле классической модели атома

Пусть сначала магнитное поле отсутствует, то есть $\Omega = 0$ - прецессионного движения нет. Орбитальное движение разложим на движение в плоскости (x, y) и вдоль оси z . Проекция кругового орбитального движения на плоскость (x, y) является движением по эллипсу, которое, в свою очередь, можно представить в виде суммы двух круговых вращений, как это показано на 3.

Здесь вектора \mathbf{R}_1 и \mathbf{R}_2 врачаются в противоположных направлениях с угловой скоростью орбитального движения ω_0 симметрично относительно большой оси эллипса, при этом конец вектора \mathbf{R} двигается по эллипсу, большая полуось которого равна $|\mathbf{R}_1 + \mathbf{R}_2|$, а малая $|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|$.

В свою очередь, разложив круговое орбитальное движение электрона на сумму двух линейных ортогональных гармонических колебаний, легко увидеть, что проекция этого движения на ось z есть гармоническое колебание с частотой ω_0 .

При включении магнитного поля, как уже отмечалось выше, результирующее движение электрона будет суммой быстрого орбитального вращения и прецессии орбиты, то есть на орбитальное движение наложится вращение с угловой скоростью Ω вокруг оси z . Колебания вдоль оси z при этом не изменятся, скорость вращения вектора \mathbf{R}_1 уменьшится, а вектора \mathbf{R}_2 увеличится на величину Ω .

Используя элементарную дипольную модель излучающего атома, легко увидеть что в спектре излучения вдоль направления внешнего магнитного поля будут присутствовать лишь две циркулярно поляризованные волны с частотами $\omega_{1,2} = \omega \pm \Omega$ (**нормальный зеемановский дублет**), тогда как в перпендикулярном направлении будут наблюдаться три линейно поляризованные компоненты на частотах $\omega_1, \omega_0, \omega_2$ (**нормальный зеемановский триплет**).

Поскольку расщепление линии обычно весьма мало, т.е. $|\omega_1 - \omega_2| \ll \omega_0$, из статистических соображений следует, что средняя кинетическая энергия каждой из трех составляющих движения (степеней свободы) электрона примерно одинакова. Это означает, что,

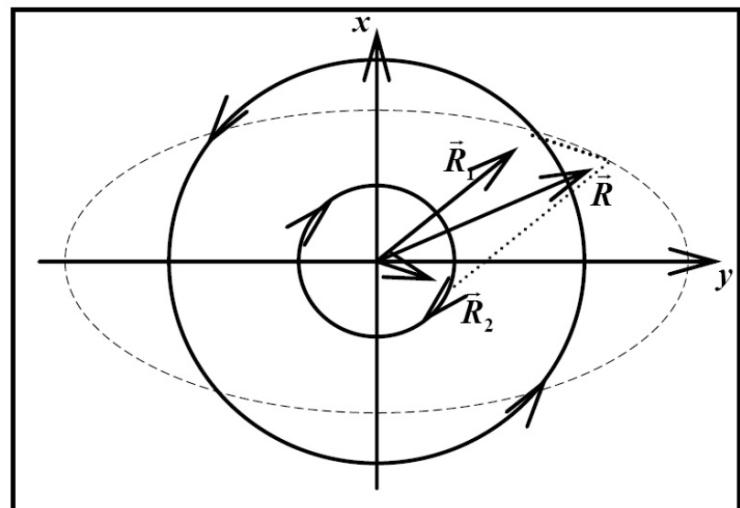


Рис. 3: Диаграмма, иллюстрирующая представление движения по эллипсу в виде суммы двух круговых

если в отсутствие магнитного поля интенсивность линии излучения обозначить I_0 , то интенсивности зеемановских компонент составят $I_0/2$ и $I_0/2$ в дублете и $I_0/4, I_0/2, I_0/4$ в триплете.

Таким образом, классическая теория предсказывает сам факт расщепления спектральных линий в магнитном поле, хорошо объясняет поляризацию излучения и качественно указывает на различную относительную интенсивность зеемановских компонент. Число наблюдаемых зеемановских линий, их частоты и относительные интенсивности должны рассчитываться по приведенным выше квантомеханическим формулам.

2. Практическая часть

2.1. Экспериментальная установка

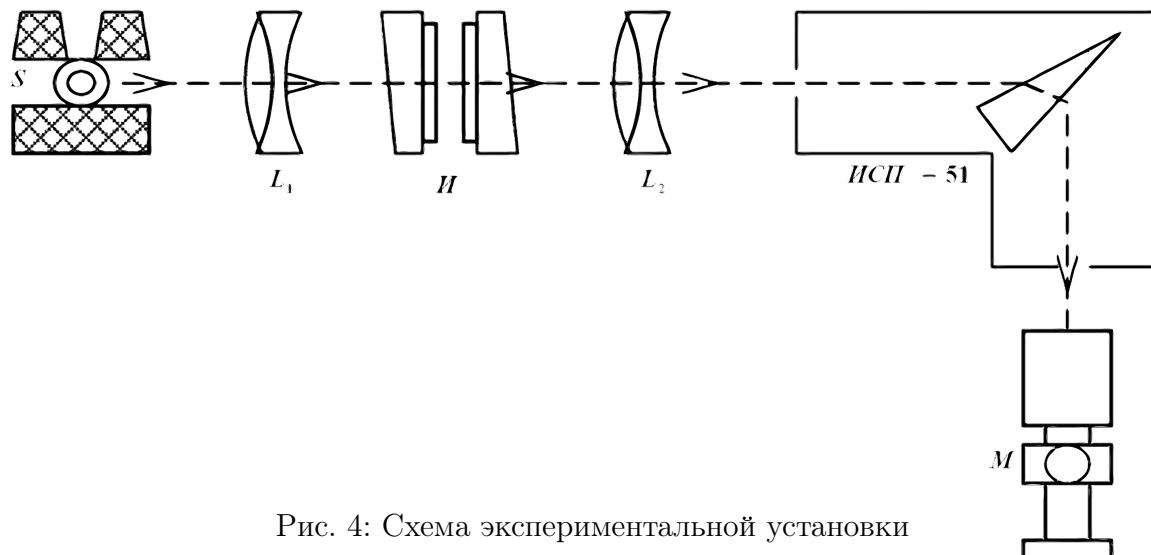


Рис. 4: Схема экспериментальной установки

Целью данной работы является изучение эффекта Зеемана на примере спектра излучения Ne с помощью **интерферометра Фабри-Перо (ИФП)**.

Схема экспериментальной установки приведена на 4. Здесь S - газосветная трубка, помещенная между полюсами поворачивающегося электромагнита, **И-ИФП**, L_1 и L_2 - ахроматические линзы, **ИСП-51** - призменный спектрограф, **Т** - короткофокусная зрительная трубка, **М** - окулярный микрометр.

ИФП является многолучевым интерферометром высокой разрешающей способности. Он состоит из двух прозрачных клиновидных пластин (см. рис. 5), внутренние поверхности которых ограничивают плоскопараллельный слой воздуха. На эти поверхности нанесено диэлектрическое покрытие, обеспечивающее энергетический коэффициент отражения ρ , близкий к единице.

Луч OO_1 , вошедший в интерферометр и много-кратно отразившийся от зеркальных поверхностей 1 и 2, образует ряд проходящих параллельно лучей с постоянной разностью хода

$$\Delta = 2h \cos \Psi, \quad (6)$$

где h толщина воздушного слоя, $\Psi \ll 1$ – угол падения света в зазоре.

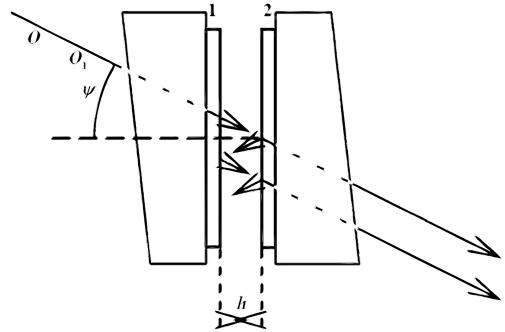


Рис. 5: Интерферометр Фабри-Перо

Объектив, установленный за **ИФП**, формирует **линии равного наклона**, представляющие собой систему концентрических колец. Угловые радиусы Ψ_i колец Фабри-Перо для длины волны λ удовлетворяют условию интерференционных максимумов

$$2h \cos \Psi_i = m_i \lambda = m_0 \lambda \cos \Psi_i, \quad (7)$$

где m_i - порядок интерференции (большое целое число, так как $h \gg \lambda$); $m_0 = 2h/\lambda$ - максимальный порядок интерференции, получающийся при $\Psi = 0$, то есть в центре картины; $i = 1, 2, 3, \dots$ - номер кольца по порядку от центра картины.

Легко показать, что диаметры колец Фабри-Перо описываются формулой:

$$d_i^2 = \frac{4f^2 \lambda (i - 1 + \varepsilon_\lambda)}{h} \quad (8)$$

где f - фокусное расстояние объектива $\varepsilon_\lambda \in [0; 1]$ - так называемая дробная доля порядка интерференции в центре колец, определяемая равенством

$$m_0 - m_i = i - 1 + \varepsilon_\lambda. \quad (9)$$

Характерными особенностями **ИФП** как спектрального прибора являются высокая **разрешающая способность**

$$R = \frac{m_i \pi \sqrt{\rho}}{1 - \rho} \quad (10)$$

и малая **дисперсионная область**

$$\Delta \lambda_{\text{своб}} = \frac{\lambda^2}{2h \cos \Psi}. \quad (11)$$

Как правило, это делает необходимым использование дополнительного **монохроматора**. В нашем случае им служит **призменный спектрограф ИСП-51**.

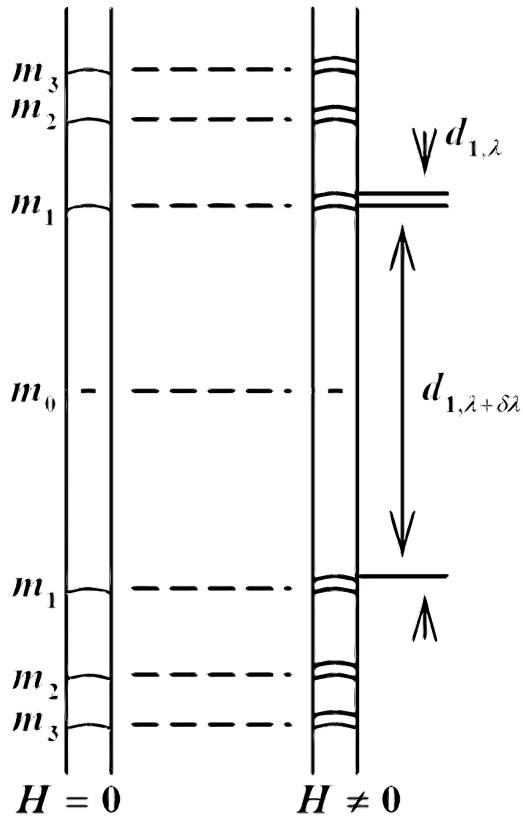


Рис. 6: Вид спектральных линий в выходной плоскости спектрографа

ИФП устанавливается таким образом, чтобы плоскость локализации колец Фабри-Перо совместились с плоскостью входной щели спектрографа. Щель вырезает из колец узкую вертикальную полоску. Таким образом, спектрограф разлагает свет в горизонтальной плоскости, а ИПФ - вдоль вертикальной входной щели спектрографа. В результате наблюдения картина, состоящая из ряда светлых вертикальных полосок, прорезанных яркими дугами колец Фабри-Перо. Положение колец определяет тонкую структуру соответствующей спектральной линии.

Параллельные пучки лучей, вышедших из интерферометра Фабри-Перо (5) в фокальной плоскости объектива образуют систему концентрических колец – линии равного наклона. Однако в окуляр зрительной трубы видны лишь небольшие участки дуг этих колец, соответствующие различным спектральным линиям неона. Для определения величины расщепления $\delta\lambda$ проводят измерения либо диаметров колец, либо лишь разностей их радиусов. В последнем случае установку надо настроить так, чтобы наблюдались лишь верхние (либо нижние) части колец. При этом можно сделать увеличение трубы больше, что облегчает измерение дуг $x_{\lambda-\Delta\lambda}$, x_λ , $x_{\lambda+\Delta\lambda}$ (см. рис. ??) и уменьшает ошибки измерений.

Получим формулу для расчёта величины $\delta\lambda$. Условие наблюдения интерференционных

кольцо выражается формулой (7). Из рис. ?? с учётом малости угла Ψ для радиуса кольца R найдем

$$R \approx f\Psi, \quad (12)$$

где f – фокусное расстояние объектива.

2.2. Ход эксперимента