

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

## ПРИМЕНЕНИЕ АТОМНЫХ ПУЧКОВ В СПЕКТРОСКОПИИ \*)

К. В. Мейснер

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Разрешение многих проблем современной спектроскопии, относящихся к тонкой структуре, сверхтонкой структуре, эффекту Зеемана в сверхтонкой структуре и к эффекту Штарка, зависит от возможности разрешения очень близких линий. Для успешного разрешения линий, с одной стороны, нужны спектроскопы достаточно высокой разрешающей силы, с другой — источники эмиссии и абсорбции, создающие линии с такой малой полушириной, чтобы отдельные компоненты группы линий не перекрывались.

Пользуясь интерферометром Фабри и Перо, нетрудно получить разрешающую силу в несколько миллионов, если только применять металлические слои пластин интерферометра с достаточно высокой отражающей способностью и достаточно большие расстояния между пластинами. Возможно получить ширину, задаваемую аппаратом (*apparatus width*), сравнимую с естественной шириной линии. Неудобства сужения спектральной области с возрастанием расстояний между пластинами можно избежать, применяя сложный интерферометр Хаустона, состоящий из двух последовательных интерферометров Фабри и Перо различной толщины, причём расстояние между пластинами в более толстом интерферометре является небольшим кратным расстояния в более тонком. В этом случае разрешающая сила комбинированных инструментов практически та же, что и у более толстого инструмента, а спектральная область есть область более тонкого эталона.

Таким образом, проблема полностью сводится к созданию нужного источника света. В обычных источниках света главной причиной расширения спектральных линий является эффект Доплера, обусловленный беспорядочным движением излучающих атомов или молекул. Доплеровская полуширина спектральной линии даётся выражением

$$\Delta\nu = 2(2R \ln 2)^{1/2} \nu c^{-1} (T/M)^{1/2} \text{ см}^{-1}$$

---

\*) *Reviews of Modern Physics*, 14, 68, 1942. Перевод М. Волькенштейна.

( $R$  — газовая постоянная,  $c$  — скорость света,  $T$  — абсолютная температура,  $M$  — молекулярный вес). Например, для натрия при  $300^\circ \text{K}$  полуширина будет  $\Delta\nu = 4,3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . Для того чтобы получить полуширину в 10 раз меньшую, что необходимо при разрешении сверхтонкой структуры  $3^2 P_{1/2}$ -терма Na, мы должны применить источник света, работающий при температуре, меньшей  $5^\circ \text{K}$ . Даже лампа Шюлера, охлаждаемая жидким водородом, не может дать таких резких линий.

Используя атомный пучок, возможно, однако, уменьшить ширину спектральной линии, не пользуясь низкими температурами. Атомный пучок, впервые исследованный и описанный Л. Дюнуае<sup>1</sup>, представляет собой поток атомов, движущихся приблизительно в одном и том же направлении. Предполагается, что плотность пучка настолько мала, что, по крайней мере, в коротком участке его нет соударений между атомами.

Принцип создания атомного пучка из паров металла вкратце сводится к следующему. Металл плавится в печи, плотно закрытой крышкой, имеющей малое отверстие, «апертуру печи», в виде круглой дырочки или щели. Если давление пара в печи не слишком высоко, атомы будут вылетать из апертуры печи по прямолинейным путям, образуя расходящийся пучок атомных лучей. Приспособив к установке так называемую коллиматорную камеру, возможно выделить из расходящихся лучей узкий пучок.

В случае паров металлов, которые могут быть легко сконденсированы на охлаждаемых стенках, коллиматорная камера состоит из металлического сосуда, закрывающая пластина которого расположена напротив апертуры печи и снабжена апертурой, называемой апертурой коллиматора или апертурой изображения. Лишь те атомы, которые направляются к апертуре изображения, пройдут через коллиматор и образуют пучок атомов. Направления движения атомов будут лишь на малые углы отклоняться от линии, соединяющей центры апертуры изображения и апертуры печи, т. е. от оси пучка.

Если атомы возбуждены (излучением или соударением с электронами) и если излучение наблюдается при помощи спектроскопа, ось коллиматора которого перпендикулярна к оси пучка, доплеровская ширина уменьшится, так как уменьшатся компоненты скорости излучающих атомов в направлении линии наблюдения. Степень возрастания резкости будет зависеть от особенностей установки. Приблизительная оценка может быть дана на основе следующего рассмотрения.

Пусть  $o$  и  $i$  — линейные размеры апертур печи и изображения, определяемые пересечением профилей апертур с плоскостью, содержащей ось пучка и среднюю линию наблюдения (ось коллиматора спектроскопа). Тогда наибольшее отклонение пути атома от оси пучка даётся углом  $\alpha = (o + i) / 2h$ , где  $h$  — есть расстояние между апертурами. Величина, обратная  $\alpha$ , иногда именуется «коллимацией пучка»  $S$ . Компонента скорости атома  $v$  в направлении, перпендикулярном к

оси пучка, будет иметь наибольшее значение  $v \sin \alpha$  или, приблизительно,  $v/C$ , и может быть с лёгкостью доведена до величины в десять-тридцать раз меньшей, чем  $v$ .

В ряде исследований применялись циркулярные апертуры; в этом случае  $o$  и  $i$  — диаметры апертур. Во многих других исследованиях апертуры представляли собой щели, расположенные параллельно друг другу; их ширина была малой по сравнению с длиной  $s$ . Если линия наблюдения параллельна протяжению щелей, угол коллимации  $\alpha$  определяется выражением

$$\alpha = (s_0 + s_i) / 2h,$$

где  $s_0$  и  $s_i$  — соответственно длины щелей печи и изображения. В специальном случае  $s_0 = s_i = s$  мы получим  $\alpha = 1/C = s/h$ .

Из этого грубого рассмотрения мы можем заключить, что доплеровская ширина  $\Delta_B$ , наблюдаемая при применении пучка, будет примерно равна  $\Delta_0/C$ , где  $\Delta_0$  — ширина линии, которая наблюдалась бы у газа в печи.

Вводя «эффективную температуру»  $T_e$  пучка, мы можем описать уменьшение ширины линии и другим способом.  $T_e$  может быть определена как температура источника, создающего линии той же ширины, что и атомный пучок. Так как скорость пропорциональна  $\sqrt{T}$ , мы имеем соотношение  $T_e = T_0/C^2$ , где  $T_0$  — температура печи, а  $C$  — коллимация. Такие же рассуждения можно, очевидно, применить и к случаю поглощающего пучка.

Это рассмотрение ширины линий в атомном пучке грубо и даёт лишь крайние значения. Строгое решение задачи дано Минковским и Бруком<sup>2</sup>, вычислившими в общем виде распределение интенсивностей, наблюдаемое при пользовании атомным пучком. Их результаты важны для исследований, касающихся распределения интенсивности в спектральных линиях, полученных при экспериментах с атомным пучком. Так как мы не встретимся с этими вопросами в дальнейшем, мы не будем входить в детали. Нужно лишь указать, что форма распределения интенсивностей в пучке отличается от распределения в печи и что распределение меняется в зависимости от размеров и формы апертур печи и изображения и расстояния между ними.

Приближённое выражение эффекта повышения резкости линий испускания в пучке в сравнении с эмиссией печи было выведено для случая  $h/s > 1$ , где  $s$  — длина щелей изображения и печи, а  $h$  — расстояние между ними. Отношение полуширины для пучка  $\Delta_B$  и полуширины  $\Delta_0$  для пара в печи приближённо даётся формулой

$$\Delta_B / \Delta_0 = 0,41s/h,$$

что означает, что ширина в пучке приблизительно в 2,5 раза меньше, чем определяемая из грубой оценки. В этом рассмотрении мы пренебре-

гали влиянием апертуры спектрографа. Обычно соответствующая поправка мала, так как применяются относительные апертуры  $f:20$ .

Хотя ещё Дюнуайе предвидел, что атомные пучки могут быть очень полезны в спектроскопии, в этом направлении были лишь немногие попытки. Дюнуайе сам показал, что возможно возбуждение пучка Na резонансом<sup>1</sup>. Богро<sup>3</sup> наблюдал этим методом тонкую структуру резонансной линии Li 6708Å, а Добрецов и Теренин<sup>4</sup> произвели количественное исследование сверхтонкой структуры резонансной линии Na при помощи резонансной флуоресценции натриевого пучка. Поглощающий пучок атомов ртути применялся Шайном<sup>5</sup> и позднее Браждзинас<sup>6</sup>, но систематическое развитие метода было предпринято, лишь начиная с 1934 г. Минковским и Бруком<sup>14</sup>, а также Мейснером и Луфтом<sup>15</sup> независимо друг от друга. Богро и Эсклайгон<sup>16</sup> и Р. А. Фишер<sup>18</sup> возбуждали пучок высокочастотным разрядом в присутствии аргона при низком давлении (препятствующего, однако, развитию невозмущённого атомного пучка).

## II. КОНСТРУКЦИЯ АППАРАТОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ АТОМНЫХ ПУЧКОВ

### 1. Метод поглощения

В литературе описаны типы устройств для применения атомных пучков в спектроскопии. Простейшими являются устройства для исследования легко конденсирующихся паров металлов с низкой точкой плавления. Джексон и Кун<sup>7</sup> описали такой простой аппарат в своей первой работе, посвящённой K и Na. Он состоит из стеклянной трубки длиной в 36 см и диаметром в 15 мм; верхняя часть её присоединена к камере наблюдения, снабжённой четырьмя окошками, расположенными под прямыми углами. Боковая трубка соединяет аппарат с ртутным вакуумным насосом. Нижняя часть содержит тщательно перегнанный металл и погружена на глубину приблизительно 4 см в нагреваемую электричеством баню из сплава Вуда. Плотный пригнанный листок асбеста предохраняет от перегрева верхнюю часть трубки, в которой конденсируются все атомы, кроме движущихся в области коллимации. Апертуры печи и отверстия задаются самой трубкой, коллимация достигает приблизительно величины 24:1. Для исследования спектральных линий свет от источника, создающего фон для линий поглощения, должен пройти через камеру наблюдения перпендикулярно к пучку.

Подобное же устройство, сделанное из плавного кварца, применяется для исследования серебряных пучков<sup>9</sup>. Для металлов с высокими точками плавления или для металлов, действующих на стекло или кварц, пользуются другой установкой. Для изучения алюминия Джексон и Кун<sup>10</sup> изготовили аппарат, показанный на рис. 1. Шар из стекла пайрекс диаметром 10 см снабжён тремя боковыми трубками. Через одну из них вводится небольшой танталовый держатель  $T$ ,

который можно нагревать электричеством. Держатель сделан из танталового листка толщиной в 0,3 мм и длиной в 5 см; поперечное сечение имеет V-образную форму, со стороной размером в 5 мм. Отверстие у вершины имеет ширину в 4 мм. Щель изображения  $S$ , параллельная длине держателя, находится на расстоянии 7 см и прорезана в никелевой пластине, полностью отделяющей шар от камеры наблюдения  $A$ . Коллимация может меняться от 7:1 до 20:1. В держателе помещаются четыре кусочка алюминия длиной в 15 мм и диаметром 2 мм. Этого хватает для того, чтобы создать атомный пучок на 90 сек. при токе нагревания 90 А. Так как одна съёмка занимает 10 сек., ёмкость держателя достаточна. Наблюдения ведутся через боковую трубку, соединённую с  $A$  (перпендикулярно плоскости чертежа).

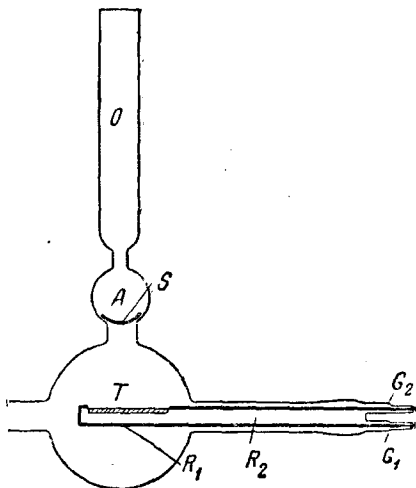


Рис. 1. Аппарат Джексона и Куна для алюминиевого атомного пучка.

Вообще говоря, устройства, описанные в II (3), также могут применяться и для абсорбционных опытов, в особенности в случае металлов с высокими точками плавления.

Очень удобная установка для исследования абсорбции и флуоресценции описана Богом в его диссертации о физических свойствах паров лития<sup>3</sup>.

## 2. Метод флуоресценции

Для возбуждения в атомных пучках резонансной флуоресценции может применяться то же устройство, что и описанное выше, с тем отличием, что камера наблюдения снабжена окошком, через которое возбуждающий свет собирается на атомном пучке.

Для того чтобы получить достаточную интенсивность резонансной флуоресценции, необходимо, чтобы источник возбуждающего света создавал резкие линии, по возможности свободные от самообращения. Наиболее удобными источниками света для этих целей является лампа Шюлера или безэлектродная трубка с высокочастотным разрядом.

## 3. Метод электронных ударов

Конструкция аппаратов для изучения атомных пучков, допускающая возбуждение пучка электронным ударом, значительно сложнее, чем в случаях аппаратов, применяемых в методе абсорбции.

Аппарат, построенный Минковским и Бруком<sup>14</sup>, показан на рис. 2. Устройство, создающее атомный пучок, присоединено к съёмной крышке цилиндрического бронзового сосуда высотой в 30 см и диаметром в 18 см. Электроды для бомбардировки пучка вводятся через отверстия в основании. В стенках сосуда имеются два окошка, расположенных под углом в 90° по отношению к вышеупомянутым

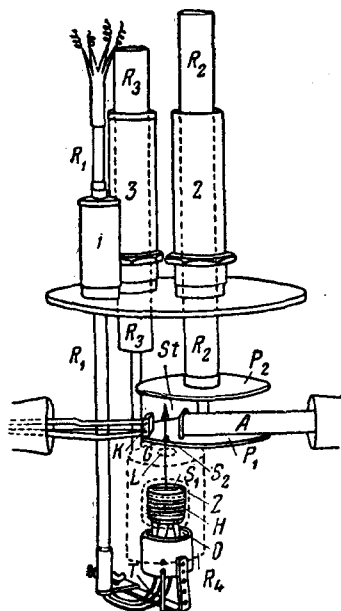


Рис. 2. Аппарат, построенный для получения атомного пучка Минковским и Бруком.

вводам. Эти окошки позволяют наблюдать атомный пучок перпендикулярно к его оси. Трубка  $R_1$ , укрепленная в вводе 1, заканчивается печью  $O$ , окруженной двумя концентрическими цилиндрами, чтобы уменьшить потери на излучение. В верхней части печи помещается щель печи длиной в 1 см и обычной шириной 0,2 мм. Ввод 2 содержит серебряную трубку  $R_2$ , к которой присоединены круглые диски  $P_1$  и  $P_2$ , отстоящие друг от друга на 5 см. Нижний диск снабжен щелями изображения длиной в 1 см и шириной в 0,2 мм. Поворачивая диск, можно установить различные щели. Во время экспозиции должны применяться различные щели, так как они сужаются вследствие конденсации пара. Для того чтобы сконденсировать пар, проходящий через щель печи в наклонных направлениях, печь окружается медным цилиндром  $R_4$ .

Направление наблюдения параллельно щелям печи и изображения. Перпендикулярно к оси пучка и к направлению наблюдения пучок бомбардируется электронами, испускаемыми оксидированной проволокой зигзагообразной формы длиной в 15 см и покрывающей площадь  $1,3 \times 1,3 \text{ см}^2$ . Молибденовая сетка площадью  $1,6 \times 1,6 \text{ см}^2$  помещается перед нитью накала. Общая эмиссия 500 мА, вольтаж сетки 200 В, ток, возбуждающий пучок, 200 мА. Ртутный диффузионный насос (20 л/сек) создаст вакуум выше, чем  $10^{-6} \text{ мм Hg}$ .

Аппарат, построенный Мейснером и Луфтом, принципиально не отличается от описанного. Нить накала представляет собой платиновый листок с эффективной площадью  $20 \times 20 \text{ мм}^2$ , сетка состоит из шести никелевых трубок, по которым циркулирует вода. Медный анод также снабжен водяным охлаждением. Нить и сетка расположены на концентрических цилиндрах радиусом около 2,0 см. Сетка

находится на расстоянии приблизительно в 2 мм от нити. Такое устройство обеспечивало удовлетворительную фокусировку электронов. Потенциал сетки около 500 В, потенциал пластины немногим выше. Общий ток эмиссии был максимум 600 мА, ток возбуждения — около 300 мА. В верхней части аппарата укрепляется серебряный держатель, охлаждаемый жидким воздухом.

Более новая конструкция, предложенная В. Паулем<sup>19</sup> для пучков из материалов с высокими точками плавления, показана на рис. 3. Печь  $O$  состоит из молибденового цилиндра диаметром 15 мм и высотой 50 мм, снабжённого для нагревания вольфрамовой проволокой диаметром 0,4 мм и длиной 220 см. Для изоляции применяются окислы Ве и Al. В этом цилиндре укрепляется цилиндрический молибденовый держатель, крышка которого снабжена переменной щелью печи  $S_1$  длиной 8 мм и максимальной шириной 2 мм. Ёмкость 3,5 мм<sup>3</sup>. Печь снабжена стеатитовыми трубками и железным кольцом. Она окружена никелевым цилиндром  $Z$ , уменьшающим потери на излучение. В крышке расположена щель изображения  $S_2$ , длина которой 8 мм, а ширина может меняться от 1 до 6 мм. Основание прикреплено к стеклянной трубке диаметром 200 мм, закрытой в верхней своей части пластинкой, несущей держатель, наполненный жидким воздухом. Здесь конденсируется атомный пучок. Две боковые трубки содержат пластинку и источник электронов для возбуждения пучка.

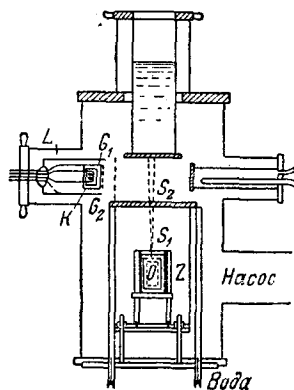


Рис. 3. Аппарат Пауля для веществ с высокой точкой плавления.

Катод представляет собой никелевый диск диаметром в 2,5 см, покрытый окислами щёлочноземельных металлов. Применяется косвенный нагрев. Непосредственно перед катодом расположена пространственная вольфрамовая сетка  $G_1$ . Посредством второй сетки  $G_2$  получается нужная скорость электронов. Цилиндр  $L$  играет роль собирающей электронной линзы. Анод, укрепленный в трубке с противоположной стороны, охлаждается водой.

Полный ток эмиссии 2,2 А. Соответствующим выбором вольтажа сетки удаётся уменьшить ток сетки настолько, что ток, применяемый для возбуждения, достигает 1,3 А. Этот высокий ток возбуждения можно, однако, применять лишь на протяжении от 1 до 2 час. Поэтому обычно применяется возбуждающий ток в 0,5 А и напряжение между пластинами 500 В.

Для меньших напряжений, которые более удобны, так как максимум функции возбуждения обычно более низок, не удаётся получить такую большую силу тока.

### III. ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА АТОМНОГО ПУЧКА

#### 1. Распределение интенсивностей в линиях

Минковский и Брук<sup>14</sup> применяли метод атомного пучка для исследования красной линии кадмия 6438 Å. В качестве спектрального прибора они пользовались интерферометром Фабри-Перо в соединении с призмным спектрографом. Фокусное расстояние камеры было 50 см; длина эталона 11 см; разрешающая сила, соответствующая отражающей способности в 81<sup>0</sup>/<sub>0</sub>, была  $5 \cdot 10^6$ .

Распределение интенсивностей определялось фотометрированием интерференционной картины на микрофотометре. Марки интенсивностей получались при помощи вращающегося сектора или ступенчатого клина.

Установлено, что распределение интенсивностей асимметрично, наклон в сторону меньших частот заметно меньше. Полуширина кривой интенсивностей  $1,89 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup> при возбуждении пучка медленными электронами (сетка-катод 40 V, анод-катод 50 V) и  $1,94 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup> при возбуждении более быстрыми электронами (сетка-катод 180 V, анод-катод 445 V). Эта полуширина заметно больше ожидаемой, которая может быть вычислена из полуширины, определяемой прибором ( $4,55 \cdot 10^{-3}$  см<sup>-1</sup>), и доплеровской ширины ( $3,75 \cdot 10^{-3}$  см<sup>-1</sup>) и равна  $0,75 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>.

Большая полуширина линии и наблюдаемая асимметрия интенсивности линии могут быть объяснены изотопными сдвигами. Кадмий состоит из 78<sup>0</sup>/<sub>0</sub> чётных изотопов Cd 110, 112, 114, 116 и 22<sup>0</sup>/<sub>0</sub> нечётных изотопов 111 и 113. Так как разрешение картины невозможно, доступна лишь грубая оценка. Рассматривая всю площадь кривой интенсивностей, как состоящую из площадей отдельных изотопов, Минковский и Брук находят, что сдвиг в сторону чётных изотопов должен лежать в пределах от  $3,5 \cdot 10^{-3}$  до  $7 \cdot 10^{-3}$  см<sup>-1</sup>.

Исследование было повторено Мейснером и Луфтом (не опубликовано) при помощи интерферометра Фабри-Перо с расстоянием между пластинами 18 см. Асимметрия распределения интенсивности была подтверждена, равно как и значение полуширины  $1,9 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>.

#### 2. Тонкие структуры

Хотя в начале экспериментов с возбуждёнными пучками казалось, что малые интенсивности сделают возможным исследование лишь наиболее сильных линий в спектре, в конце концов удалось повысить возбуждающий ток до такой степени, что исследование слабых линий также стало доступным. Это существенно, ибо есть множество случаев, в которых даже мультиплетная тонкая структура не разрешается при помощи обычных источников света. Приведём два примера.



а) Тонкая структура термов. Применяя несколько более длинные щели и поэтому допуская несколько большую ширину линий, Мейснер и Луфт<sup>20</sup> смогли возбудить ряд членов побочной серии и измерить абсолютные длины волн и расщепление сериальных линий.

Результаты были следующие.  ${}^2D$ -термы  $3^2D$  и  $4^2D$  удалось разрешить,  ${}^2D$ -расщепления двух последующих термов оказалось возможным вычислить из расстояния между сильными компонентами и из  ${}^2P$ -расщепления. Все разрешённые структуры имеют обратную последовательность термов; нижнее значение  $J$  соответствует высшему уровню энергии.

Точные абсолютные значения  $3^2P_{1/2, 3/2}$ -термов были получены из расчёта границ подобных серий.

б) Тонкая структура  $3^2D$ -терма Mg I. Второй случай, в котором исследование мультиплета методом атомного пучка дало неожиданный результат<sup>21</sup>, — это первый член первой побочной серии магния  $\gamma = 3sp\ {}^3P_{012} - 3sd\ {}^3D_{123}$  с  $\lambda 3832\text{Å}$ .  $D$ -структуры этой линии не могли быть разрешены при помощи обычных источников света, ибо расщепление имеет величину нескольких тысячных Å. В результате анализа линии оказалось, что  $3^3D$ -терм — частично обращённый терм;  $3D_2$ -терм более низок, чем  $3D_1$ . Только самая слабая линия полного триплета  $3P_2 - 3D_1$  не могла быть наблюдаема, ибо её интенсивность равна приблизительно 1% интенсивности самой сильной соседней линии. Частичная инверсия и неожиданно малые расщепления были объяснены Пинчерле<sup>22</sup>.

### 3. Сверхтонкая структура

Наибольший прогресс был достигнут при исследовании сверхтонкой структуры линий, для которых расщепление было слишком малым, чтобы быть разрешённым в спектрах обычных источников света. С успехом были применены как метод поглощения, так и метод испускания.

а) Метод поглощения. Метод поглощения может применяться только для резонансных линий. Джексон и Кун изучили таким способом сверхтонкую структуру резонансных линий элементов Li, K, Na, Mg, Ag и Al. В своей первой работе<sup>7</sup>, содержащей также и описание метода, они рассматривали калий и натрий. Так как результаты, полученные в этом исследовании, были улучшены в последующих<sup>11, 12</sup>, не имеет смысла останавливаться на его деталях.

Во второй работе<sup>8</sup> исследовалось изотопное смещение в резонансных линиях Mg. Этому же вопросу посвящена статья Р. Фишера<sup>39</sup>. Третья статья Джексона и Куна<sup>9</sup> касается сверхтонкой структуры резонансных линий серебра с  $\lambda 3281$  и  $3383\text{Å}$ . Каждая линия оказалась состоящей из четырёх компонент; их положение и отнесе-

ние к изотопам серебра Ag(107) и Ag(109) приведены ниже:

	Ag(109)	Ag(107)	Ag(107)	Ag(109)	
$5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$	3281 Å	0,000	-0,013	-0,052	-0,077 $см^{-1}$
$5^2S_{1/2} - 5^2P_{1/2}$	3383 Å	0,000	-0,013	-0,058	-0,084 $см^{-1}$

Наиболее вероятное значение ядерного  $I$  оказалось  $\frac{1}{2} \hbar/2\pi$ ; величина эта подтверждается исследованием эффекта Зеемана (III, 4). При помощи формулы Гаудсмита были получены также значения ядерных магнитных моментов:  $-0,10$  ядерных магнетонов для Ag(107) и  $-0,19$  яд. магн. для Ag(109).

Укажем далее статью о сверхтонкой структуре алюминия, в которой описана структура резонансных линий  $3^2P_{3/2, 1/2} - 4S_{1/2}$  с  $\lambda$  3962 и 3944 Å и  $3^2P_{3/2, 1/2} - 3^2D_{3/2, 1/2}$  с  $\lambda$  3092,7; 3092,8 и 3082 Å. Эта статья содержит подробные измерения отношений интенсивностей компонент, образующих указанные линии. Линия  $3^2P_{1/2} - 4^2S_{1/2}$  (3944 Å) имеет три компоненты приблизительно равной интенсивности с относительным расположением:

$$-0,048, 0,000, +0,048 \text{ см}^{-1},$$

что показывает, что два комбинирующих уровня расщеплены на два уровня с расстоянием 0,048  $см$ . Линия  $3^2P_{1/2} - 3^2D_{3/2}$  имеет две компоненты с расстоянием 0,0666  $см^{-1}$ , отношение интенсивностей большей  $\lambda$  и меньшей  $\lambda$  равно 1,21:1. Наблюдаемое расщепление этой линии в основном определяется расщеплением  $3^2P_{1/2}$ -терма и малой неразрешенной структурой  $3^2D_{3/2}$ ; таким образом, расщепление несколько больше, чем наблюдаемое у линии 3944 Å.

Из измерений интенсивности Джексон и Кун выводят спин  $9/2$  для ядра Al<sup>27</sup>. Это большое значение не сходится с величиной  $5/2$ , полученной Гейденом и Ритглем<sup>23</sup>, которые применяли правило интервала к сверхтонкой структуре линий Al II. В то же время Миллман и Куш<sup>24</sup> применили к молекулярному пучку метод магнитного резонанса и подтвердили значение  $5/2$ . Этот пример показывает, что даже тщательные измерения интенсивности могут привести к сомнительным результатам.

б) Метод испускания. Метод испускания применялся Богро и Эсклайгоном<sup>16,17</sup> для исследования Cd и Li и Фишером<sup>18</sup> для Mg. Эти авторы пользовались возбуждением высокочастотным разрядом в присутствии аргона.

Возбуждение пучка электронными ударами применялось Мейснером и Луфтом для исследования резонансных линий натрия<sup>15</sup> и калия<sup>23</sup>. В работе, посвященной натрию, не только было очень аккуратно измерено сверхтонкое расщепление терма  $2^2S_{1/2}$ , впервые обнаруженное Шюлером<sup>25</sup>, но также было разрешено расщепление  $2^2P_{1/2}$ -терма. Расщепление  $2^2S_{1/2}$ -терма оказалось равным  $0,0594 \pm 0,0003 \text{ см}^{-1}$ ,

у  ${}^2P_{1/2}$ -терма  $0,0058 \pm 0,0003 \text{ см}^{-1}$ . Расчёт полного расщепления терма  ${}^2P_{3/2}$  дал  $0,0053 \text{ см}^{-1}$ , но не удалось получить разрешения соответствующих линий. Эти значения были подтверждены Джексоном и Куном<sup>12</sup>.

Величина ядерного момента  $i = \frac{3}{2} \frac{h}{2\pi}$ , полученная из магнитных измерений Раби и спектроскопических измерений интенсивностей, позволяет вычислить магнитный момент ядра по формулам Ферми и Сегре и Гаудсмита. S-расщепление даёт величину 2,08 яд. магн., P-расщепление даёт 1,96 яд. магн.

Развитие «спектроскопии радиочастот» позволяет найти расщепление  ${}^2S_{1/2}$  со значительно более высокой точностью. Исследование Куша и Миллмана<sup>26</sup> дало для Na<sup>23</sup> величину  $\Delta^2 S_{1/2} = 0,059103 \text{ см}^{-1}$ . С другой стороны, магнитный метод молекулярного пучка непосредственно даёт факторы  $g(i)$  с большой точностью и, при известных значениях  $i$ , даёт магнитные моменты ядра без дальнейшего рассмотрения. Для Na<sup>23</sup> было найдено  $\mu = 2,215$  яд. магн.

Вторая работа Мейснера и Луфта<sup>28</sup> касалась исследования резонансных линий K<sup>39</sup>. Это исследование было предпринято потому, что результаты Джексона и Куна, полученные методом абсорбции, не находились в согласии с результатами Раби и его сотрудников относительно знака магнитного ядерного момента. Джексон и Кун нашли из наблюдений интенсивности (сильные компоненты в сторону коротких длин волн), что тонкие уровни показывают обращённый порядок термов и что поэтому магнитный момент ядра отрицателен. Результат, полученный Мейснером и Луфтом, был в согласии с результатом Раби. Они нашли правильный порядок термов. Позднее Джексон и Кун также подтвердили этот результат<sup>11</sup>. Было найдено расщепление линий:

$$7699 \text{ \AA}: \Delta\gamma_1 = 0,0163 \text{ см}^{-1}, \quad 7665 \text{ \AA}: \Delta\gamma_2 = 0,0141 \text{ см}^{-1}.$$

Различие этих значений показывает, что расщепления вызываются расщеплениями ядерного спина для уровней  ${}^2S$  и  ${}^2P$ . Исходя из значения  $\frac{3}{2}$  для ядерного спина, можно вычислить из центра тяжести наблюдаемых расщеплений расщепление самих термов. Было найдено  $\Delta^2 S_{1/2} = 0,0152 \text{ см}^{-1}$  и  $\Delta^2 P_{1/2} = 0,0033 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует 0,40 яд. магн. и 0,30 яд. магн. (значение  $\Delta^2 S_{1/2}$ , известное из спектроскопии радиочастот, равно  $0,015403 \text{ см}^{-1}$ , Джексон и Кун<sup>11</sup> находят  $0,0153 \text{ см}^{-1}$ ).

Одним из новейших исследований сверхтонкой структуры при помощи возбуждённого атомного пучка было исследование В. Пауля<sup>19</sup>, посвящённое резонансной линии Be II (3130 \AA). Все исследователи спектра Be не могли найти ни следа расщепления или антисимметрии, так как во всех этих исследованиях источником света служила трубка Шюлера с полым катодом, охлаждаемым жидким воздухом. Поэтому мы сталкиваемся здесь с доплеровской полушириной порядка

0,1  $см^{-1}$  при 3130 Å. При помощи линии  $Ве\lambda 2349$  Å Мрозовский<sup>29</sup> получил ширину 0,21  $см^{-1}$  при 3130 Å. Линии, исследованные Мрозовским, были нерасщепленными и симметричными.

Пауль получил значительно меньшую ширину линии. Соответственно температуре печи 1500°К и коллимации 7,5:1 ожидаемая доплеровская ширина должна быть 0,015  $см^{-1}$ , к этому нужно добавить ширину, определяемую аппаратом 0,008  $см^{-1}$  и, таким образом, полная ширина 0,023  $см^{-1}$  приблизительно в семь раз меньше полученной Мрозовским при пользовании лампой Шюлера.

Несмотря на такую малую ширину, Паулю не удалось обнаружить расщепления линии. Применяя интерферометр с интервалом 40 мм, он мог установить только, что более сильная линия тонкой структуры резонансного дублета показывала заметную диссимметрию в сторону меньших  $\nu$ . Оценивая ширину наблюдаемых линий и сравнивая её с вычисленной шириной пучка, возможно получить пределы расщепления:

$$0,020 < \delta\nu < 0,040 \text{ см}^{-1}.$$

Согласно Гаудсмиту<sup>30</sup>, можно вычислить  $\delta\nu$  для  ${}^2S_{1/2}$ -терма. Для  $i = 3/2$  получим  $\delta\nu = 0,050 g(i)$ , где  $g(i)$  — фактор Ланде для ядра. Расщепления  ${}^2P$ -термов слишком малы, чтобы их можно было наблюдать.

Каждая компонента тонкой структуры расщепляется на две компоненты сверхтонкой структуры с отношением интенсивностей 5:3. Согласно теоретическому рассмотрению, следует предположить, что магнитный момент ядра Ве отрицателен; таким образом, порядок  $F$ -термов должен быть обращенным. Поэтому мы должны ожидать, что более слабая компонента будет иметь меньшую длину волны.

Наблюдаемая асимметрия находится в согласии с этими результатами теории. Более того, оцененные пределы  $\delta\nu$  позволяют дать пределы значений  $g$  для ядерных моментов

$$-0,4 > g(i) > -0,8$$

и пределы ядерных моментов

$$-0,6 > \mu > -1,2.$$

Эти величины находятся в согласии со значением  $g(i) = -0,893$ , найденным резонансным методом<sup>31</sup>. Если мы примем это значение  $g$ , то величина  $i = 5/2$  может быть исключена, ибо в этом случае была бы разделена сверхтонкая структура;  $i = 1/2$  не может быть исключено, но  $i = 3/2$  есть наиболее вероятное значение.

Последняя статья, касающаяся сверхтонкой структуры, посвящена исследованию изотопного смещения линий магния, которое автор

предпринял в 1937 г.<sup>32</sup>. При помощи возбуждённого пучка и эталонов с расстояниями 36, 42 и 60 мм оказалось возможным разрешить линии серии  $3^1P - m^1D$ ,  $m = 3, 4, 5$  на три приблизительно равномерно расположенные линии, которые, согласно интенсивностям, могут быть приписаны  $Mg^{24, 25, 26}$ . Удалось также разрешить один член резкой синглетной серии  $3^1P - 5^1S$ . Теория была разработана Винти<sup>33</sup>.

#### 4. Эффект Зеемана сверхтонкой структуры

Эффект Зеемана сверхтонкой структуры очень важен для определения ядерного момента. В слабых полях каждый тонкий уровень расщепляется на  $2j + 1$  компонент; в сильных полях, однако, каждая компонента аномального эффекта Зеемана тонкой структуры состоит из  $2i + 1$  сверхтонких компонент (эффект Бака-ГAUDСМИТА), имеющих совершенно однородное расположение и интенсивности. Если удастся разрешить эту сверхтонкую структуру настолько, чтобы можно было точно сосчитать число компонент, то можно найти значение  $i$  ядерного спина с большей точностью. В этом большое преимущество по сравнению с методом, применяющим отношения интенсивностей.

Этот метод применялся несколько раз в тех случаях, когда разделения были достаточно велики для того, чтобы дать разрешённые компоненты при помощи обычных источников света. Эксперименты с атомными пучками были выполнены ДЖЕКСОНОМ и КУНОМ для Li, Na и K. Они применили метод абсорбции и пользовались в качестве разрешающего прибора сложным интерферометром. В случае калия<sup>11</sup> они смогли разделить сверхтонкую структуру  $K^{89}$  и  $K^{41}$ . Коллимация была очень высокой, именно 35:1. Для того чтобы получить достаточное поглощение, применялись три атомных пучка подряд. Эффект Зеемана у  $K^{89}$  изучался с одним пучком и коллимацией 25:1. Отношения интенсивностей, найденные для  $K^{89}$  у двух резонансных линий 7664 и 7694 Å, были, соответственно, 1,44 и 1,45. С этими значениями находится в согласии величина  $i = 3/2$ ; вычисленные значения при  $i = 3/2$  равны 1,40. Более сильные компоненты сверхтонкой структуры имеют большие длины волн; следовательно, порядок термов правильный, в согласии с экспериментальными результатами Раби и Мейснера и Луфта (III, 3, b).

Для того чтобы точно установить величину  $3/2$ , изучался эффект Зеемана  $\pi$ -компонент для  $K^{89}$  в поле напряжённости 730 гаусс. Каждая из двух  $\pi$ -компонент оказалась состоящей из четырёх линий; их положения:  $-0,0172 - 0,0136 - 0,0100 - 0,0063 + 0,00180 + 0,0148 + 0,0106 + 0,0056$  см<sup>-1</sup>. Значение  $i$  для  $K^{41}$  можно было найти только из отношения интенсивностей. Оно оказалось равным  $3/2$ . Вычисление магнитного момента даёт 0,22 яд. магн. Отношение моментов  $\mu_{89}/\mu_{41} = 1,77 \pm 0,05$  было установлено с большой точностью.

В последующей работе<sup>12</sup> Джексон и Кун исследовали эффект Зеемана сверхтонкой структуры Na в широком интервале значений силы поля, применяя сложный интерферометр, состоящий из двух последовательных эталонов размером 2 и 8 см. Спектральная область составляла  $0,25 \text{ см}^{-1}$ , и можно было разрешить две линии с расстоянием  $0,003 \text{ см}^{-1}$ . Линия  $D_1$  наблюдалась при 11 различных напряжённостях поля от 790 до 2090 гаусс, линия  $D_2$  при напряжённостях поля от 1060 до 3060 гаусс. Исследовались только  $\pi$ -компоненты.

Наблюдения оказались в согласии с теорией (Гейзенберг и Иордан, 1926; Дарвин, 1927; Гаудсмит и Бэчер, 1930).

На рис. 4 показано теоретическое расщепление уровней сверхтонкой структуры. На рис. 5 (фиг. 1, 2 и 3, ссылка<sup>12</sup>) приведены

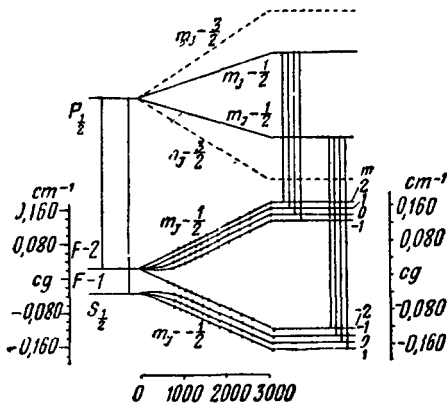


Рис. 4. Диаграмма термов эффекта Зеемана линии натрия  $3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$ .

репродукции интерференционных картин, полученных при различных силах поля. Рисунки ясно показывают развитие расщепления и непосредственно дают значение  $i = 3/2$ , ибо при достаточно большой силе поля каждая сверхтонкая компонента состоит из четырёх линий.

Последняя работа Джексона и Куна, о которой мы здесь упомянем, посвящена сверхтонкой структуре и эффекту Зеемана в резонансной линии Li<sup>13</sup>. Это исследование проводилось с многократным атомным пучком и коллимацией от  $1/30$  до  $1/40$ , что давало линии

поглощения от тридцати до сорока раз более узкие, чем парциальная доплеровская ширина. Сложный интерферометр (последовательные 5-миллиметровый и 5-сантиметровый эталоны) давал спектральную область  $1 \text{ см}^{-1}$  и разрешение около  $0,004 \text{ см}^{-1}$ . Расстояние между соседними линиями испускания, образующими фон для линий поглощения, было около  $1/3$  порядка  $5 \text{ мм}$  эталона. Исследование эффекта Зеемана дало величину  $i = 3/2$ . Две зеемановские  $\pi$ -компоненты оказались состоящими из четырёх разрешённых линий, расстояние между которыми около  $0,005 \text{ см}^{-1}$ . Зная  $i$ , можно рассчитать сверхтонкое расщепление участвующих в переходе  $^2S$ - и  $^2P$ -термов. Измеренные значения расщеплений линий следующие:

$$2^2S_{1/2} - 2^2P_{3/2} \Delta\nu_1 = 0,0270 \pm 0,0001 \text{ см}^{-1},$$

$$2^2S_{1/2} - 2^2P_{1/2} \Delta\nu_2 = 0,0280 \pm 0,0002 \text{ см}^{-1}.$$

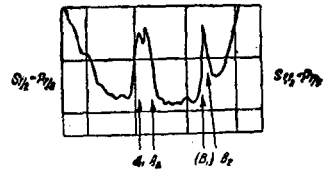
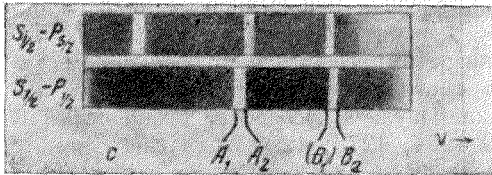
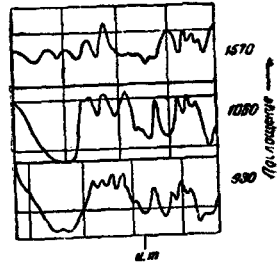
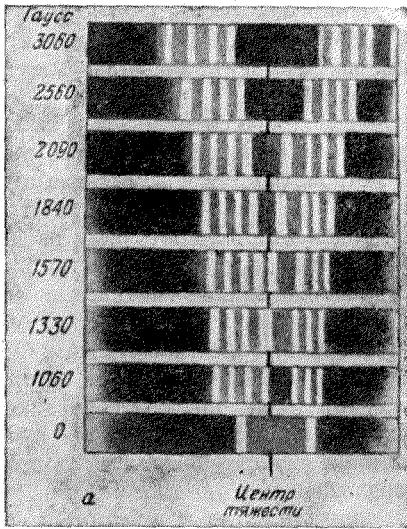
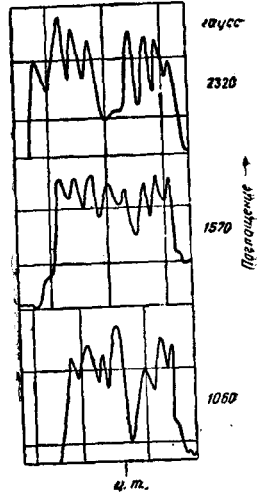
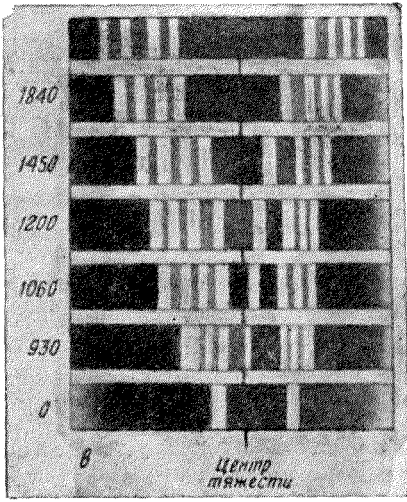


Рис. 5. Интерференционные картины линий натрия.

Расчёт даёт сверхтонкие расщепления  $S_{1/2}$ - и  $P_{1/2}$ -термов:

$$\Delta S_{1/2} = \frac{1}{2} (\Delta \nu_1 + \Delta \nu_2) = 0,0275 \pm 0,0003 \text{ см}^{-1},$$

$$\Delta P_{1/2} = \frac{3}{2} (\Delta \nu_2 - \Delta \nu_1) = 0,0015 \pm 0,0009 \text{ см}^{-1}.$$

Значение  $\Delta S_{1/2}$  очень близко к найденному Фоксом и Раби<sup>34</sup>,  $\Delta S_{1/2} = 0,0267 \pm 0,0003 \text{ см}^{-1}$ .

Ядерный магнитный момент можно было вычислить из расщепления  $^2S$ . Расчёт даёт  $\mu = 3,25$  яд. магн. Это же самое значение (3,250 яд. магн.) получается непосредственно при помощи метода магнитного резонанса в молекулярном пучке<sup>35</sup>.

### 5. Применение метода атомного пучка к исследованию обращённого эффекта Штарка

Метод атомного пучка очень удобен для исследования обращённого эффекта Штарка, впервые изученного Ладенбургом<sup>38</sup> в случае  $D$ -линий натрия. Высокий вакуум, необходимый для создания атомного пучка, очень благоприятен для поддержания сильного электрического поля.

Этот метод был развит Копферманом и его сотрудниками<sup>36, 37, 19</sup>. Установкой, применявшейся

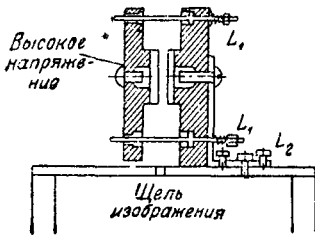


Рис. 6. Аппарат для наблюдения эффекта Штарка.

При помощи четырёх винтов  $L_1$  достигалась параллельная установка пластин. При помощи винтов  $L_2$ , соединяющих одну из янтарных пластин с пластиной, имеющей щель изображения, можно было смещать конденсатор в горизонтальном направлении. Вся юстировка могла производиться извне.

Пользуясь таким же аппаратом, Энкель и Копферман<sup>36</sup> исследовали сингулетные линии и смогли измерить очень малые смещения, вызванные эффектом Штарка. Пауль<sup>19</sup> исследовал резонансный мультиплет  $S_2$ ,  $^1S_2 - ^1P_{2,3,4}$  ( $\lambda$  4254, 4275, 4290 Å). Непрерывный фон для линий поглощения создавался при помощи полого катода, охлаждаемого водой и снабжённого хромовым цилиндром.



При силах поля 206, 234 и 275 кВ/см можно было наблюдать красные смещения линий порядка  $2 \cdot 10^{-3}$  А. Смещения эти были пропорциональны квадрату силы поля. Также можно было наблюдать слабое расширение линий.

Так как автору не удалось получить статьи<sup>36, 37</sup>, мы не можем дать детали результатов этих новых исследований. Поэтому мы вынуждены ограничиться ссылкой на эти статьи.

#### 6. Дальнейшие возможные применения метода пучка

Совершенно очевидно, что метод пучка может применяться также и для исследования полосатых спектров. Однако для того, чтобы получить удовлетворительную интенсивность или поглощение, необходимо применять несколько молекулярных пучков подряд. Таким образом, можно увеличить толщину слоя испускающей или поглощающей среды без увеличения ширины линий.

Укажем далее, что источник света, содержащий пучок, может быть очень полезен для прецизионных измерений интенсивностей спектральных линий. Этот источник позволяет исключить эффект самопоглощения, что достигается применением различных глубин пучка. Это легко можно выполнить, подобрав должным образом длину щели изображения.

Очень важно развитие аппаратуры атомных пучков для изучения спектров газов, для которых метод конденсации неприменим. Этой проблемы касается статья Вильямса<sup>40</sup> и Мака<sup>41</sup>.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Dunoer, C. R., 152, 592, 1911; 157, 1060, 1913; *Le Radium*, 8, 142, 1911; 10, 400, 1913.
2. R. Minkowski u. H. Bruck, *Z. Physik*, 95 274, 1935.
3. A. Bogros, C. R., 183, 124, 1926; *Ann. de Physique*, 17, 199, 1932.
4. L. Dobrezova, A. Terenin, *Naturwiss.*, 16, 656, 1928.
5. M. Schein, *Helv. Phys. Acta*, 2 supplement 1, 1929; *Ann. d. Physik*, 85, 257, 1928.
6. P. Brazdinnas, *Ann. d. Physik*, 6, 739, 1930.
7. D. Jackson a. H. Kuhn, *Nature*, 134, 25, 1934; *Proc. Roy. Soc. A*, 148, 335, 1935.
8. D. Jackson a. H. Kuhn, *Proc. Roy. Soc. A*, 154, 679, 1936.
9. D. Jackson a. H. Kuhn, *Proc. Roy. Soc. A*, 158, 372, 1937.
10. D. Jackson a. H. Kuhn, *Proc. Roy. Soc. A*, 164, 48, 1938.
11. D. Jackson a. H. Kuhn, *Proc. Roy. Soc. A*, 165, 303, 1938.
12. D. Jackson a. H. Kuhn, *Proc. Roy. Soc. A*, 167, 205, 1938.
13. D. Jackson a. H. Kuhn, *Proc. Roy. Soc. A*, 173, 278, 1939.
14. R. Minkowski u. H. Bruck, *Z. Physik*, 95, 284, 1935.
15. K. Meissner u. K. Luft, *Ann. d. Physik*, 28, 667, 1937.
16. A. Bogros et F. Esclangon, *C. R.*, 195, 369, 1932.
17. F. Esclangon, *Ann. de Physique*, 1, 267, 1934.
18. R. Fisher, *Phys. Rev.*, 51, 381, 1937.

19. W. Paul, *Z. Physik*, **117**, 774, 1941.
20. K. Meissner u. K. Luft, *Ann. d. Physik*, **29**, 698, 1937.
21. K. Meissner, *Ann. d. Physik*, **31**, 518, 1938.
22. L. Pincherle, *Phys. Rev.*, **58**, 251, 1940.
23. M. Heyden u. R. Ritschl, *Z. Physik*, **108**, 739, 1938.
24. S. Millman a. P. Kusch, *Phys. Rev.*, **58**, 438, 1940.
25. H. Schueler, *Naturwiss.*, **16**, 512, 1928.
26. S. Millman a. P. Kusch, *Phys. Rev.*, **58**, 438, 1940.
27. P. Kusch, S. Millman a. I. Rabi, *Phys. Rev.*, **55**, 1176, 1939.
28. K. Meissner u. K. Luft, *Z. Physik*, **106**, 362, 1937.
29. S. Mrozowski, *Phys. Rev.*, **55**, 793, 1939.
30. S. Goudsmit, *Phys. Rev.*, **43**, 636, 1933.
31. P. Kusch, S. Millman a. I. Rabi, *Phys. Rev.*, **55**, 666, 1939.
32. K. Meissner, *Ann. d. Phys.*, **31**, 505, 1938.
33. J. Vinti, *Phys. Rev.*, **56**, 1120, 1930.
34. M. Fox a. I. Rabi, *Phys. Rev.*, **48**, 746, 1935.
35. I. Rabi, S. Millman a. P. Kusch, *Phys. Rev.*, **55**, 526, 1939.
36. L. Jenckel u. H. Kopfermann, *Z. Physik*, **117**, 145, 1941.
37. H. Kopfermann u. Ch. Otzen, *Z. Physik*, **117**, 156, 1941.
38. R. Ladenburg, *Z. Physik*, **28**, 51, 1924.
39. R. Fisher, *Rev. Mod. Phys.*, **14**, 79, 1942.
40. W. E. Williams, *Rev. Mod. Phys.*, **14**, 94, 1942.
41. J. Mack a. Barkofsky, *Rev. Mod. Phys.*, **14**, 82, 1942.

#### ДОБАВЛЕНИЕ ПЕРЕВОДЧИКА

Статья Мейснера представляет собой его доклад на конференции по спектроскопии, созванной в Чикагском университете в июне 1942 г. Все доклады конференции опубликованы в *Rev. Mod. Phys.*, **14** № 2-3, April—July 1942. Конференция занималась исключительно вопросами теоретической спектроскопии. Председатель физической секции конференции Р. Мелликен в своём вступительном слове подчеркнул большую важность теоретических исследований и необходимость их продолжения даже в военное время. В числе прочих весьма интересных разделов конференции ряд докладов был посвящён спектрам атомных пучков. Кроме приводимого обзора Мейснера<sup>1</sup>, были доложены: «Источники света с атомным пучком и их применение к анализу структуры резонансной линии MgI» Р. Фишера<sup>2</sup>, «Аппарат с атомным пучком для исследования атомных спектров газов, в особенности водорода» Мака и Барковского<sup>3</sup> и «Попытка возбудить атомный пучок одноатомного водорода» Вильямса<sup>4</sup>.

В первой из этих работ сделано сопоставление двух методов возбуждения атомного пучка. В первом методе, разработанном Эс-клайгоном<sup>5</sup> и применённом Карпентером и Фишером<sup>6,7</sup>, возбуждение атомного пучка достигается при помощи высокочастотного безэлектродного кольцевого разряда в аргоне, находящемся в камере, через которую проходит атомный пучок. Концентрация аргона настолько мала, что пучок заметно не рассеивается на протяжении своего пути

в камере. Длина свободного пробега аргона равна в этих условиях нескольким сантиметрам.

Источник света, основанный на этом принципе, оказался весьма интенсивным — резонансные линии Na и Mg получались при экспозициях порядка 1 мин. при использовании оптической системой, включавшей интерферометр Фабри-Перо и имевшей светосилу  $f$ : 25. Резонансные линии MgII получались за 10 мин. Возбуждение свечения пучка получается в этом источнике благодаря ударам беспорядочно движущихся электронов, создающихся в разряде.

Применяя этот источник, Фишер получил для резонансной линии MgI результаты, отличные от полученных Джексоном и Куном<sup>8</sup> при помощи метода поглощения (ср. статью Мейснера). Для окончательного решения вопроса Фишер сконструировал источник света другого типа, основанный на принципе, описанном Мейснером. В этом источнике возбуждение также создаётся электронными ударами, но электроны направлены, — они движутся в виде электронного луча из оксидного нагретого эмиттера через серию диафрагм. Такой источник с применением электронной пушки имеет значительные преимущества. Он даёт линии приблизительно в пять раз более резкие, чем источник с кольцевым разрядом. Однако интенсивности в источнике с электронной пушкой в 20—30 раз более низкие. Поэтому источником с кольцевым разрядом целесообразно пользоваться при решении таких задач, которые допускают ширину линии порядка  $0,02 \text{ см}^{-1}$ .

В результате опытов с источником, содержащим электронную пушку, Фишер установил, что истинная структура резонансной линии MgI  $\lambda$  2852 Å отличается как от той, которая была получена Джексоном и Куном, так и от полученной при помощи источника с кольцевым разрядом. Линию удалось разрешить на три компоненты с отношением интенсивностей 7:1:1, соответствующие изотопам магния<sup>24, 25</sup> и <sup>26</sup>.

Мак и Барковский<sup>9</sup> указывают, что ни один из описанных Мейснером источников и методов не даёт возможности изучать тонкую и сверхтонкую структуру спектров веществ, газообразных в обычных условиях. Между тем исследование наиболее простого газообразного элемента — водорода H<sup>1</sup> — представляет исключительный интерес. Именно здесь могут быть проверены основные положения современной квантовой механики в её релятивистской форме. Теория Дирака даёт возможность предсказать положения и интенсивности компонент каждой линии, принадлежащей к системе, состоящей из электрона и фиксированного точечного заряда. Как раз водород с большой степенью точности может рассматриваться как такая система. Следовательно, детальное излучение спектра водорода даёт своего рода проверку теории Дирака.

Наиболее удобна для исследования  $\alpha$ -линия водорода  $\lambda$  6562,79 Å. В этой области спектра серебро имеет высокий коэффициент отражения (что существенно для применения интерферометра Фабри и Перо);

$\alpha$ -линию можно фотографировать. В то же время  $\alpha$ -линия является особенно простой. Целый ряд интерферометрических работ был посвящён её изучению. Однако, они привели в ряде случаев к несовпадающим результатам. Наиболее совершенная в настоящее время спектроскопическая методика с атомным пучком ни разу не была с успехом применена к исследованию водорода. Поэтому Мак и Барковский детально проанализировали условия успешного применения аппарата с атомным пучком и сконструировали такой аппарат, который этим условиям удовлетворяет.

Прежде всего авторы рассматривают, каковы должны быть геометрические условия в аппарате, при соблюдении которых будут возбуждаться именно атомы, движущиеся в пучке, а не рассеянные в камере. Принципиальная схема для расчёта приведена на рис. 7 и 8. Атомный пучок распространяется в направлении  $x$ , возбуждающие электроны — в направлении  $y$ , излучаемый свет наблюдается в направлении  $z$ . Атомы одноатомного газа, находящиеся при давлении  $p_1$ , температура  $T_1$  и плотности  $n_1$  истекают через первую щель шириной  $Z_1$ . Пройдя через ряд щелевых диафрагм, атомы попадают сквозь щель с номером  $k-1$  в последнюю камеру, в которой существует давление  $p_k$ , температура  $T_k$  и

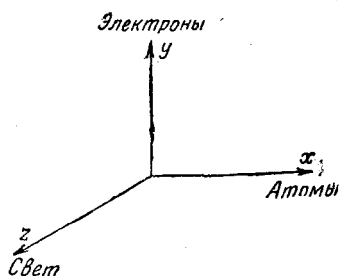


Рис. 7.

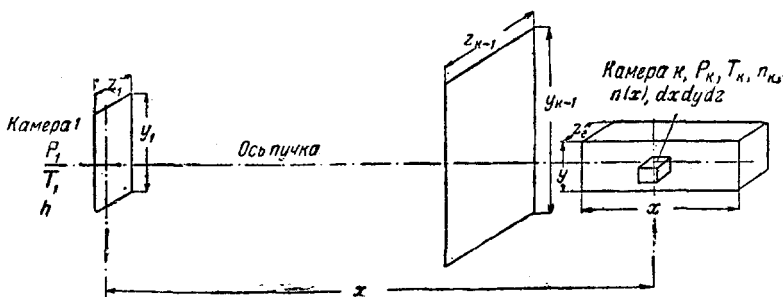


Рис. 8.

плотность  $n_k$ . Число  $n(x)$  атомов, находящихся в пучке и приходящихся на единицу объёма, может быть вычислено. Оно равно

$$n(x) = \frac{n_1 \Omega}{4\pi}, \quad (1)$$

где  $\Omega$  — телесный угол  $y_1 z_1 / x^2$ , под которым первая щель видна с расстояния  $x$  от неё (ср. рис. 8).

При бомбардировке пучка электронным лучом, движущимся в направлении  $y$  и имеющим сечение  $z_e$  вдоль оси  $z$ , мы получим определенное число возбужденных атомов пучка, видимых в направлении  $z$ . Если  $z_e$  настолько мало, что каждый электрон проходит через всё сечение пучка, то число  $b$  возбужденных атомов пучка, видимых в единице сечения, равно

$$b = f n(x) z_e = f_e n_1 z_e \frac{\Omega}{4\pi}, \quad (2)$$

где  $f$  — доля атомов, возбуждаемых электронами.

Рассеянный, «блуждающий» газ в  $k$ -той камере находится при условиях  $p_k, T_k, n_k$ . Число возбужденных атомов, видимых в единице сечения, равно

$$s = f n_k z_e, \quad (3)$$

и мы получаем

$$\frac{s}{b} = \frac{4\pi n_k}{\Omega n_1} = \frac{4\pi p_k T_1}{\Omega p_1 T_k}, \quad (4)$$

или в случае  $T_1 \approx T_k$

$$\frac{s}{b} = \frac{4\pi p_k}{\Omega p_1}. \quad (5)$$

Для того чтобы интенсивность, испускаемая «блуждающими» атомами, была много меньше интенсивности, испускаемой атомами пучка, необходимо, чтобы соблюдалось условие

$$\frac{p_k}{p_1} \ll \frac{4\pi}{\Omega}. \quad (6)$$

Этому требованию должна удовлетворять установка для того, чтобы можно было получить резкость линий, соответствующую атомному пучку. Очевидно, что в случае негазообразных веществ требования другие. Они сводятся только к тому, чтобы  $p_k$  было мало и не влияло на коллимацию пучка. Давление  $p_k$  в этом случае создается внешним газом, линии которого не налагаются на исследуемые; «блуждающие» атомы паров металла немедленно конденсируются на стенках.

Далее авторы анализируют влияние эффекта Доплера в установке на получаемую спектральную картину. Эффект Доплера для линии, излучаемой атомным пучком, возбуждаемым электронными ударами, может быть разложен на пять различных эффектов. Во-первых, наличие поперечной компоненты у первоначальной скорости атома, вызывающее расширение порядка

$$\delta_1 = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v}{c} \frac{z - z_1}{x}, \quad (7)$$

где  $z_1$  — координата точки в первой щели, из которой вылетает атом;  $z, x$  — координаты точки, в которой атом излучает;  $v$  — скорость атома;  $c$  — скорость света. В установке Мака и Барковского ( $\delta_1$ )  $\sim 2,8 \cdot 10^{-7}$ .

Во-вторых, доплеровское смещение возникает в результате изменения вектора скорости атома при соударении с возбуждающим электроном:

$$\delta_2 = \frac{\Delta v}{v} = \frac{p_z}{Mc}, \quad (8)$$

$p_z$  — проекция полученного атомом момента на ось  $z$ ,  $M$  — масса атома. Подробный анализ, основанный на квантовомеханической теории соударений<sup>9</sup>, показывает, что более быстрые электроны создают меньшую полуширину и вообще ширина линии, определяемая этим фактором, приблизительно обратно пропорциональна корню квадратному из вольтажа бомбардировки. Порядок величины  $\delta_2$  в условиях, применявшихся авторами,  $\sim 10^{-6}$ .

В-третьих, атомы получают скорость отдачи при излучении кванта, чем вызывается красное смещение линии. Для  $\alpha$ -линии  $H^1$

$$\delta_3 = -\frac{h}{2\lambda Mc} = -1,0 \cdot 10^{-9}. \quad (9)$$

В-четвёртых, необходимо учитывать различие в направлениях лучей света, попадающих в оптическую систему. Так как в систему попадают лучи, составляющие различные углы с направлением движения атома, возникает красное смещение и расширение линии порядка  $10^{-7}$  в установке авторов. Наконец, в-пятых, следует учесть некоторую неточность в установке: оптическая ось системы составляет угол с пучком, несколько отличающийся от прямого. Это создаёт смещение и расширение линии. Авторы оценивают его в своей установке в  $\pm 8 \cdot 10^{-8}$ . Сопоставляя все эти факторы, Мак и Барковский приходят к выводу, что можно настолько уменьшить величину расширения, что удастся полностью разрешить электронную структуру  $\alpha$ -линии водорода. Для дейтерия порядок всех величин тот же самый, и условия не меняются. Приведём расстояния и полуширины компонент  $\alpha$ -линии водорода, получаемые на основании теоретического расчёта<sup>10</sup>.

Компонента . . . . .	$2\frac{1}{2} - 3\frac{1}{2}$	$2\frac{1}{2} - 3\frac{3}{2}$	$2\frac{1}{2} - 3\frac{2}{2}$	$2\frac{1}{2} - 3\frac{1}{2}$	$2\frac{1}{2} - 3\frac{1}{2}$
Обычное обозначение .	2	3	1	4	5
Относительная интенсивность . . . . .	7,08	1,14	9,00	1,00	0,20
Естественная полуширина $\delta_{\text{nat}} \cdot 10^3$ . . . . .	9,0	3,9	12,0	12,0	11,0
$\Delta v/v$ . . . . .		$\frac{2}{15} \alpha^2$	$\frac{49}{180} \alpha^2$	$\frac{2}{45} \alpha^2$	$\frac{2}{15} \alpha^2$
$\Delta v/v \cdot 10^3$ . . . . .		710	1450	237	710

Здесь  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры, равная  $\frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137,3}$ .

Получаемая в установке Мака и Барковского полуширина линий  $H^1$  приблизительно в 10 раз превосходит естественную полуширину, но расстояния между расщеплёнными компонентами в 2—12 раз больше получаемой полуширины. Следовательно, структура  $H_\alpha$ -линии действительно может изучаться на этой установке. Мак и Барковский ограничились в своём докладе изложенным анализом и описанием установки. Результатов исследования авторы не приводят. Тем не менее их доклад представляет интерес во многих отношениях.

В краткой заметке Вильямса<sup>4</sup> рассматриваются условия возбуждения атомного пучка высокочастотным разрядом при очень низких давлениях ( $10^{-5}$ — $10^{-6}$  мм). Вильямс указывает, что возможность создания таких источников света существенна для метрологии. В частности линии чистых чётных изотопов тяжёлых элементов (например, Hg<sup>198</sup>)<sup>11</sup>, возбуждённые при низкой температуре, могут дать стандарт со значительно большей симметричностью и однородностью, чем современный стандарт — красная линия кадмия. В связи с этим, укажем на работу Б. Л. Понизовского<sup>12</sup>, подробно исследовавшего условия, определяющие выбор стандарта длин волн и предложившего в качестве нового стандарта инфракрасную линию криптона  $\lambda$  9751, 759 Å.

Доклады, посвящённые атомным пучкам на конференции в Чикаго, показывают, что эта область представляет весьма большой интерес для теории и практики спектроскопии. Применение атомных пучков создаёт исключительные возможности для исследования деталей строения спектров, для определения ядерного спина и магнитного момента, для выработки нового метрологического стандарта.

В заключение скажем несколько слов о «радиочастотной спектроскопии», неоднократно упоминаемой Мейснером в его обзоре.

Каждая система, имеющая угловой момент количества движения

$\vec{j} \frac{h}{2\pi}$ , имеет тем самым магнитный момент

$$\vec{\mu} = \vec{j} \frac{eh}{4\pi mc}. \quad (10)$$

Множитель  $\frac{eh}{4\pi mc}$ , где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона, есть магнетон Бора. Для магнитных моментов ядер применяют величину в 1860 раз меньшую — ядерный магнетон  $\frac{eh}{4\pi Mc}$ , где  $M$  — масса про-

тона. Система с моментом  $\vec{j}$ , помещённая в магнитное поле  $H$ , прецессирует вокруг направления поля. Проекция углового момента  $\vec{j}$  на направление поля имеют  $2j + 1$  значений  $j, j - 1, \dots, 1, 0, -1, \dots, -j$ . Как известно, это пространственное квантование непосредственно доказывается при помощи опыта Штерна-Герлаха, в котором

атомный пучок пропускается через неоднородное магнитное поле, вызывающее отклонения атомов.

Определение ядерных моментов этим способом<sup>18</sup> затруднительно, ибо ядерные магнетоны, как мы уже сказали, очень малы. Тем не менее, в ряде работ, основанных на измерении малых отклонений молекул с нулевым электронным моментом, удалось измерить ядерный элемент водорода<sup>14</sup>. Он оказался в 2,5 раза больше ядерного магнетона<sup>16</sup>. Метод был усовершенствован Раби<sup>16</sup>, нашедшим момент протона равным  $3,25 \pm 10^0/0$  яд. магн.

В 1937 г. Раби предложил новый, весьма изящный метод определения знака и величины магнитного момента ядра в том случае, когда известен ядерный спин<sup>17</sup>. Этот метод и лёг в основу радиочастотной спектроскопии<sup>18</sup>.

Представим себе атомный пучок, распространяющийся в сильном неоднородном магнитном поле и поэтому отклоняющийся в нём. Отклонения отдельных частиц пучка будут различны в зависимости от их эффективных моментов и скоростей.

Далее, пучок проходит через сильно неоднородное магнитное поле, а затем попадает во второе неоднородное поле, совершенно подобное первому, но с противоположным направлением неоднородности. Отклонение частиц будет равным и противоположным отклонению в первом поле, и приёмник частиц, помещённый в конце пучка, покажет такое же число частиц, какое получилось бы в отсутствии неоднородных полей. Теперь наложим в область среднего однородного поля дополнительное слабое переменное поле, направленное перпендикулярно к однородному. Это переменное поле вызовет существенные изменения в поведении отклоняющихся частиц. Эффективные моменты частиц в однородном поле  $H$  различны, ибо разным магнитным квантовым числам  $m$  соответствуют разные углы прецессии. Перпендикулярное переменное поле  $H_1$ , колеблющееся с частотой  $\gamma$ , создаёт возможность переходов между состояниями с различными  $m$ , например между  $m_1$  и  $m_2$ . Вероятность такого перехода будет, вообще говоря, мала, пока частота поля  $\gamma$  не совпадёт с частотой прецессии Лармора

$$\gamma_L = gH (e/2Mc), \quad (11)$$

где  $g$  — гиромагнитный фактор, зависящий от момента частицы. Частоты  $\gamma$  имеют порядок величины радиочастот — нескольких килоциклов. В результате переходов между различными  $m$  во втором неоднородном поле описанной установки появятся отклонения, не точно компенсирующие отклонения в первом поле, и приёмник покажет уменьшение числа частиц. Подбирая частоту  $\gamma$  поля  $H_1$  так, чтобы это уменьшение стало максимальным, мы найдём ларморовскую частоту прецессии  $\gamma_L$ , с которой резонирует поле  $H_1$ . Вся установка по сути дела аналогична некоторой поляризационной



системе — первое неоднородное магнитное поле играет роль поляризатора, второе — анализатора.

Такова принципиальная схема опытов Раби и его сотрудников. Исследуя главным образом молекулярные пучки и, в частности, сравнивая результаты для  $H_2$ , HD и  $D_2$ , Раби определил ядерные магнитные моменты для H и  $D^{19}$ . Они оказались равными

$$\mu_H = 2,785 \pm 0,02 \text{ яд. магн.},$$

$$\mu_D = 0,855 \pm 0,006 \text{ яд. магн.}$$

Метод радиочастотных спектров в применении к атомам позволяет весьма точно определить расстояния между компонентами сверхтонкой структуры. Эти расстояния как раз попадают в область радиочастот. Мы уже видели в обзоре Мейснера, с какими трудностями сопряжено оптическое исследование сверхтонкой структуры. Дело в том, что время жизни отдельных сверхтонких компонент основного состояния атома весьма велико, и, соответственно, мала интенсивность спонтанного излучения. Однако, при освещении атома электромагнитными волнами его собственной частоты он поглотит или испустит квант с этой частотой. Такое изменение состояния вызовет переориентацию атома в магнитном поле и поэтому сможет быть обнаружено описанным методом магнитного резонанса. Расстояния между сверхтонкими компонентами определяются таким образом с очень большой точностью<sup>20</sup>. Комбинируя магнитно-резонансные исследования молекулярных и атомных пучков, Милман и Куш<sup>21</sup> смогли весьма точно определить ядерные моменты ряда атомов.

Дальнейшие подробности, относящиеся к исследованию молекулярных и атомных пучков, читатель найдёт в содержательном обзоре Бесси и Симпсона<sup>22</sup>. Там же приведены сводка значений ядерных магнитных моментов и обширная библиография.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K. Meissner, *Rev. Mod. Phys.*, **14**, 63, 1942.
2. R. Fisher, *Rev. Mod. Phys.*, **14**, 79, 1942.
3. J. Maska, E. Barkofsky, *Rev. Mod. Phys.*, **14**, 82, 1942.
4. W. E. Williams, *Rev. Mod. Phys.*, **14**, 94, 1942.
5. Esclangon, *Ann. d. Physique*, **1**, 268, 1934.
6. R. Fischer a. B. Carpenter, *Phys. Rev.*, **49A**, 417, 1936.
7. R. Fisher, *Phys. Rev.*, **51A**, 381, 1937.
8. D. Jackson a. H. Kuhn, *Proc. Roy. Soc. A*, **154**, 679, 1936.
9. H. Bethe, *Ann. d. Phys.*, **5**, 325, 1930.
10. Г. Бете, Квантовая механика простейших систем, ОНТИ, 1935, §§ 9, 10, 41—44.
11. J. Wieus a. L. Alvarez, *Phys. Rev.*, **58**, 1005, 1940.
12. Б. Т. Понизовский, Выбор инфракрасного стандарта длин волн, Диссертация, ГОИ, 1944; *ДАН*, **41**, 166, 1943.
13. O. Stern, *Z. Physik*, **39**, 751, 1926.

14. I. Stermann, R. Feisch, O. Stern, *Nature*, **132**, 169, 1933; I. Estermann, O. Stern, *Z. Physik*, **85**, 4, 17, 1933; *Z. Physik*, **86**, 132, 1933; *Nature*, **133**, 911, 1934; *Phys. Rev.*, **45**, 761, 1934.
  15. J. Estermann, O. Simpson, O. Stern, *Phys. Rev.*, **51**, 64, 1937; **52**, 535, 1937.
  16. I. Rabi a. others, *Phys. Rev.*, **46**, 157, 1934; **46**, 163, 1934; **49**, 200, 1936.
  17. I. Rabi, *Phys. Rev.*, **51**, 652, 1937.
  18. I. Rabi a. others, *Phys. Rev.*, **55**, 526, 1939.
  19. I. Kellogg, I. Rabi a. others, *Phys. Rev.*, **56**, 728, 1939; **57**, 677, 1940.
  20. P. Kusch, S. Millman, I. Rabi, *Phys. Rev.*, **57**, 352, 1940; **57**, 756, 1940; **58**, 438, 1940.
  21. S. Millman a. P. Kusch, *Phys. Rev.*, **60**, 91, 1941.
  22. W. Bessey a. O. Simpson, *Chem. Rev.*, **30**, 239, 1942.
-