

С. Ф. С. Р.

Пролетарии всех стран, соединяйтесь!

Народный Комиссариат Здравоохранения
ИНСТИТУТ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

КУРАТОРИЙ:

АКАДЕМИК ПРОФ. П. И. Вальден и АКАДЕМИК ПРОФ. А. Н. Крылов

ПОД РЕДАКЦИЕЙ

АКАДЕМИКА ПРОФ. П. П. Лазарева

Том II, вып. 2.



Государственное Издательство

Москва Δ 1921

Редакция
с прискорбием сообщает о кончине сотруд-
ника „Успехов Физических наук“
профессора
Николая Павловича
МЕТЕЛКИНА
последовавшей 28-го июня с. г.

Очерк истории установления основных начал механики.

(Вступительная лекция к курсу теоретической механики, читаемому в Мьрской Академии).

А. Н. Крылов.

§ 1. Из всех явлений окружающего нас мира движение тел есть самое обыденное и самое распространенное, и можно сказать, что ни одно действие человека не совершается без движения чего-либо.

От глубочайшей древности остались громадные сооружения, показывающие, что уже тогда существовало умение применять вспомогательные средства и машины для подъема и перемещения грузов.

С незапамятных же, доисторических времен существует пользование судами для плавания по морям, рекам и озерам.

Казалось бы, что все это должно было бы привлечь издавна внимание пытливых умов и стать предметом изучения и научного исследования.

Между тем действительность показывает, что и тогда, подобно тому, как и теперь, практика далеко опережала теорию, ибо лишь в „Физике“ Аристотеля, жившего с 384 по 322 г. до Р. Хр. можно найти изложение учения о движении и силах и основания учения о машинах. Затем в двух творениях Архимеда (287—212 до Р. Хр.) находится совершенно отличное от аристотелева изложение учения о равновесии простейшей из машин—рычага, учение о центрах тяжести и, наконец, учение о равновесии тел, плавающих в жидкости. Эти два последние учения всецело были созданы Архимедом.

Великий философ Аристотель, хотя и пробыл двадцать лет в школе Платона, девизом которой было: „сюда да не входит не знающий геометрию“, не был истинным геометром; в своем учении о движении исходя из принятого умозрительно основного положения, которое казалось согласным с повседневным опытом каждого и настолько простым, что самое элементарное рассуждение делало его самоочевидным. Но здесь оказалось, что при истолковании обыденных повседневных явлений было упущено из вида или ложно понято весьма важное обстоятельство, так что принятое основное положение не отвечало действительности. Однако прошло двадцать веков, прежде чем это было обнаружено Галилеем.

Учение Аристотеля о равновесии рычага и других машин, к нему сводящихся, приводит к верным выводам, но по своему изложению оно не отличалось геометрической строгостью, присущей классическим творениям древних математиков и, видимо, не удовлетворяло Архимеда, который, давая свое изложение, не упоминает об Аристотеле. Впрочем, надо иметь в виду, что подлинные рукописи Аристотеля находились 120 лет после его смерти под спудом, замурованными в склепе и, значит, не могли быть известны Архимеду.

§ 2. Творения великого сиракузского математика представляют и по сию пору непревзойденный образец геометрической строгости и последовательности умозаключений.

Архимед начинает свое сочинение: „О равновесии площадей и о центрах тяжести“ следующими словами:

- „Положения: 1) Равные тяжести, подвешенные к равным длинам, находятся в равновесии.
- 2) Равные тяжести, подвешенные к длинам неравным, в равновесии не находятся: подвешенная к большей длине опускается вниз.
- 3) Если тяжести, подвешенные к каким бы то ни было длинам, находятся в равновесии и к одной из них что-либо будет прибавлено, то они более в равновесии находиться не будут,—тяжесть, к которой нечто прибавлено, опустится вниз.
- 4) Подобно этому, если что-либо отнять от одной из этих тяжестей, то они более в равновесии не будут,—та, от которой ничего не отнято, опустится вниз“.

Из этих четырех положений, которые можно считать или самоочевидными, или установленными непосредственным легко доступным опытом, Архимед с полной строгостью древней геометрии выводит прежде всего законы равновесия рычага.

К этим четырем положениям у него присовокуплено в самом начале же четыре других, относящихся к центрам тяжести; пользуясь ими и доказанными свойствами рычага, он находит положения центров тяжести разного рода прямолинейных фигур, а затем параболического сегмента.

Второе его сочинение: „О плавающих в жидкости телах“ представляет также недостижимый образец геометрического исследования, в основу которого положены два простых и самоочевидных предположения, из которых затем все выводится точными, строгими рассуждениями и доказательствами. Не надо думать, что Архимед ограничился только самыми элементарными выводами законов равновесия плавающих тел,—нет он применяет эти законы к определению положений равновесия отрезка параболоида вращения при разных отношениях его плотности к плотности жидкости. При этом оказывается, что такой параболоид может находиться в устойчивом положении равновесия

не всегда в том положении, когда его ось вертикальна и вершина внизу, а иногда, и даже чаще, как раз наоборот, т. е. с вершиною вверху и при наклонном положении оси.

Приняв во внимание, что самое учение о центре тяжести, что определение площадей и объемов, ограниченных кривыми линиями и поверхностями, принадлежит Архимеду и что весь математический аппарат того времени сводился к учению о пропорциях, мы сможем лишь в малой степени дать себе представление о его гениальности.

Итак, можно сказать, что Архимед установил начала новой науки „Механики“, включив ее в область точных умозрительных наук, строгость которой не уступала геометрии, ибо в своем сочинении „О площади параболы“ он пользуется полученными в учении о равновесии рычага результатами для доказательства чисто геометрических истин.

Проходят века и тысячелетия, к учениям Архимеда и Аристотеля не только ничего не прибавляется, но даже многое из них утрачивается. Лишь через восемнадцать веков после Архимеда голландский инженер и ученый *Стевин* делает существенное добавление к учению о равновесии: он находит условия равновесия тяжелого тела на наклонной плоскости; от этих условий ему уже нетрудно было перейти к условию равновесия трех сил, лежащих в одной плоскости и приложенных к той-же точке, т. е. к так называемому *треугольнику* или *параллелограмму* сил, ставшему затем основною теоремою в учении о равновесии вообще.

Стевин в основание своего рассуждения кладет положение: „вечное движение невозможно“. Истина эта далеко не так очевидна, как положения Архимеда, но Стевин, как инженер, смело ее применяет, ибо его практический опыт не допускает сомнения.

Почти в то же время Галилей дал новые точные основания учению о движении. Но вернемся несколько назад и добавим некоторые подробности о сочинениях основателя древнего естествознания Аристотеля.

§ 3. Аристотель касается механики в трех своих сочинениях: „Механике“, „Физике“ и „О мире и небе“.

Первое из этих сочинений представляет в сущности как бы собрание вопросов или задач с кратко высказанными ответами или объяснениями. В числе этих задач обратим внимание на задачу IV, высказанную так: „Каким образом при помощи рычага малые силы приводят в движение большие грузы?“ В объяснении между прочим говорится: „Относительно рычага надо рассматривать три вещи: точку опоры, представляющую центр, и два груза: движущий и движимый. Движимый груз находится к движущему в обратном отношении длин, и чем груз дальше от точки опоры, тем легче он движется. Причина этому та, которая уже дана в объяснении весов,—точка, которая дальше отстоит от центра, описывает больший круг, поэтому под действием той же силы движущий груз опишет тем больший круг, чем дальше он от точки опоры. Пусть AB есть рычаг, коего опора E , движимый

груз C , движущий D , тогда по окончании движения этот последний придет в G , поднимаемый же груз—в K “.

На этом пояснение заканчивается, при чем по обычаю древних авторов чертеж читатель должен составлять сам; но, сопоставив это пояснение с сказанным в вопросе 1-ом, что „все относящееся к весам приводится к рассмотрению свойств круга, рычаг к весам, все прочие особенности механических движений к рычагу“, можно подметить то общее начало, к которому Аристотель сводит нахождение условий равновесия всех машин, именно: при равновесии скорости перемещения грузов по вертикальному направлению обратно пропорциональны величине этих грузов. Но это общее начало явно не формулировано и ясно и твердо не высказано.

Как бы то ни было, в его механике условия равновесия рычага и других машин, к нему сводящихся, высказаны правильно, хотя и получены путем длинных, не вполне отчетливых и не вполне ясных рассуждений.

Обратим также внимание на задачу XXX: „Почему, когда два человека несут на шесте или на чем-либо ином какой-либо груз, то испытывают неравное давление, если только груз не по середине, а тот большее, кто ближе к грузу?—Потому что при таких условиях шест есть рычаг, коего точка опоры есть груз, из двух же носильщиков ближайший к грузу представляет как бы движимое (сопротивление), дальнейший—двигателя, и чем он дальше от груза, тем легче ему двигать и тем сильнее давление вниз на другого носильщика, ибо груз представляет такой же упор, как будто он был точкою опоры. Когда же груз по середине, то ни на одного не приходится большей нагрузки и ни один не является двигателем, а каждый несет одинаковую тяжесть“. В этих словах всякий найдет правильный способ разложения законной силы на две ей параллельные, приложенные в заданных точках.

§ 4. Как уже было сказано, Аристотель не ограничился одною только статикою или учением о равновесии; его „Физика“ целиком посвящена учению о движении.

„Физика“ Аристотеля считается одним из замечательнейших произведений этого всеобъемлющего мыслителя и служит основанием для тех из прочих его сочинений, в которых он излагает всю совокупность учений о природе, т. е. все естествоведение своего времени.

При теперешней терминологии это сочинение относится к области чистой философии, а не к той группе знаний, которую мы теперь называем физикою, хотя значительная часть сочинения и посвящена учению о движении, но с иной точки зрения, нежели это явление рассматривается в теперешней физике и механике.

Теперешняя физика и механика, основанные во многом на опыте и наблюдениях, а значит, и на свидетельстве чувств и измерениях с неизбежными в них погрешностями, так же мало удовлетворяли бы склонность ума древних греков к точным отвлеченным рассуждениям,

как эти рассуждения, представляющиеся нам во многом не относящимися к естествознанию и его приложениям, мало удовлетворяют нас.

Аристотель не заботится об установлении точных количественных соотношений между различными величинами, рассматриваемыми при изучении движения тел, он стремится как бы проникнуть в самую сущность этого явления и установить, существует ли оно само по себе или только в нашем представлении, он хочет постигнуть и объяснить, что такое пространство и время, что такое бесконечность, что такое пустота, может ли она существовать, и прочие вопросы подобного же рода. Эти вопросы дают ему возможность проявлять всю силу его логики и все искусство его диалектики и тонкости рассуждений. Для примера приведем несколько выдержек из того, что он говорит о времени, цитируя по французскому переводу Бартеlemi де Ст. Илера.

„Вот несколько соображений,— говорит Аристотель, — которые можно привести, чтобы доказать, что время совсем не существует, а если и существует, то лишь образом, мало ощутимым и весьма неясным“.

„Так, одна из частей времени *была* и ее *более нет*, другая *должна быть* и ее *еще нет*. Однако лишь из этих элементов слагается и бесконечное время и то время, которое мы считаем в непрестанной последовательности. Но то, что составлено из элементов не существующих, представляется и само не обладающим истинным существованием. К этому надо добавить, что для всякого делимого предмета необходимо, по самому свойству его делимости, когда он существует, чтобы существовали и некоторые его части или даже все его части. Но для времени, хотя оно и делимо, одни части *были*, другие *будут*, но ни одной нет в настоящем. Настоящее — момент или мгновение не есть часть времени, ибо часть какой-либо вещи служит мерою этой вещи; с другой стороны, целое должно слагаться из соединения частей, между тем время не состоит из последовательных моментов настоящего. Кроме того самый момент, само настоящее, разграничивающее прошедшее и будущее, — единое ли оно или нет, остается ли оно всегда тождественным и неизменным или же оно постоянно изменяется и постоянно различно?

„Все это такие вопросы, разрешить которые не легко. Действительно, если момент всегда и постоянно другой, то момент, которого уже нет теперь, но который перед этим был, должен был исчезнуть в какое-то мгновение, а тогда последовательные моменты не могут существовать совместно один с другим, ибо предшествующий всегда, по необходимости, уже пропал. Но невозможно чтобы момент пропал в самом себе, ибо его тогда еще не существовало, и невозможно, чтобы предыдущий момент пропал в какой-либо иной момент, следовательно необходимо принять, что невозможно, чтобы моменты следовали слитно один за другим, как невозможно, чтобы на линии точки располагались слитно одна за другою“...

„Мы представляем себе однако, что время не может быть постигаемо без изменений, ибо мы сами, если не испытываем в наших мыслях никакого изменения или если изменение, которое в них происходит,

от нас ускользает, то мы считаем, что не протекло и никакого времени, подобно тому как его нет для тех сказочных людей, которые сняты близ героев в Сардосе и которые при своем пробуждении не имеют никакого ощущения времени, ибо они соединяют момент предшествующий с моментом последующим и делают из них один, уничтожая все промежуточные моменты, которых они не замечали. Таким образом, как не было бы времени, если бы момент не стал другим, а был бы тем же самым и одним моментом, так и в том случае, когда не замечают, что это есть другой момент, то кажется, что и за весь промежуток не было времени. Но если время устраняется, когда мы не замечаем никакого изменения, и наш дух представляется нам пребывающим в едином и неделимом мгновении, и наоборот, когда мы чувствуем и различаем изменение, то мы утверждаем, что есть протекающее время, поэтому ясно, что для нас время существует лишь при условии движения. Итак, не подлежит сомнению, что без движения время невозможно и что время не есть движение“.

Разобрав затем соотношение между моментами или мгновениями и временем, сходство и различие между точкой и моментом, Аристотель продолжает: „Итак, время есть *число движения*, но это число не относится к одной и той же точке, которая была бы вместе с тем и началом и концом, как это имеет место на линии, границу частей которой она составляет, но сама не есть часть линии. Мы видели причину этого в том, что точка, взятая на линии, напр., по середине ее, имеет двойное значение, ибо она одновременно и начало и конец, а это при движении тела включало бы по необходимости некоторое время остановки или покоя. Но ничего подобного не может быть по отношению ко времени, которое течет непрерывно без малейших прерывов. Но ясно, что момент — настоящее, не составляет части времени так же, как подразделение движения не есть движение, как точки не суть части линии, тогда как линии, когда их различают две в одной, составляют части этой одной линии и не суть ее точки. Таким образом, настоящий момент, рассматриваемый как граница между прошедшим и будущим, не есть время, это есть лишь *признак* времени, которое он разграничивает и определяет. Но, поскольку он служит для счета движения и времени, он есть число, с тою однако разницею, что границы непременно принадлежат к тому предмету, который они ограничивают, тогда как отвлеченное число может служить для счета чего угодно, и число десять, например, после того как оно приложено к этим десяти лошадям перед нашими глазами, может совершенно также быть приложено и ко множеству других предметов, число коих также десять“.

Эти выписки дают некоторое понятие о том духе или характере, в котором изложена „Физика“ Аристотеля. Надо помнить, что это сочинение написано 2200 лет тому назад, и если теперь мы при изучении движения „принимая время за переменную независимую“, то не

равносильно ли это тому, что Аристотель хотел выразить словами: „время есть число движения“.

Как видно, „Физика“ не есть сочинение математическое, а философско-критическое, поэтому из общего его объема в 400 страниц, в том издании, которое у меня перед глазами, лишь две страницы уделены установлению количественных соотношений между элементами движения, составляя заключительную главу книги VII. Вот это место: „После того, как показано, каким образом можно сравнивать движения между собою, остается показать те соотношения, которые могут между ними быть. Я вернусь сперва к некоторым началам, которые я уже указывал. Всякий двигатель (сила) двигает всегда нечто движимое в чем-либо и в какой-нибудь мере. Он действует на это движимое в чем-то, т.-е. во времени, он двигает его в некоторой мере, т.-е. переносит его на некоторое расстояние, ибо двигатель движет непрерывно в продолжение времени своего действия. Движимое всегда есть некоторое количество и всегда продвигается на некоторую величину. Обозначим двигатель через А, движимое через В и через С величину, на которую движимое было продвинуто в продолжение времени D, в течение которого движение имело место. В равное время мощность, обозначенная через А, заставит половину движимого В совершить движение вдвое больше С, *расстояние же С она заставит пройти в половинное время D*, ибо при этом сохраняется пропорциональность. Итак, *когда сила остается той же, движимое, уменьшенное вдвое, проходит такой же путь в половинное время*“.

Из этих слов, дважды повторенных, несомненно следует, что Аристотель полагал, что постоянная сила, действуя на данное тело, заставляет его двигаться *равномерно* в продолжение всего времени своего действия, причем скорость этого движения пропорциональна силе, как то видно из дальнейших его слов: „Следовательно, можно установить два других правила, составляющих следствия предыдущего: *если сила и движимое остаются теми же, то движение в половинное время будет вдвое меньше*, если же и сила будет также уменьшена, то она заставит то же движимое совершить половинное движение в такое же время. Пусть, напр., сила Е составляет половину силы А и F есть новое движимое, составляющее половину В; при этих предположениях отношения останутся одинаковыми, и силы будут пропорциональны движимым грузам,—такие две силы произведут равное движение в равное время“.

„Однако не следует думать,—продолжает Аристотель,—что если Е, равная половине А может, заставить F, равное половине В, пройти путь С во время D, то что Е сможет также заставить удвоенное F в такое же время пройти путь, равный половине С,—может оказаться, что сила, способная двигать половину движимого тела неспособна двигать целое; так, если А продвигает В на величину С во время D, то может быть, что сила, обозначенная через Е, не будет в состоянии двигать В в продолжение времени D. Эта половинная сила, может быть,

даже не будет в состоянии заставить В пройти какую-либо часть С, не только-что такую, которая составляет от С одинаковую долю как А от Е, ибо может оказаться, что движения совсем не будет. Так, например, если необходима полная сила для продвижения какого-либо груза, то половинная не сможет произвести никакого движения ни в какой промежуток времени, ибо иначе достаточно было бы одного матроса, чтобы приводить в движение корабль, если только силу всех корабельщиков можно было бы поделить как в отношении числа, так и в отношении расстояния, которое они, действуя совокупно, заставят корабль проходить“.

Эти слова показывают, насколько далек был древний мир от представления о „законе инерции“, разгаданном впервые Галилеем и окончательно формулированным Ньютоном.

Но приведем еще одно знаменитое место из сочинения Аристотеля „О небе“, где он также говорит о движении. Это сочинение посвящено изложению учения о строении мира, как его в то время представляли другие философы, которых местами Аристотель опровергает, местами дополняет в своем учении.

Тогда считалось, что все состоит из четырех стихий—земли, воды, воздуха и огня. Земля обладает лишь тяжестью, огонь—только легкостью, воздух и вода—как тем, так и другим. Все тяжелое стремится *вниз*, все легкое—*вверх*, поэтому: „тяжело все то, что способно нестись к середине, легко все то, что несется от середины или средоточия мира“... „Самое тяжелое то, что располагается под всем тем, что стремится вниз, самое легкое то, что располагается над всем тем, что идет вверх“. Сообразно этому и движение рассматривается как *согласное природе* или *противное природе*. Само собою понятно, что в этом учении нет и речи об установлении каких-либо количественных соотношений и в изложении Аристотеля все сводится к диалектическим рассуждениям, подобным приведенным выше.

В VI главе 1-й книги он рассматривает такой вопрос: может ли быть бесконечное тело, и будет ли его вес конечный или бесконечный. Понятно, что при отсутствии определения того, что в таком случае следует разуметь под словом *вес*, этот вопрос настолько неопределенный, что рассуждения, сюда относящиеся, не могут обладать достаточною ясностью и точностью. Вот в этом-то рассуждении Аристотель между прочим говорит: „Из сказанного следует, что вес бесконечного тела не может быть конечным, значит, он бесконечный. Следовательно, если и этого быть не может, то в природе не может существовать и бесконечного тела. Что вес не может быть бесконечным, явствует из следующего: если какое-либо тело в некоторое время проходит некоторое пространство, то тем паче оно в меньшее время находится в движении, *но времена находятся в обратном отношении весов, т.-е. если половинный вес в некоторое время проходит столько-то, то удвоенный вес пройдет столько же в половинное время*. Кроме того всякий конечный вес проходит конечное пространство в конечное время. Так как все

происходит, как сказано, то оказывается, что если бы какой-либо вес был бесконечным, то он одновременно и двигался бы, и не двигался бы. Он должен двигаться, ибо он таков же, как и конечный, но еще по необходимости следует, что он не движется, ибо при его движении отношение времени пробега заданного расстояния по сравнению с временем пробега этого расстояния телом конечным должно быть меньше всякого обратного отношения большего к меньшему (меньше всякого числа) "... И, показав, что это ведет к противоречию, Аристотель заключает: „невозможно, чтобы был бесконечный вес, подобно этому и легкость“.

В этой выдержке необходимо обратить внимание на те слова Аристотеля, что времена, в продолжение которых тяжелые тела проходят одно и то же пространство, обратно пропорциональны весам, составляли в его время учение бесспорное, общеприятное, которым он пользуется в своем спекулятивном рассуждении.

Но из его сочинений не видно, какие другие выводы делались из этого положения и из прочих приведенных выше, и находилось ли движение какого-либо груза под действием силы, отличной от его веса именно так, как можно было бы думать по сказанному в „Механике“ или нет. Повидимому, нет, и вообще определение движения тела под действием заданной силы древним известно не было.

„Физика“ Аристотеля состоит как бы из двух частей, из которых первая озаглавлена просто: „Физика“, вторая: „Лекции физики“.

В гл. XI книги IV этого последнего сочинения находится следующее место, которое заставляет думать, что движение тел объяснялось действием на них окружающей среды. Вот это место: „Очевидно, есть две возможные причины, чтобы данный груз или данное тело получало более быстрое движение. Это происходит или потому, что среда, через которую оно проходит, различная соответственно тому, движется ли тело в воде, в земле или в воздухе, или потому, что движущиеся тела сами по себе различны и при прочих одинаковых условиях обладают большею тяжестью или легкостью. Среда, через которую тело проходит, есть причина, препятствующая движению тела, в наибольшей степени, когда эта среда имеет движение, противоположно направленное. чем когда она неподвижна. Это сопротивление тем больше, чем труднее среда поддается разделению, а она сопротивляется тем сильнее, чем она плотнее. Положение, напр., что, А проходит путь В в одной среде во время С и в более редкой среде путь D во время E. Если длина В равна длине D, то движение будет пропорционально сопротивлению среды. Примем, что В есть вода и D, напр., воздух; чем воздух будет легче и менее телесен по сравнению с водой, тем скорее А пройдет путь D, нежели В. Очевидно, *первая скорость будет находиться ко второй в том же отношении, как воздух к воде, и если принять, что воздух вдвое легче воды, то тело пройдет через В во время вдвое большее, нежели через D, и время С, будет вдвое больше времени E.*

„Следовательно движение тела будет тем быстрее, чем среда, через которую оно проходит, будет менее телесна, менее сопротивляющаяся и легче делимая. Но нет отношения для сравнения тела с пустотой (т. е. отношения плотности тела к пустоте), которое показывало бы, во сколько раз тело превосходит пустоту, подобно тому, как нет отношения числа к нулю... Следовательно нет такового и для движения в пустоте, и если тело в самой легкой среде проходит какой-либо путь в заданное время, то скорость его в пустоте превзойдет всякое возможное отношение“...

Вышеприведенные длинные выдержки сделаны для того, чтобы показать, что учение Аристотеля взято во многом с того, что дает самое простое и непосредственное наблюдение, напр., над перемещением грузов волоком, когда вследствие трения надо для поддержания равномерного движения прилагать к телу постоянную силу. Явление казалось настолько простым, и данное объяснение представлялось как бы настолько согласным с тем, что каждый постоянно сам видел и испытывал, что сущность дела ускользнула от критического анализа Аристотеля и нужен был мощный гений Галилея, чтобы обнаружить заблуждение в том, что в продолжение двадцати веков представлялось невозбуждающим никаких сомнений.

§ 5. *Галилей*, искуснейший наблюдатель и экспериментатор, превосходный математик, умелый практический механик, мыслитель и поэт, сумел своим всеобъемлющим гением отрешиться от авторитета Аристотеля. Мы еще вернемся в своем месте к более подробному ознакомлению с установлением им истинных начал механики на основании точных опытов, обобщенных в строго математическое рассуждение.

В противность учению Аристотеля он показал, что тело под действием постоянной силы движется равномерно ускоренно, а не равномерно, как предполагалось в учении Аристотеля, что тела падают с одинаковой высоты в одно и то же время независимо от их веса, что тело, брошенное наклонно к горизонту, описывает параболу, при чем Галилей показал, как рассчитать ее параметр при данной скорости и угле бросания, подробно исследовал движение тяжелого тела по наклонной плоскости и, весьма остроумно и точно обставив опыт, воспользовался им для подтверждения своих законов движения падающих тел. Переходя к другому пределу, т. е. когда плоскость горизонтальна, он заключил, что тело, не подверженное силе тяжести, будет двигаться равномерно и прямолинейно, установив таким образом закон инерции и независимости действия силы от состояния тела.

Все эти основные для механики открытия изложены им в сочинении под заглавием: *Discorsi e dimonstrazioni mathematiche intarno a dua scienze alla mecanica e i movimenti locali*, вышедшем в Лейдене в 1638 году.

В этом сочинении, разделенном на шесть дней или бесед, изложение ведется как бы беседами между тремя лицами: *Salviati*, *Sagredo* и *Simplicio*, при чем первый излагает свои новые воззрения двум другим собеседникам, предлагающим ему разные вопросы. *Sagredo* по боль-

шей части его поддерживает, Simplicio же упорно отстаивает воззрения Аристотелевой философии, но, побеждаемый аргументами противников, принуждается к сдаче.

Мы видели, что, по мнению Аристотеля, тела падают со скоростями, пропорциональными их весу, т.е. проходят тот же путь в тем меньшее время, чем вес больше, так что по этому учению: „гиря весом в 100 фунтов падает с высоты 100 фут в такое же время, как гиря в 1 фунт с высоты в 1 фут“, — приводит пример *Salviati*. Точно так же по Аристотелю при падении тела в какой-либо среде—воде или воздухе или вообще в срединах разной плотности—оно движется „к своему месту“ со скоростями, обратно пропорциональными плотности среды, что естественное свободное, т.е. без действия какой-либо внешней причины движение тел есть равномерное круговое.

Галилей, опровергая эти воззрения, прежде всего изменяет самую постановку вопроса: Аристотель всегда спрашивает, почему происходит то или иное явление, и затем дает свое метафизическое объяснение, считая установленным, что явление происходит именно так, как в вопросе указано. Галилей прежде всего спрашивает, как явление на самом деле происходит, и лишь по установлении этого изыскивает причину, прибегая к точным, весьма остроумно обставленным опытам, хотя и с самыми простыми средствами.

Так относительно падения тел он между прочим говорит: „Если бы не было сопротивления воздуха, то все тела падали бы одинаково, т.е. с одинаковою скоростью при равных высотах падения“... „двигаясь при этом равномерно ускоренно, так что в равные промежутки времени скорость возрастает на равные величины“... „При движении в сопротивляющейся среде, по мере возрастания скорости, падающее тело встречает постоянно увеличивающееся сопротивление, вследствие чего происходит постоянное уменьшение ускорения и, наконец, сопротивление достигнет такой величины, что ускорения не будет и тело будет продолжать двигаться дальше равномерно“... „При падении тела в какой-либо среде надо иметь в виду, что на тело действует не полный его вес, а лишь избыток этого веса над весом вытесненной телом жидкости или среды. Так, напр., если принять, что свинец в 10000 раз тяжелее воздуха, черное же дерево в 1000 раз, то от величины скорости, которая в пустоте была одинакова (подразумевается в конце равных промежутков времени, считаемых от начала падения), воздух отнимет для свинца одну часть из 10000, от скорости же черного дерева одну из 1000, т.е. 10 частей из 10000. Поэтому, если кусок свинца и кусок черного дерева падают с некоторой высоты, которую в пустоте они прошли бы в одинаковое время, то в воздухе из 10000 единиц пройденной длины свинец потеряет одну единицу, дерево же 10, значит по истечении сказанного времени кусок свинца опередит дерево на 9 единиц“... „Подобным образом можно рассчитать и скорости, которые будет иметь то же самое тело, падая в различных срединах, при чем надо исходить не из рассмотрения различного сопротивления оказыв-

ваемого средой, а рассматривать избыток веса тела над весом вытесненной им среды“... „Так, если взять тело, которое лишь немного тяжелее воды, напр., горный дуб, то, если кусок его весит 1000 драхм, соответствующее количество воды 950 драхм и воздуха 2 драхмы, из полной скорости в 1000 единиц в воздухе останется 998, в воде же всего 50, и, значит, это тело будет падать в воздухе приблизительно в 20 раз скорее, нежели в воде“.... „Необходимо также помнить, что движение в воде вниз совершается только тогда, когда удельный вес тела больше нежели воды, а такие тела в несколько сот раз тяжелее воздуха, поэтому, чтобы найти скорости в воде и в воздухе, можно пренебрегать потерю скорости в воздухе и считать, что эта скорость такая же, как в пустоте, тогда можно сказать, что скорость в воде и воздухе относятся между собою как вес тела к избытку этого веса над весом вытесненной воды“.... „Мы увидели бы, что все это гораздо лучше согласуется с опытами, нежели рассуждения Аристотеля“.

Все свои утверждения Галилей подтверждает опытами, произведенными при помощи самых простых средств, но точными благодаря удивительно остроумной их обстановке. Так, напр., чтобы доказать, что тела действительно падают, двигаясь равномерно ускоренно, он сперва математически доказывает, что при таком движении пройденные от начала движения пути пропорциональны квадратам времени, и уже это свойство проверяет опытом.

Этот опыт он обставил так: показав предварительно строгим рассуждением, также затем подтвержденным опытом, что при движении по наклонной плоскости тело приобретает при данной высоте падения всегда одну и ту же скорость независимо от уклона плоскости, он заключил, что и движение по наклонной плоскости тоже равномерно ускоренное, при чем ускорение составляет от полного ускорения при свободном падении такую же долю, как высота плоскости от ее длины. Взяв доску в 18 фут длиною, 9 дюймов шириною и 3 дюйма толщиною и приделав по длине ее ребра дорожку немного более дюйма шириной, он оклеил ее гладким пергаментом. По этой дорожке он пускал катиться совершенно гладко отполированный медный шарик, давая доске различный уклон. Чтобы измерять время, он уже не довольствовался, как в других случаях, счетом ударов своего пульса, а взял ведро с водой и вставил в дно его тонкую трубочку, которую открывал при пуске шарика и прикрывал пальцем по проходе им отмеченных длин; вытекающая вода собиралась в подставленный сосуд и взвешивалась, количество воды было пропорционально соответствующим промежуткам времени, пройденные же от начала движения пути оказались пропорциональными квадратам их, т.-е. вдвое большему количеству вытекшей воды соответствовал в четверо больший путь, и при том каков бы ни был уклон плоскости.

Чтобы показать, что все тела падают с одинаковым ускорением если пренебречь сопротивлением воздуха, Галилей прибег к опытам

с маятниками, подвешивая к тонким нитям одинаковой длины шарик из разных материалов;—все маятники качались одинаково, т.-е. делая в равные промежутки времени одно и то же число размахов, хотя величина размахов для легких тел убывала быстрее, нежели для тяжелых.

Установив и проверив опытом законы падения тел, т.-е. прямолинейного их движения под действием сил тяжести, Галилей переходит к рассмотрению движения тел, брошенных или горизонтально, или наклонно к горизонту. Приступая к изложению этого учения, он говорит: „Если тело не встречает сопротивления движению по горизонтальной плоскости, то из разъясненного при рассмотрении движения по наклонной плоскости следует, что это движение равномерное и на беспредельной плоскости будет продолжаться без конца; если же эта плоскость ограничена, а тело тяжелое, то, после того, как оно достигнет края плоскости, при дальнейшем продолжении им своего движения к его не уничтожимому горизонтальному движению присовокупляется движение, производимое силою тяжести, и образуется составное движение, которое я называю движением брошенного тела и которое складывается из равномерного горизонтального движения и равномерно ускоренного вертикального“. Выказав это положение, Галилей подробно исследует это движение, показывает, что траектория есть парабола, и исследует ее свойства.

Из этих выдержек можно видеть, что открытые и установленные Галилеем истинные законы падения тел, т.-е. свободного их движения под действием силы тяжести, во всем совершенно противоречат представлениям Аристотеля. Вместе с тем видны те начала, пользуясь которыми можно определить движение тела под действием любой *постоянной* силы. Движение здесь предполагается поступательным, и тело мысленно сведенным как бы к одной точке

§ 6. Непосредственным продолжателем работ Галилея в дальнейшем ходе развития механики был *Гюйгенс*, но необходимо упомянуть про современника Галилея, великого астронома *Кеплера*, который хотя сам и не оставил сочинений по механике, но своими астрономическими открытиями способствовал установлению в ней величайшего из законов природы. Кеплер, задавшись целью найти истинные законы движения планет, применил к их разысканию эмпирический способ: он сперва на основании обработки наблюдений установил вид орбит независимо от каких-либо предположений; затем он задавался какою-либо гипотезою, иногда самую фантастическою, и подвергал ее проверке при помощи *вычислений*, сличая вычисленные на основании сделанной гипотезы места планеты, движение которой исследовалось, с наблюдаемыми, по черпая последние по преимуществу из унаследованных им многолетних и точнейших по тому времени наблюдений Тихо Браге. Открытые Кеплером законы движения планет и дали затем через пятьдесят лет Ньютону возможность установить закон всемирного тяготения.

§ 7. Гюйгенс, родом знатный голландец, проведший значительную часть своей жизни в Париже, по разнообразию своих талантов не уступал Галилею, может быть даже превосходя его математическим дарованием. Главнейшее сочинение Гюйгенса по механике есть вышедшее в 1673 году: „*Horologium oscillatorium sive de motu pendulorum ad horologia aptato demonstrationes geometricae*“. Сочинение это заключает пять частей, в первой из которых дается описание устройства часов с маятником, приводимым в движение гирей или пружиной. Главное изобретение Гюйгенса состояло в устройстве „спуска“, благодаря которому ход часов регулируется качаниями маятника, и вместе с тем при каждом качании маятник получает некоторый толчок, поддерживающий его движение, которое иначе быстро бы затухало от трения и сопротивления воздуха. Во второй части он развивает Галилеево учение о падении тел, о движении тел по наклонной плоскости, обобщает понятие об ускорении и применяет его к рассмотрению движения тела, брошенного вверх вертикально, наконец рассматривает замечательные свойства движения тела по циклоиде, плоскость которой вертикальна. Третья часть—чисто геометрическая, здесь устанавливается учение о кривизне кривых, их эволютах и эвольвентах. Четвертая глава посвящена учению о центре качания, иными словами теории „физического“ маятника, т.е. твердого тела конечных размеров, качающегося около неподвижной горизонтальной оси и разысканию длины такого „математического маятника“, время размаха которого было бы равно времени размаха данного физического.

Сочинение заканчивается рядом теорем о „центробежной силе“ высказанных без доказательства. В этом же сочинении Гюйгенс дает в виде особой теоремы зависимость между временем одного размаха маятника, его длиной и временем падения с высоты, равной длине маятника. Эта теорема дает ему возможность по времени одного размаха маятника найти ту высоту, с которой тело падает в первую секунду времени, иными словами найти „ускорение силы тяжести“.

§ 8. В 1686 году появилось в свет „величайшее из всех, по словам Лагранжа, произведений человеческого ума“, именно сочинение Ньютона: „*Philosophiae naturalis principia mathematica*“.

В этом сочинении Ньютон окончательно устанавливает начала динамики, т.е. учения о движении тел под действием каких угодно заданных сил и доводит это учение до высокой степени совершенства. Открыв мировой закон всемирного тяготения, Ньютон прилагает его к исследованию движения небесных тел и полагает те незыблемые основы небесной механики, согласие сложнейших выводов которой с точнейшими наблюдениями и доставляет неопровержимое подтверждение высказанных Ньютоном начал.

В предисловии к этому сочинению Ньютон высказывает свой взгляд на значение механики, ее место в ряду естественных наук и на основную ее задачу. Мы приведем некоторые выдержки из этого предисловия

„Древние придавали большое значение изучению механики при исследовании явлений природы... Они рассматривали механику двояко, теоретическую, развиваемую точными доказательствами и рассуждениями, и прикладную; к этой последней относятся все те производства и ремесла, которые называются механическими и от которых и сама наука получила свое название. Но так как в работе ремесленники довольствуются лишь малою степенью точности, то и образовалось мнение, что механика тем и отличается от геометрии, что все вполне точное принадлежит геометрии, менее точное относится к механике. Но погрешности заключаются не в самом ремесле или искусстве, а принадлежат исполнителю работы, — кто работает с меньшею точностью, тот худший механик, и если бы кто-нибудь смог исполнить работу с совершеннейшею точностью, тот и был бы наилучшим из всех механиков.

„Однако самое проведение прямых линий и кругов, служащее основанием геометрии, в сущности относится к механике. Геометрия не учит тому, как проводить эти линии, но предполагает выполнимость таких построений. Предполагается также, что приступающий к изучению геометрии уже ранее научился точно чертить круги и прямые линии; в геометрии показывается лишь, каким образом при помощи проведения этих линий решаются разные вопросы и задачи. Само по себе черчение прямой и круга составляет также задачу, но только не геометрическую. Решение этой задачи заимствуется из механики, — геометрия учит лишь пользованию этими решениями. Геометрия за то и прославляется, что, заимствовав извне столь мало основных положений, она столь многого достигает.

„Итак, геометрия основывается на механической практике и есть ни что иное, как та часть общей механики, в которой излагается и доказывается искусство точного измерения. Но так как в ремеслах и производствах приходится по большей части иметь дело с движением, то обыкновенно все касающееся лишь величины относится к геометрии, все касающееся движения — к механике.

„В этом смысле *рациональная механика* есть учение о движениях, производимых какими бы то ни было силами, и о силах, требуемых для производства каких бы то ни было движений, точно изложенное и доказанное“.

Ньютон, являющийся истинным творцом современной теоретической или рациональной механики, и дал вышеприведенное наиболее точное и наиболее полное определение этой науки.

Чтобы показать, что такая наука не есть ствлеченное умозрение, Ньютон ставит основною задачею механики: „Из рассмотрения совершающихся явлений движения найти силы природы и по найденным силам доказать и объяснить и прочие явления“.

Задача механики, так поставленная, делает эту науку основой современного естествознания и современной техники, надо лишь, не-

престанно следуя за Ньютоном, изучать совершающиеся в природе явления и силы, их производящие.

При таком изучении явлений приходится выделять то, что есть в них главное и существенное. Это главное и существенное обобщать и облекать в отвлеченную, идеальную форму, подобно тому как это сделано в геометрии с теми образами, которые составляют предмет ее изучения, и относительно этого обобщенного и идеального высказывать точные положения и выводить вытекающие из них следствия, которые затем и сличать с наблюдением и опытом. Для такого пути исследования природы Ньютон высказал следующие четыре правила умозаключений.

1) Не должно допускать большего числа причин явления природы, как только те, которые верны и которых достаточно для объяснения совершающегося.

„Природа проста и не прибегает к роскоши излишнего числа причин для своих явлений,“—говорит Ньютон, поясняя это правило.

2) Одинаковым явлениям должно по возможности приписывать и одинаковые причины.

„Так, напр., дыханию человека и животных, падению камня в Европе и Америке, свечению солнца и кухонного очага, отражению света на земле и на планетах“.

3) Такие свойства тел, которые не могут быть ни усилены, ни ослаблены и которые принадлежат всем телам, доступным испытанию, должно почитать за общие свойства всех тел.

Напр., протяженность тел постигается нашими чувствами, и мы приписываем ее всем телам; что все тела непроницаемы, также выводится на основании опыта, а не умозрения,—все, с чем мы имеем дело, непроницаемо, это свойство и почитается общим.

4) В опытной естественной науке должно рассматривать предложения, полученные через наведение из рассмотрения явлений, как вполне точные или весьма близкие к полной точности, не взирая на противоположные гипотезы, которые можно бы составить, пока не обнаружатся такие явления, которыми эти предложения еще более уточняются или оказываются допускающими исключения.

„Так следует поступать, чтобы допущения не преобладали над выводами“.

§ 9. Ньютон начинает изложение своих „Начал“ с определения тех основных понятий, с которыми придется иметь дело. Эти определения следующие:

1) *Количество материи* (масса) есть мера таковой, пропорциональная плотности и объему ее.

2) *Количество движения* есть мера такового, пропорциональная скорости и массе.

3) *Врожденная сила материи* есть присущая ей способность сопротивления, по которой всякое отдельно взятое тело, предоставленное самому себе, удерживает свое состояние покоя или равномерного прямолинейного движения.

„Эта сила всегда пропорциональна массе и если и отличается от инерции массы, то разве только воззрением на нее“.

4) *Приложенная сила* есть действие, производимое над телом, чтобы изменить его состояние покоя или равномерного прямолинейного движения.

„Сила проявляется единственно только в действии и по прекращении действия в теле не остается. Тело продолжает затем удерживать свое новое состояние вследствие одной только инерции“.

5) *Центростремительная сила* есть та, с которою тела к некоторой точке, как к центру, отовсюду притягиваются, гонятся или как бы то ни было стремятся.

„Такова сила тяжести, под действием которой тела стремятся к центру земли; магнитная сила, которою железо притягивается к магниту, и та сила, какова бы она ни была, которою планеты постоянно отклоняются от прямолинейного движения и вынуждаются обращаться по кривым линиям“...‡

6) *Абсолютная* величина центростремительной силы есть мера большей или меньшей мощности самого источника ее распространения из центра в окружающее его пространство.

7) *Ускорительная* величина центростремительной силы есть мера, пропорциональная той скорости, которую она производит в течение данного времени.

8) *Движущая* величина центростремительной силы есть ее мера, пропорциональная количеству движения, которое ею производится в течение данного времени.

Пояснив затем смысл этих определений и основных понятий о времени и пространстве и объяснив, что называется относительным движением, Ньютон высказывает следующие:

Аксиомы или законы движения.

1) Всякое тело продолжает удерживаться в своем состоянии покоя или равномерного и прямолинейного движения, пока и поскольку оно не понуждается приложенными силами изменять это состояние.

2) Изменение количества движения (пропорционально приложенной движущей силе и происходит по направлению той прямой, по которой эта сила действует.

3) Действию всегда есть равное и противоположное противодействие, иначе взаимодействия двух тел друг на друга между собою равны и направлены в противоположные стороны.

Как видно, эти законы, обобщая положения Галилея и Гюйгенса, в корне противоречат аристотелевым учениям о том, что каждому телу присуще свойство тяжести или легкости, заставляющее его идти „к своему месту“. Материи присуще основное ее свойство „инерция“, по которой всякое тело без действия внешней причины или находится в покое, или движется равномерно и прямолинейно; тело не может

возбудить движение самого себя, но оно может действовать на другие тела, заставляя их двигаться, причем эти действия между телами всегда взаимны и подчинены 3-му закону Ньютона.

Вот из этих-то положений, принятых за аксиомы, но аксиомы умозрительные, а являющиеся обобщением наблюдаемых явлений, все остальные предложения механики и свойства движения выводятся уже чисто математическим путем.

Получение основных положений механики в соответствии с приведенными выше правилами из рассмотрения простейших и очевиднейших явлений, строго математическое развитие из этих немногих положений всех дальнейших и сложнейших ее выводов, полное их согласие с наблюдаемыми явлениями и придает этой науке ту степень достоверности, что всякий ее правильно и математически точно обоснованный вывод почитается такою же непреложною истиною, как истины геометрические.

§ 10. Вопросы механики требуют для своего решения применения исчисления бесконечно-малых, которое также было открыто в 1670-х годах Ньютоном и Лейбницем. Ньютон хотя и владел этим исчислением, но дает о нем в своих „Началах“ лишь краткие указания и пользуется по большей части геометрическими приемами, аналогичным способом применявшимися древними авторами.

Первая половина XVIII века была периодом быстрого развития вновь открытых дифференциального и интегрального исчислений и их приложений. Естественно, что и механика не была оставлена в стороне. Так, в 1736 году издана была нашей Академией Наук в двух томах „Механика“ Эйлера, представляющая первое полное руководство, в котором этот предмет изложен чисто аналитически.

Затем следовали сочинения Даламберта, того же Эйлера о движении твердого тела, отдельные статьи и работы братьев Бернулли и пр. На-ряду с теоретической механикой развивались и ее приложения к вопросам астрономии, т.-е. к определению движения небесных светил и тех „возмущений“, которые их взаимное тяготение вносит в их движение, зависящее главным образом от притягательной силы солнца. Особенные трудности представляло теоретическое исследование движения луны, перемещение перигея которой, казалось, не согласовалось с законом тяготения, пока Клеро не нашел причины несогласия в том, что нельзя было отбрасывать в получаемых рядах тех членов, которые до подробного исследования казались малыми, а после такового оказались имеющими существенное значение.

В последней четверти XVIII века два имени получают преобладающее значение — Лагранж и Лаплас; первый — в вопросах чистой математики и в развитии общих методов решения вопросов теоретической механики, второй — в приложении к вопросам о движении небесных светил.

Наконец, в 1788 году вышло в свет сочинение Лагранжа „Mécanique Analytique“, в котором эта наука изложена в стройной системе,

есто аналитическим путем без единого чертежа, исходя из одного общего начала. В нашем курсе мы будем пользоваться многими выводами Лагранжа, знакомя таким образом с наиболее простыми и общими результатами и методами их получения.

В 1799 году вышел первый из пяти томов „Небесной механики“ Лапласа. Это сочинение несравненно труднее для изучения, нежели сочинение Лагранжа, и из него лишь весьма немногие отделы находят место в общем курсе механики.

В XIX веке с одной стороны совершенствовались аналитические приемы решения вопросов механики, и здесь на первое место выступает имя знаменитого немецкого математика Якоби, методы которого интегрирования дифференциальных уравнений механики составляют предмет специальных курсов; с другой стороны развивались приложения механики к изучению движения жидких и упругих тел.

Совершенно особняком стоит имя французского геометра Пуансо, который сумел придать сперва в 1808 году статике, а затем в 1851 учению о вращательном движении твердого тела геометрическую форму необыкновенной простоты и изящества.

Общий принцип относительности Эйнштейна.

В. Фредерикс.

Первой основной работой Эйнштейна о принципе относительности следует считать работу, появившуюся в 1914 году в протоколах заседаний Берлинской Академии Наук, под названием „Die formale Grundlagen der allgemeiner Relativitätstheorie“¹⁾ (Формальные основания общей теории относительности). Эта работа, несколько исправленная и дополненная, была позднее, в 1916 г., напечатана в *Annalen d. Physik*; отдельные оттиски ее были затем выпущены в продажу, благодаря чему именно эта работа Эйнштейна и пользуется особенной известностью²⁾. Lorentz, читавший в Лейдене в 1915—1916 годах лекции по теории относительности, назвал их: „Эйнштейновская теория тяготения“³⁾; математик Hilbert назвал свои статьи, появившиеся в 1915—1916 годах, „Die Grundlagen der Physik“⁴⁾ (Основы физики), наконец, математик Weyl выпустил в 1918 году книгу, посвященную этим теориям, под названием „Raum, Zeit, Materie“ (Пространство, время, материя). Уже одни эти названия с достаточной ясностью показывают, что созданная Эйнштейном теория обнимает собой всю физику, а такого рода теория не может не иметь глубокого, захватывающего интереса; что это так, показывает и то обстоятельство, что с момента ее появления ею занялись такие выдающиеся физики и математики, как Lorentz, Hilbert, Weyl. Но теория эта для своего изложения, более или менее полного и обстоятельного, требует очень сложного математического аппарата, почти никому из физиков не доступного. Популярные изложения этой теории, как бы хорошо они ни были написаны, не могут дать ничего, кроме неясных, неточных и туманных образов для того, кто желал бы иметь несколько больше, чем „взгляд и нечто“ о теории Эйнштейна. Настоящая статья по своей краткости не может претендовать хоть на сколько-нибудь исчерпывающее объяснение теории Эйн-

1) Berlin. Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften. 1914. T. XLI.

2) В 1920 году воспроизведена также в книжке, изданной Teubner'ом под названием: H. A. Lorentz, A. Einstein, H. Minkowski. Das Relativitätsprinzip.

3) H. A. Lorentz. On Einstein Theorie of Gravitation, Amsterdam. 1916.

4) Göttingen. Nachrichten der Königl. Gesellschaft der Wissenschaften. 1915, 1916.

штейна. Ее целью является выяснение главных основных положений Эйнштейна и приложение их к решению двух или трех сравнительно простых вопросов, как, например, наделявшие в последнее время много шума вопросы о движении перигелия Меркурия или об отклонении луча в поле тяготения солнца. Само собой разумеется, на основные положения Эйнштейна не следует смотреть, как на теоремы, которые можно чисто дедуктивным путем вывести из других, уже не подлежащих сомнению основоположений. Разъяснение основ теории сводится к объяснению или, лучше, к перечислению причин, почему именно их следует считать за таковые. Доказательства правильности теории следует искать не *a priori*, а *a posteriori*. Но не экспериментальное подтверждение выводов и не предвидение новых до сих пор неизвестных явлений представляют собой самое важное в теории Эйнштейна. Основы теории Эйнштейна имеют громадное принципиальное значение; в этом их значении нужно искать главную ценность теории, а не в нескольких опытах, ее подтверждающих, как бы блестящи эти опыты ни были.

Геометрия и физика. До Эйнштейна на геометрию и на физику смотрели, как на две науки, по существу совершенно различные. На геометрию в физике смотрели, как на что-то по отношению к физике внешнее; действительное содержание физики давалось опытом и только опытом. Эвклидова геометрия трехмерного пространства была лишь рамкой, правда необходимой,—так как всякое физическое явление происходило в этом пространстве,—но во всяком случае ничем с этим явлением не связанной. Правда, в так называемом теперь „специальном“ принципе относительности (1905 г.) Minkowski пользовался геометрией 4-мерного пространства, не имевшей всех признаков геометрии Эвклида и связанной с физикой через посредство входившей в нее некоторой постоянной равной скорости света. В этой геометрии элемент длины определяется через $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2$, где x, y, z означают собственно пространственные координаты, t означает время и c — скорость света. Эта геометрия не эвклидова, так как в эвклидовой геометрии было бы $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 + dc^2 t^2$; кроме того она связана с физикой, так как в ней появляется постоянная c , скорость света; но на геометрию Минковского смотрели как на вещь чисто формального характера, так же, как в физике смотрят на $\sqrt{-1}$, и более тесная связь между физикой и геометрией все же еще не существовала.

Геометрия была для физики рамкой, чем-то внешним, посторонним по отношению к содержанию физики. Наоборот, для некоторых геометров физика казалась иногда наукой, опытные данные которой были необходимы для утверждения самых основ геометрии. Разбираться в основах геометрии, конечно, выходит за пределы настоящей статьи. В книжке Poincaré „La science et l'hypothèse“¹⁾ можно найти превосходнейший общедоступный анализ того, что собственно представляют

¹⁾ Пуанкаре. Наука и гипотеза. Перевод А. Бачинского.

собой основы геометрии,—как нужно смотреть на аксиомы геометрии Эвклида, а также геометрии Лобачевского, Римана и всех других, бесконечных по своему числу не-эвклидовых геометрий. Мы ограничимся здесь только рассмотрением вопроса о связи между опытом и аксиомами или выведенными с их помощью теоремами геометрии. Выяснение этого пункта важно для понимания точки зрения Эйнштейна на геометрию.

До тех пор, пока существовала одна геометрия Эвклида, не существовало никаких сомнений в „физической“ истинности ее аксиом, хотя еще Гаусс считал необходимым произвести непосредственный опыт проверки положения о равенстве двум прямым суммы углов треугольника. С момента появления геометрии Лобачевского, Римана и других вопрос об опытной проверке геометрии приобрел особое значение. Геометрия Лобачевского, как известно, отрицает постулат Эвклида, по которому через данную точку можно провести только одну прямую, параллельную данной прямой, и противопоставляет ему постулат прямо противоположный: таких параллельных прямых может быть сколько угодно. Так называемая сферическая геометрия Римана уклоняется от геометрии Эвклида в другую сторону и совершенно отрицает возможность существования параллельных прямых. Как Лобачевский, так и Рيمان (в своей сферической геометрии) принимают все прочие аксиомы Эвклида. Как очень хорошо и просто показано в вышеупомянутой книжке Poincaré, обе геометрии логически вполне возможны и не содержат в себе никаких внутренних противоречий. Для суммы углов треугольника ни Лобачевский, ни Рيمان уже не находят величины равной двум прямым. У Лобачевского сумма углов меньше двух прямых, у Римана больше. Гаусс нашел в своем опыте, что в пределах ошибок наблюдений сумма углов треугольника равняется двум прямым. Так как измерения углов можно произвести с большой точностью, то опыт Гаусса, как на первый взгляд кажется, показывает, что действительное „физическое“ пространство (так можно назвать пространство, в котором происходят все физические явления, в отличие от тех, которые мы можем себе представить или логически построить) есть обыкновенное эвклидово, столь для нас привычное пространство. Но, во-первых, отклонения от эвклидовой геометрии могут быть настолько малы, что они, несмотря на свое существование и на сравнительную точность наблюдений Гаусса, все же еще, и именно этим опытом, обнаружены быть не могут, а во-вторых, даже если бы опыт и дал с абсолютной точностью равенство суммы углов треугольника двум прямым, то и тогда нельзя было бы утверждать, что физическое пространство — эвклидово, не оговорив одного принципиально чрезвычайно важного обстоятельства. В самом деле, предположим, что опыт тоже дает сумму, меньшую двух прямых. Сделал ли бы физик из этого вывод, что геометрия Эвклида не верна? Прежде всего он задал бы вопрос, как было произведено измерение углов. Ему ответили бы: отсчетом по деленному кругу и с помощью зрительной трубы. Применение зритель

ной трубы означает, что световым лучем пользуются как прямой, соединяющей две вершины треугольника, сумму углов которого измеряют, и отклонение от двух прямых для этой суммы физик, конечно, мог бы, если бы пожелал, объяснить не неверностью эвклидовой геометрии, а просто „искривлением“ светового луча (наоборот, будь она равна двум прямым, ученый, во что бы то ни стало желающий стоять на точке зрения геометрии Лобачевского, мог бы отклонение от соответствующей теоремы Лобачевского также объяснить „искривлением“ луча). Но физик, говорящий об искривлении луча, подразумевает, что он это искривление может каким-нибудь образом обнаружить; для того, чтобы он мог это сделать, ему необходимо иметь какой-нибудь другой „физический“ аппарат, который давал бы по его мнению „настоящую“ прямую линию; сравнив световой луч с этой прямой, он мог бы тогда показать, что луч действительно искривлен и что его новый аппарат дает сумму в два прямых угла. Но его торжество было бы очень поверхностным и кратковременным; ученый, стоящий на точке зрения Лобачевского, попросил бы его доказать, что его новый аппарат представляет прямую, а этого наш физик, не придумав другого нового аппарата, уже никак не мог бы сделать. А так как придумывать такие аппараты до бесконечности нельзя, то ясно, что опыт может дать ответ на наш вопрос лишь постольку, поскольку мы нашему основному аппарату, скажем, световому лучу, приписываем свойства прямой линии. Но приписать именно световому лучу, а не чему-нибудь другому, свойства прямой линии зависит исключительно от нашего произвола. На выяснение этого обстоятельства мы обращаем внимание потому, что та геометрия, которой пользуется Эйнштейн, — не Эвклидова геометрия, и может показаться, что верность или неверность теории Эйнштейна служит доказательством неправильности или правильности геометрии Эвклида. Между тем это не так; желающий считать геометрию Эвклида чем-то исключительным может и впредь это делать, не смущаясь эйнштейновскими рассуждениями и теориями, *но тогда он должен отказаться считать прямыми те линии, которые дают нам наши основные измерительные приборы: световой луч, край линейки и т. под.* Мы увидим, что, если считать световой луч прямой, если принимать, что край линейки — прямая, то наблюдения, более точные, чем те, которые произвел Гаусс, дадут отклонения от геометрии Эвклида.

Но, независимо от того, что дают или могут дать действительно произведенные наблюдения, важно с принципиальной точки зрения установить, что, раз прямая физически определяется, скажем, с помощью светового луча, то только опыт может указать нам, какого рода геометрия верна для физического пространства. Но геометрий существует бесконечное множество; каким образом произвести экспериментальную их проверку, какие выводы и положения геометрий удобнее и лучше всего было бы проверить? Геометрий, в которых возможно перемещение неизменяемых

фигур (перенос фигуры с одного места пространства в другое, перемещение фигур или передвижение, существование твердого тела) очень немногo; главные из них: геометрия Лобачевского, Римана, Эвклида. Анализ основных положений этих геометрий можно найти у Helmholtz'a, Sophus'a Lie, В. Russel'я и др. Значительно больший класс геометрий охватывают собой так называемые геометрии Римана. Для каждой из своих геометрий Риман кладет в основу определение элементов длины.

Пусть мы имеем пространство n измерений, пусть x_1, x_2, \dots, x_n — n координат, определяющих положение точки в этом пространстве, и пусть ds — элемент длины дуги. Выражение

$$ds^2 = \sum_{ik} a_{ik} dx_i dx_k$$

где a_{ik} представляют собой функции от x_1, x_2, \dots, x_n является характерным для рассматриваемой геометрии. Для каждой данной геометрии функции a_{ik} имеют некоторый вполне определенный вид. Например, для геометрии Эвклида, и в трехмерном пространстве

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2;$$

для геометрии Лобачевского

$$ds^2 = \frac{dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2}{1 - \frac{a^2}{4}(x^2 + y^2 + z^2)}$$

где a — некоторая постоянная величина.

Полагая вообще $ds^2 = \sum_{ik} a_{ik} dx_{ik}$, мы этим самым отбрасываем уже не только эвклидову аксиому о параллельных, но и некоторые другие аксиомы; так, в самом общем случае не будут верны аксиомы, допускающие возможность переноса или наложения фигур (эти аксиомы у Эвклида явно не формулированы; подробности по этим вопросам можно найти в книге Hilbert'a: „Die Grundlagen der Geometrie“).

Это основное для каждой геометрии соотношение, по Эйнштейну, и должно быть проверено на опыте. Конечно, здесь возможен только идеальный мысленный опыт; в действительности проверка присходит не на самом выражении для ds^2 , а на тех выводах, которые из него делают. Если опыт дает в трехмерном пространстве $a_{ik} = 0$, для $i \neq k$ и $a_{ik} = 1$, для $i = k$, то мы имеем геометрию Эвклида; если a_{ik} оказываются функциями от x_i , то мы имеем геометрию, характер которой зависит от вида этих функций.

В „специальном“ принципе относительности Эйнштейну приходится рассматривать время, как величину, с пространственными измерениями тесно связанную, от них неотделимую. Естественно, что он кладет в основу своих новых, более общих теорий пространство не трех измерений, а пространство четырех измерений, в котором одна из коорди-

нат будет временем. Каждое физическое явление определяется местом его нахождения (три протяженных координаты) и моментом, в который оно происходит (координата времени); из приращений этих четырех координат складается выражение для элемента длины

$$ds^2 = \sum_{i,k} a_{ik} dx_i dx_k \quad [i, k = 1, 2, 3, 4]$$

в этом выражении все четыре координаты играют совершенно одинаковую роль; на самом деле время (скажем x_4) не тождественно с пространственными координатами x_1, x_2, x_3 . Hilbert'ом ¹⁾ были показаны те условия, которые должны удовлетворять a_{ik} для того, чтобы четвертая координата, время, не потеряла некоторые присущие ему особые признаки, которые оно должно сохранить во всякой теории.

Первое положение Эйнштейна. Итак, первым основным положением теории Эйнштейна будет следующее: $\frac{m}{\dots}$

Элемент длины определяется формулой \int

$$ds^2 = \sum_{i,k} a_{ik} dx_i dx_k \quad i, k = 1, 2, 3, 4,$$

и опыт решает, чему равняются функции a_{ik} .

Геометрия и механика. Механика Ньютона приписывает прямолинейному и равномерному движению совершенно исключительное значение. Если мы вместо данной координатной системы возьмем другую координатную систему,двигающуюся по отношению к первой равномерно и прямолинейно, то это простым физическим опытом обнаружено быть не может. Всякое другое движение может быть обнаружено опытом, так как при этом появляются новые, ранее не существовавшие силы. Рассмотрим весьма простой случай: движение по кругу. Этот случай дает возможность указать на два замечательных факта, один чрезвычайно важного принципиального характера, другой — характера экспериментального.

Возьмем физическое тело, имеющее форму шара, и предположим, что во всем пространстве оно одно только у нас и имеется. Можем ли мы решить вопрос о том, вращается этот шар или нет? Вне шара нет ни одного физического тела, ни одной физической точки, которая могла бы нам помочь в этом отношении. Мы должны обратиться к тому, что происходит на самой поверхности шара или внутри его. Предположим, что мы на поверхности обнаружили присутствие некоторой центробежной силы, заметили, что шар несколько сжат у полюсов, что плоскость колебания маятника Фуко вращается. Это заставит нас предположить, что шар наш вращается, мы даже вычислим скорость его вращения. Но затем возникает вопрос: по отношению

¹⁾ Hilbert, Die Grundlagen d. Physik Zweite Mitteilung, Göttingen Nachrichten, 1916.

в чем же он вращается, ибо ведь внешних физических тел, по отношению к которым он мог бы вращаться, не существует. Очевидно, должно существовать какое-то пространство, которое ничем само по себе не отмечено, в котором нет ни одного физического тела и которое поэтому недоступно само по себе наблюдению, и вот по отношению к этому „абсолютному“ не-физическому пространству вращение и происходит. Но все, что не имеет физической реальности и поэтому недоступно физическому наблюдению, относится уже, если угодно, к метафизике, но никак не к физике. В такое абсолютное пространство можно верить или не верить, но пользоваться им, как реально физически существующим объектом, для объяснения физических явлений, нельзя. Но тогда приходится сказать, что ньютонова механика может дать ответ на вопросы, на который по существу „физически“ ответить нельзя. Это — парадокс, на который впервые обратил свое внимание Mach; Einstein вывел этот парадокс из забвения, в котором он находился, и дал на него ответ: ньютонова механика, вообще говоря, не верна. Настоящая механика не дает для такого шара ни центробежной силы, ни перемещения плоскости качания маятника Фуко и т. п., — все эти силы и явления появятся только тогда, когда вращение будет совершаться по отношению к какому-нибудь другому „физическому“ пространству, которое можно обнаружить на физических телах, находящихся в нем. Прямолинейное и равномерное движение никакой исключительной роли не играет, равным образом, как и движение по кругу или какое-нибудь другое движение; все координатные системы и всевозможные перемещения их равноценны между собой. Если имеется один только шар и больше ничего, то мы можем утверждать, что он вертится или находится в покое, скачет или передвигается как ему угодно. Никакие физические явления не обнаружат этого, потому что все эти скачки, вращения и т. под. происходят не по отношению к „физическому“ пространству, а только мыслимы по отношению к другим, не существующим реально пространствам. Показать, что такого рода механика возможна, и составляет величайшую заслугу Эйнштейна.

Другой замечательный факт, следующий из наблюдений над вращением, это — то обстоятельство, что центробежная сила всегда пропорциональна массе вращающегося тела. Сила тяготения по закону Ньютона также пропорциональна массе, но в выражении закона Ньютона масса имеет значение причины, вызывающей тяготение; между тем, как в выражении центробежной силы, вызываемой вращением, она играет совершенно пассивную роль; масса, активно создающая силу, и масса инертная или пассивная, — простой численный коэффициент, — оказываются при проверке опытом с огромной степенью точности равными между собой¹⁾. Этот факт не может быть случайного харак-

¹⁾ По последним данным (1921 г.) с точностью до $\frac{1}{3 \cdot 10^7}$.

тера, а ньютонова механика не дает ему объяснения. Ньютон во втором своем законе просто выставляет, как постулат, требование, чтобы инертная масса, умноженная на ускорение, равнялась бы силе, — в частности силе, вызванной той же массой, той же по количеству, но уже действующей активно.

Тождество масс — активной, тяготеющей и пассивной, инертной — Эйнштейн возводит в принцип и называет его принципом эквивалентности.

Представим себе одну координатную систему K , покоящуюся, и другую K' , находящуюся в состоянии равномерно ускоренного и прямолинейного движения по отношению к первой. Материальная точка, двигающаяся по прямой в K , будет двигаться по параболе в K' . Если направление движения K' или ось параболы взять за x — ось, то в системе K'

$$\frac{d^2x'}{dt^2} = g = \text{постоянной.}$$

Если m — масса точки, то каждое уравнение, написанное в виде $m \frac{d^2x'}{dt^2} = mg$, можно рассматривать как выражение равенства между произведением инертной массы на ускорение и силой mg . Силу mg можно рассматривать, на основании принципа эквивалентности, как силу тяготения, при чем m имеет уже тогда значение не массы инертной, а массы активной, возбуждающей силу mg также, как возбуждается сила mg активной массой m какого-нибудь тяжелого тела на поверхности земли (mg означает в последнем случае $\frac{mM}{r^2}$, где m — масса тяжелого тела, M — масса земли, r — радиус земли; ясно, что m является здесь возбуждателем силы).

Таким образом, ускоренное и прямолинейное движение системы может и не быть замечено наблюдателем, в ней находящимся, если допустить, что такое ускоренное движение эквивалентно присутствию тяготеющего поля и что наблюдатель объясняет все совершающиеся кругом него явления именно этим тяготением. Центробежную силу, на основании принципа эквивалентности, также можем рассматривать, как силу, по природе своей совпадающую с силой тяготения и ничем от нее по существу не отличной; наконец, то же можно сказать про все силы, возникающие кинематически, в координатной системе, связанной с движущимся телом.

В природе существуют массы, создающие вокруг себя так называемое тяготеющее поле; если мы возьмем какую-нибудь координатную систему K^* , то характер тяготеющего поля будет зависеть от того, какую именно координатную систему мы выбрали; в другой координатной системе K'^* , движущейся по отношению к первой, будет существовать другое тяготеющее поле. Двигаясь вместе с K'^* , мы можем приписать

все, что происходит в K^* , не движению K^* по отношению K^* , а тому тяготеющему полю, которое имеется в K^* и которое отличается от поля в K^* .

Но переход от одной координатной системы к другой, произвольно взятой, координатной системе, влечет за собой изменение вида тех функций a_{ik} , которые определяют собой свойства геометрии физического пространства; если в одной координатной системе имеем

$$ds^2 = \sum_{ik} a_{ik} dx_i dx_k \quad i, k = 1, 2, 3, 4,$$

то в K^* получим

$$ds^2 = \sum_{ik} a'_{ik} dx'_i dx'_k$$

и, очевидно, что $a'_{ik} \neq a_{ik}$, так как зависимость между x_i и x'_i произвольна.

Приходится допустить, что переход от одной координатной системы к другой меняет не только тяготеющее поле, но и геометрию физического пространства, а это показывает, что между тяготеющим полем и a_{ik} , т. е. геометрией, должна быть связь.

На этом основании Эйнштейн называет величины a_{ik} потенциалами тяготения и обозначает их по аналогии с земным ускорением через g_{ik} , но это название ничего кроме только что указанной параллельности между геометрией и тяготением в себе не содержит.

Второе основное положение Эйнштейна. Таким образом, рассматривая парадокс Маха, Эйнштейн приходит к выводу о *допустимости* не только перехода от одной равномерно и прямолинейно движущейся системы координат к другой такой же системе координат, но всех координатных преобразований вообще (так как сюда включено и движение, то это означает, что новые координаты x'_i , $i = 1, 2, 3, 4$ могут быть произвольными функциями четырех координат x_i , $i = 1, 2, 3, 4$).

Третье основное положение Эйнштейна. Рассматривая же принцип эквивалентности, Эйнштейн приходит к выводу, что элемент дуги, определяющий свойства физического пространства, т. е.

$$ds^2 = \sum_{ik} g_{ik} dx_i dx_k \quad i, k = 1, 2, 3, 4$$

включает в себе 10 функций g_{ik} , от которых зависит не только форма геометрии, но и тяготеющее поле в данной координатной системе.

Четвертое основное положение Эйнштейна. Чтобы построить на этих основаниях механику и физику, нужно сделать еще одно существенное замечание. Если выбор координатной системы произволен,—то как описывать с ее помощью природу? Каким образом получить результаты, не зависящие от допущенного произвола? Ведь совершенно ясно, что законы природы от него не зависят. Ответ

напрашивается сам собой: раз законы природы не зависят от нашего произвола, они должны быть независимы от избранной нами координатной системы. Выражаясь математически, законы природы должны быть инвариантны по отношению к любым координатным преобразованиям. Гению Эйнштейна удалось найти и формулировать законы механики и физики именно в такой инвариантной и независимой от избранной координатной системы форме. К изложению основных уравнений механики и физики мы сейчас и перейдем. Сказанное до сих пор объясняет лишь тот путь, по которому шел Эйнштейн, но не может служить еще доказательством правильности его положений, хотя с принципиальной стороны его утверждения имеют очевидное преимущество перед соответствующими утверждениями механики Ньютона.

Основные уравнения Эйнштейна. Мы не будем следовать в дальнейшем пути, по которому шел Эйнштейн, но последуем за Hilbert'ом, изложившим его теорию в более доступном и простом виде. Эйнштейн исходит в своих первоначальных работах из уравнения Poisson'a $\Delta\varphi = 4\pi\rho$, где φ обыкновенный потенциал тяготения, а ρ — плотность материи. Обобщение этого уравнения, путем введения вместо φ 10 потенциалов g_{ik} и вместо ρ 10 других величин, определяющих состояние материи, дает Эйнштейну возможность получить желаемые уравнения и показать их правильность. Но процесс обобщения уравнения не настолько прост и не настолько однозначен, чтобы можно было легко произвести оценку всего значения получаемых таким способом результатов.

Допустим вместе с Hilbert'ом ¹⁾, что все события, совершающиеся в природе, зависят от некоторой „мировой“ функции H ; эта функция H зависит от четырех координат x_1, x_2, x_3, x_4 ; первые три координаты чисто пространственные, четвертая x_4 в данной координатной системе означает время. Функция H не зависит от избранной нами координатной системы, поэтому, как можно показать, она не будет явно зависеть от x_1, x_2, x_3, x_4 ; она будет зависеть от них через посредство следующих величин:

1) 10 функций g_{ik} и их производных по x_j ; мы могли бы допустить зависимость H от производных любого порядка: но по аналогии с уравнением Poisson'a мы принимаем, что H зависит только от g_{ik} и их первых и вторых производных. Мы принимаем также, что эти g_{ik} равно как и их производные, повсюду однозначны и непрерывны.

2) Тех параметров, которые определяют собой состояние материи. Такими параметрами будут, например, плотность материи, плотность электричества, электрические потенциалы (вектор-потенциал и скалярный потенциал); если теория материи одними этими параметрами обойтись не может, то сюда нужно включить еще и другие необходимые параметры; если стать на точку зрения электромагнитной

¹⁾ Эйнштейн, Лоренц и другие пользуются также этим же способом изложения. Мы приводим Hilbert'a, как первого применившего этот метод.

теории материи, то достаточно было бы включить в число этих параметров только одну лишь электрическую плотность и потенциалы векторный и скалярный. Если, наконец, стать на точку зрения Мие, то достаточно для создания теории материи знание вектора-потенциала, и скалярного потенциала, а так как первый имеет 3 слагаемых, то всего на всего, значит, знание четырех параметров q_1, q_2, q_3, q_4 , как функций от x_1, x_2, x_3, x_4 . Hilbert на основании теории Мие принимает, что H зависит от q_1, q_2, q_3, q_4 и их первых производных по x_i . Но это допущение для очень многих вопросов, решенных теорией Эйнштейна, вовсе не существенно.

Итак положим, что имеется „мировая функция“:

$$H = H \left(g_{ik}, \frac{\partial g_{ik}}{\partial x_l}, \frac{\partial q_i}{\partial x_k}, q_i, \frac{\partial q_i}{\partial x_k} \right),$$

где $i, k, l, m, = 1, 2, 3, 4$.

Рассмотрим интеграл

$$J = \int H \sqrt{g} dx_1 dx_2 dx_3 dx_4,$$

в котором $dx_1 dx_2 dx_3 dx_4$ — элемент объема, g — детерминант, образованный из всех g_{ik} и H по определению — инвариант. Можно показать, что $\sqrt{g} dx_1 dx_2 dx_3 dx_4$ также будет инвариантом, т.-е. от координатной системы не зависит. Очевидно, что J — тоже инвариант, равно как и всякая вариация этого интеграла.

Все события совершаются в природе так, что вариация этого интеграла δJ равна нулю

$$\delta J = 0 \dots \dots \dots (2)$$

это — основной закон физики Эйнштейна. Он должен заменить собой все другие законы физики: закон всемирного тяготения, уравнения Максвелла, законы взаимодействия между массами и все тому подобное.

Для того, чтобы этот закон имел практическое значение, нужно знать, конечно, выражение функции H . Предположим, что оно нам известно. В выражении для H входят 10 неизвестных функций g_{ik} и четыре неизвестных функций q_i , но из условия $\delta J = 0$ вытекают 14 дифференциальных уравнений; первые 10 из них получаются вариацией функций g_{ik} ; мы их обозначаем кратко через

$$G_{ik} = 0 \quad ^1); \quad i, k = 1, 2, 3, 4 \dots \dots (3)$$

последние четыре уравнения получаются вариацией функций q_i ; обозначим их через

$$Q_i = 0 \dots \dots \dots (4)$$

¹⁾ Мы имеем 10 уравнений, а не 16, по той причине, что g_{ik} , равно как и G_{ik} симметричны относительно индексов i и k .

Система уравнений (3) и (4) позволяет нам определить g_{jk} и q_i в заданной координатной системе.

Уравнения (3) и (4), выведенные из инварианта $\delta J = 0$, сами будут инвариантами (более точный смысл этого утверждения за исключением места в настоящей статье мы не объясняем) и от координатной системы, избранной нами, не зависят. Произвольность избранной координатной системы выразится здесь в том, что эти 14 уравнений друг от друга не независимы, но связаны между собой 4 тождествами. Это означает, что 4 из 14 функций g_{jk} и q_i могут быть выбраны произвольно и из уравнений (3) и (4) не определяются. Произвольными значениями 4 из 14 функций и фиксируется выбранная координатная система.

На первый взгляд кажется, что для нахождения вида „мировой“ функции H должны явиться непреодолимые затруднения. А между тем выбор этой функции H для очень большого класса явлений почти однозначен. В самом деле, рассмотрим случай, — мы предполагаем, что такой случай возможен, а результаты, даваемые теорией, показывают, что он действительно и наблюдается, — когда параметры q_1, q_2, q_3, q_4 — величины малые; вместо них введем тогда параметры $\epsilon q_1, \epsilon q_2, \epsilon q_3, \epsilon q_4$, при чем ϵ будет некоторое малое число, а q_1, q_2, q_3, q_4 имеют уже конечные значения. Разложим затем H по возрастающим степеням ϵ , тогда.

$$H = K' + \epsilon L + \epsilon^2 M + \dots$$

Рассмотрим только первые члены этого разложения K' и ϵL . K' зависит только от g_{jk} и первых и вторых производных этих функций по x_i , L зависит от g_{jk} , их производных, q_i и их производных. H является инвариантом; K, L, M, \dots тоже должны быть инвариантами. Оказывается, что инвариантов K' , зависящих от g_{jk} , их первых и вторых производных и содержащих вторые производные только линейно, существует всего навсего только один; этот факт замечателен. Единственный инвариант этот будет так называемая Римановская кривизна четырехмерного пространства. Обозначим ее через K . Очевидно K' может равняться K или $K + \lambda$, где λ — некоторое постоянное, не зависящее от x_i число. Мы положим $\lambda = 0$; в более поздних работах Einstein и Weyl выяснили, какое огромное значение имеет эта постоянная λ ; за исключением места в настоящей статье мы должны этот вопрос оставить и положим

$$K' = K$$

Пусть $D_{\mu\nu}$ — минор детерминанта g , образованного из g_{jk} , соответствующий члену детерминанта $g_{\mu\nu}$; обозначим $\frac{D_{\mu\nu}}{g}$ через $g^{\mu\nu}$; введем еще следующие обозначения.

Пусть

$$\left[\begin{matrix} ik \\ m \end{matrix} \right] = \frac{1}{2} (g_{imk} + g_{mki} - g_{ikm})$$

и пусть

$$\left\{ \begin{matrix} ik \\ m \end{matrix} \right\} = \sum_n g^{nm} \left[\begin{matrix} ik \\ m \end{matrix} \right]; \quad i, k, m, n = 1, 2, 3, 4$$

Можно показать, что

$$K = -\frac{1}{2} \sum_{ik} g^{ik} K_{ik}$$

причем

$$K_{ik} = \sum_l \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \begin{matrix} kl \\ l \end{matrix} \right\} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \begin{matrix} ik \\ l \end{matrix} \right\} + \sum_{lm} \left\{ \begin{matrix} kl \\ m \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} mi \\ l \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} ik \\ m \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} ml \\ l \end{matrix} \right\}.$$

K_{ik} носит название Римановского тензора кривизны: вывод этой формулы можно найти в дифференциальной геометрии Bianchi. Мы видим, что выражение для K в общем случае будет чрезвычайно сложным, но при решении некоторых специальных задач оно чрезвычайно упростится.

Выражение для L требует особого рассмотрения. Однако, если следовать теории Mie, и его найти не трудно. Еще Шварцшильд показал, что уравнения Максвелла могут быть выведены из своего рода Гамильтонова принципа. Мы обозначим слагаемые вектора потенциала A_1, A_2, A_3 , через q_1, q_2, q_3 , скалярный потенциал φ через $-q_4$; пусть вектор r_1, r_2, r_3 означает электрический ток переноса $\rho v_1, \rho v_2, \rho v_3$, причем ρ — электрическая плотность, v — обыкновенная скорость; r_4 равняется $-\rho$; пусть, наконец,

$$M_{ik} = \frac{\partial q_k}{\partial x_i} - \frac{\partial q_i}{\partial x_k} \dots \dots \dots a)$$

Рассмотрим интеграл

$$L' = \int_{ik} (\sum M_{ik}^2 - \sum r_i q_i) dx_1 dx_2 dx_3 dx_4$$

и положим $\delta L' = 0$.

Вариация этого интеграла дает нам уравнения Максвелла

$$\sum_i \frac{\partial M_{ik}}{\partial x_i} = -r_k \dots \dots \dots b)$$

$$\frac{\partial M_{ik}}{\partial x_l} + \frac{\partial M_{kl}}{\partial x_i} + \frac{\partial M_{li}}{\partial x_k} = 0 \dots \dots \dots c)$$

(В обычных обозначениях, вместо (a) пишут:

$$\mathbf{E}_1 = -\frac{\partial\varphi}{\partial x_1} - \frac{\partial\mathbf{A}_1}{\partial t} = \frac{\partial q_1}{\partial x_1} - \frac{\partial q_1}{\partial x_4} = M_{14}; \quad \mathbf{H}_1 = \frac{\partial\mathbf{A}_2}{\partial x_3} - \frac{\partial\mathbf{A}_3}{\partial x_2} = M_{32} \text{ и т. д.};$$

вместо (b) и (c) пишут:

$$\text{curl } \mathbf{H} = \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} + \rho\mathbf{v}$$

$$\text{curl } \mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}$$

$$\text{div } \mathbf{E} = \rho$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0).$$

В пространстве, не содержащем электричества, второй член в L_1 отпадает, и мы получаем уравнение Максвелла для пустоты.

Мие в своей теории также рассматривает такую функцию L но заменяет второй член $\sum_i \mathbf{r}_i q_i$ через некоторую функцию f от q_i ; таким образом у него электрическая плотность оказывается функцией потенциала q_i . Но Мие написал свою теорию не для общего принципа относительности; он руководствовался в своих работах первым „специальным“ принципом относительности, поэтому его L' не может быть непосредственно перенесено в выражение H для „мировой“ функции Hilbert'a. Для того, чтобы воспользоваться функцией Мие в общем принципе относительности, его надо соответствующим образом обобщить, и в теории инвариантов легко доказывается, что таким обобщенным и, значит, инвариантным по отношению к любым преобразованиям выражением будет

$$L = \int \left[(\sum_{iklm} M_{ik} M_{lm} g^{ik} g^{lm} - f(\sum_{ik} g^{ik} q_i q_k)) \sqrt{g} dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 \dots \right] \quad (6)$$

Это выражение Hilbert и вставляет как второй член в выражение функции H . Это выражение не имеет размерности выражения K ; для того, чтобы размерности были одинаковы, L нужно еще умножить на некоторый численный коэффициент ϵ . Оказывается, что это $\epsilon = \frac{8\pi k}{c^2}$, где k —постоянная тяготения, c —скорость света, т.-е. $\epsilon = 1,87 \cdot 10^{-27}$, — величина чрезвычайно малая, что как раз и соответствует нашему разложению мировой функции H в бесконечный ряд¹⁾.

Весьма замечателен тот факт, что таких инвариантов L , получаемых с помощью q_i и их первых производных, имеется также весьма ограниченное количество. Мие насчитывает их всего четыре, но выбирает из них тот, который дает ему сразу уравнения Максвелла.

¹⁾ Доказать, что $\epsilon = \frac{8\pi k}{c^2}$ можно с помощью некоторых очень простых примеров; за неимением места доказательство здесь мы опускаем.

Если не стать на точку зрения электрической теории материи Mie, то выражению для L можно дать и другую форму. Для некоторых задач, например, задач астрономических, de Sitter, Einstein и другие так и поступают; но, как мы вскоре покажем, для решения наиболее простых и самых интересных астрономических задач форма функции L не будет играть никакой роли.

Итак мы положим, что

$$H = K + \varepsilon L,$$

где K — кривизна 4-мерного пространства и L — выражение (5).

Примеры. Теперь мы можем приступить к решению некоторых отдельных задач, которые и должны показать, что в состоянии дать теория Эйнштейна и каким образом она приводит к решению механических и физических задач.

1-й пример. Предположим, что пространство лишено материи, тогда $L = 0$ и у нас остается

$$J = \int K \sqrt{g} dx_1 dx_2 dx_3 dx_4.$$

Из $\delta J = 0$ следует теперь 10 уравнений

$$G_{ik} = 0.$$

Если допустить, что по существу теории и следует сделать, что g_{ik} — непрерывные и однозначные функции, то решением этих дифференциальных уравнений будут

$$\begin{cases} g_{ik} = 0 & \text{если } i \neq k & \text{и} \\ g_{ii} = 1 & \text{если } i = 1, 2, 3 & \text{и} \\ g_{44} = -1 \end{cases}$$

(значение для g_{44} — 1, а не +1 вытекает из тех требований, которым должны удовлетворять g_{ik} для того, чтобы x_4 означало время). Мы получим таким образом

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 - dx_4^2,$$

т.е. то самое выражение для ds^2 , которое мы имеем в „специальном“ принципе относительности Эйнштейна. Скорость света сюда не входит, так как мы положили ее равной единице, что очевидно влияет только на выбор единицы для x_4 , т.е. времени.

В отсутствии материи мы имеем, значит, обычное выражение для ds^2 , т.е. евклидову геометрию в трехмерно протяженном пространстве¹⁾.

¹⁾ В позднейшем своем развитии теория Эйнштейна приводит к выводу, что в отсутствии материи все g^{uv} равны нулю, т.е. без материи вообще никакого физического пространства не существует. С привилегированной точки зрения это, конечно, единственно правильный вывод.

2-й пример. Предположим, что мы рассматриваем пространство, находящееся внутри некоторой очень малой сферы, описанной из некоторой точки x_1, x_2, x_3, x_4 ; если радиус ее достаточно мал, то внутри этой сферы величины g_{ik} можно рассматривать, как постоянные. В этом случае, как легко показать, выражение ds^2 всегда можно привести к виду

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 - dx_4^2,$$

достаточно для этого произвести некоторые координатные преобразования. Отсюда выводим, что в бесконечно малом всегда верен „маленький“ принцип относительности. В этом случае „мировая“ функция обратится в

$$H = \varepsilon \int L dx_1 dx_2 dx_3 dx_4$$

и варьируя ее, мы получим обыкновенные уравнения Максвелла, т. к. все g_{ik} или равны единице ($i = k$) или нулю ($i \neq k$): если скорость света положить не равной единице, то

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 - g_{44} dx_4^2;$$

очевидно $g_{44} = c^2$; это же самое g_{44} , как видно из выражений (4) для L , будет стоять и в уравнениях Максвелла; нам понятно теперь, почему в специальном принципе относительности величина „физическая“ входит в геометрическое выражение для ds^2 ; нам понятно также и утверждение, что c , скорость света, есть величина постоянная. Она будет постоянной постольку, поскольку мы имеем право считать g_{ik} независимым от координат x_i .

3-й пример. Рассмотрим так называемую задачу одного тела, т. е. то гравитационное поле, которое создается одной тяготеющей массой. Поместим эту массу в начале координатной системы и предположим, что она имеет вид шара. Гравитационное поле, ею создаваемое, должно тогда иметь симметрию шара, но, конечно, при том только предположении, что шар неподвижен и что все находится в стационарном состоянии, т. е. все g_{ik} от t не зависят. Введем условия шаровой симметрии в выражение для ds^2 . По Шварцшильду, самым общим выражением для ds^2 , удовлетворяющим этому условию, если ввести полярные координаты,

$$\begin{aligned} x_1 &= r \cos \vartheta \\ x_2 &= r \sin \vartheta \cos \varphi \\ x_3 &= r \sin \vartheta \sin \varphi \end{aligned}$$

и положить

$$x_4 = t,$$

будет выражение ¹⁾

$$ds^2 = F(r) dr^2 + G(r) (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) + H(r) dt^2,$$

¹⁾ См. также Hilbert: loc. cit.

НО ВМЕСТО r МЫ МОЖЕМ ВЗЯТЬ

$$r' = \sqrt{G(r)},$$

ТОГДА

$$ds^2 = M(r)dr^2 + r^2(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2) - W(r)dt^2$$

(значок ' над r мы опускаем).

Две произвольные функции от r , т. е. $M(r)$ и $W(r)$ должны быть определены из вариации интеграла J . Для нахождения этой вариации мы должны знать не только K , но и функцию L , но мы можем поступить здесь так же, как поступают в теории потенциала, решая уравнения Poisson'a $\Delta\Psi = 4\pi\rho$; вместо того, чтобы искать непрерывные и однозначные функции Ψ , удовлетворяющие этому уравнению, рассматривается уравнение $\Delta\Psi = 0$, находятся его решения и допускается, что особые точки представляют собой место концентрации материи ρ ; точно также мы поступаем и здесь. Мы отбросим функцию L , но зато при решении оставшихся уравнений мы допустим решения с особенными точками и предположим, что масса сконцентрирована в этих точках.

Мы должны, значит, решить задачу

$$\delta \int K\sqrt{g} dr d\vartheta d\varphi dt = 0.$$

Для этого мы должны вычислить кривизну K , исходя из тех значений для g_{ik} , которые стоят в выражении для ds^2 . Вычисления эти довольно длинные и в конце концов приводят к такому выражению для $K\sqrt{g}$

$$K\sqrt{g} = \left\{ \left(\frac{r^2 W'}{\sqrt{MW}} \right) - 2 \frac{rM' \sqrt{W}}{M^{3/2}} - 2\sqrt{MW} + 2\sqrt{\frac{W}{M}} \right\} \sin \vartheta$$

вместо функции M и W введем функции $m(r)$ и $w(r)$, так чтобы

$$M = \frac{r}{r-m} \quad \text{и} \quad W = w^2 \frac{r-m}{r}$$

это дает

$$K\sqrt{g} = \int \left\{ \left(\frac{rW'}{\sqrt{MW}} \right)' - 2m'w \right\} \sin \vartheta$$

Значок ' означает здесь всюду дифференцирование по r .

Производя все возможные интегрирования, у нас в конце концов остается

$$\delta \int K\sqrt{g} dr d\vartheta d\varphi dt = -\delta \int 2m'w dr = 0,$$

а это дает два дифференциальных уравнения

$$m' = 0 \quad \text{и} \quad w' = 0$$

т. е. $m = \text{постоянной}$ и $w = \text{постоянной}$.

Положим $m = \alpha$ и $w = 1$; последнее не будет ограничением нашей задачи, так как со значением w очевидно связан только выбор единицы времени.

Это дает нам для ds^2 такое выражение

$$ds^2 = \frac{r}{r-\alpha} dr^2 + r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) - \frac{r-\alpha}{r} dt^2 \dots \dots (6).$$

Мы видим, что решение нашей задачи приводит нас к функциям g_{ik} , имеющим особую поверхность—сферу с радиусом α ; на этой сфере находятся массы, вызывающие гравитационное поле с шаровой симметрией. Если положить $\alpha = 0$, т. е. принять, что особенной поверхности не существует, то функции g_{ik} становятся непрерывными и однозначными, не имеющими особых точек, функциями, но в то же время они принимают то самое значение, которое имеют в евклидовой геометрии и которое, как мы видим, соответствует отсутствию материи.

Итак, гравитационное поле найдено, и нам нужно теперь рассмотреть законы движения материальных частиц, находящихся в таком поле и не возмущающих его. Для того, чтобы найти эти законы, мы допустим, что движение их происходит так же, как оно происходит у Ньютона, когда на них не действует никакая сила, т. е. мы предположим, что они движутся по линиям кратчайшего расстояния или геодезическим линиям: это означает, что

$$\delta \int ds = 0$$

и нам нужно решить новую вариационную проблему.

Рассмотрим r, φ, ϑ, t , как функции какого-нибудь параметра p ; нашей задачей будет решить систему дифференциальных уравнений, получаемую из условия

$$\delta \int \sqrt{\frac{r}{r-\alpha} \left(\frac{dr}{dp}\right)^2 + r^2 \left[\left(\frac{d\vartheta}{dp}\right)^2 + \sin^2 \vartheta \left(\frac{d\varphi}{dp}\right)^2 - \frac{r-\alpha}{r} \left(\frac{dt}{dp}\right)^2\right]} dp = 0.$$

Легко показать, что геодезические кривые, таким образом полученные, будут плоскими. Но тогда можно ограничиться теми кривыми кратчайшего расстояния, которые лежат в плоскости экватора, и положить $\vartheta = \frac{\pi}{2}$.

Предыдущее выражение переписется тогда в виде

$$\delta \int \sqrt{\frac{r}{r-\alpha} \left(\frac{dr}{dp}\right)^2 + r^2 \left(\frac{d\varphi}{dp}\right)^2 - \frac{r-\alpha}{r} \left(\frac{dt}{dp}\right)^2} dp = 0.$$

Отсюда следуют три дифференциальных уравнения второго порядка

$$\frac{d}{dp} \left(\frac{2r}{r-a} \frac{dr}{dp} \right) + \frac{2}{(r-a)^2} \left(\frac{dr}{dp} \right)^2 - 2r \left(\frac{d\varphi}{dp} \right) + \frac{2}{r^2} \left(\frac{dt}{dp} \right)^2 = 0.$$

$$\frac{d}{dp} r^2 \frac{d\varphi}{dp} = 0 \qquad \frac{d}{dp} \frac{r-a}{r^2} \frac{dt}{dp} = 0 \qquad \dots (7).$$

Три первых интеграла их будут:

$$\frac{r}{r-a} \left(\frac{dr}{dp} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\varphi}{dp} \right)^2 - \frac{r-a}{r} \left(\frac{dt}{dp} \right)^2 = A$$

$$r^2 \frac{d\varphi}{dp} = B \qquad \frac{r-a}{r} \frac{dt}{dp} = C, \qquad \dots (7).$$

где A, B, C —постоянные интегрирования. Значение постоянной C определяет собой лишь выбор единиц параметра, поэтому положим $C=1$.

Если исключим из этих уравнений p и t , то получим уравнение для траектории движения; получив его, произведем еще подстановку $\frac{1}{r} = \rho$ и тогда, в конце концов, получим:

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 = \frac{1+A}{B^2} - \frac{Aa}{B^2} \rho - \rho^2 + a\rho^3 \dots (8).$$

Это выражение очень похоже на уравнение Кеплера для движения планет. Последнее выводится и пишется таким образом:

Закон сохранения энергии дает

$$\frac{m}{2} \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right] - k \frac{Mm}{r} = a$$

где a — энергия, m — масса планеты, которую в дальнейшем положим равной 1, M — масса солнца, k — постоянная тяготения.

Закон сохранения площадей дает

$$r^2 \frac{d\varphi}{dt} = b$$

исключая t и вводя $\rho = \frac{1}{r}$, получим

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 = \frac{a}{b^2} - \frac{kM}{b^2} \rho - \rho^2$$

В выражение (8); вместо постоянных A и B введем новые постоянные a и b так, чтобы

$$\frac{Aa}{B^2} = \frac{kM}{b^2} \qquad 1 + A = \frac{aA}{kM}$$

тогда оно перейдет в выражение

$$\left(\frac{d\varphi}{d\varrho}\right)^2 = \frac{\alpha}{b^2} + \frac{kM}{b^2} \varrho - \varrho^2 - \alpha\varrho^3.$$

Очевидно, что последнее выражение в пределе при $\lim \alpha = 0$ переходит в кеплерово уравнение для движения планет. Если α очень мало, то последний член уравнения только тогда можно откинуть, когда ϱ не может стать очень большим, т. е. в том случае, когда планета не проходит слишком близко около солнца.

Найдем физическое значение величины α . Для этого рассмотрим движение по кругу. Можно показать, что $r = \text{постоянной}$ будет интегралом дифференциальных уравнений (7) и, что, следовательно, движение по кругу возможно, но тогда уравнение (7) дает

$$r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 = \frac{\alpha}{2r}$$

выражение, в котором единица времени выбрана так, что $c = 1$; если $c \neq 1$, то

$$r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 = \frac{\alpha}{2r} c^2.$$

Но из уравнения Кеплера следует, что для кругового движения

$$r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 = k \frac{M}{r^2},$$

сравнивая последние две формулы, получим

$$\frac{\alpha}{2} = \frac{kM}{c^2} \quad (= 1,5 \cdot 10^5 \text{ см. для солнца}).$$

Постоянная α играет у нас, значит, роль массы солнца, и выражается в сантиметрах. Для солнца она равна 1,5 километрам.

Для всех планет величина α действительно очень мала по сравнению с радиусом вектором их орбит, и уравнение Кеплера должно быть верно в очень и очень большой степени точности. Тем не менее добавочный член $\alpha\varrho^3$, не входящий в классическое уравнение, может в некоторых особых случаях оказать свое влияние. Так как величина α для всех известных нам планет действительно мала по сравнению с радиусами векторами их орбит, то для того, чтобы учесть влияние α , мы можем при решении дифференциальных уравнений (8) воспользоваться разложением по степеням α , пусть e_1, e_2, e_3 корни выражения

$$f(\varrho) = \frac{\alpha}{b^2} + \frac{kM}{b^2} \varrho - \varrho^2 + \alpha\varrho^3 = 0.$$

Очевидно

$$e_1 + e_2 + e_3 = + \frac{1}{\alpha}$$

и $f(\rho) = (\rho - e_1)(e_2 - \rho)[1 - \alpha(\rho + e_1 + e_2)]$.

Уравнение движения будет

$$d\varphi = \frac{d\rho}{\sqrt{(\rho - e_1)(e_2 - \rho)[1 - \alpha(\rho + e_1 + e_2)]}} \dots \dots \dots (9).$$

Движение происходит, очевидно, между $\rho = e_1$ и $\rho = e_2$.
Разлагая в ряд по степеням α , получим ¹⁾

$$d\varphi = \frac{d\rho}{\sqrt{(\rho - e_1)(e_2 - \rho)}} \left[1 + \frac{\alpha}{2}(e_1 + e_2) + \frac{\alpha}{2}\rho \right]$$

и интегрируя

$$\varphi - \varphi_0 = -\frac{\alpha}{2} \sqrt{(\rho - e_1)(e_2 - \rho)} + \left[1 + \frac{3}{4}\alpha(e_1 + e_2) \right] \arcsin \frac{\frac{e_1 + e_2}{2} - \rho}{\frac{e_1 - e_2}{2}}$$

Эта формула позволяет вычислить угол Φ между радиусами векторами точек наибольшего и наименьшего удаления от солнца, т. е. между $\rho = e_1$ и $\rho = e_2$, очевидно

$$\Phi = \pi \left[1 + \frac{3}{4}\alpha(e_1 + e_2) \right]$$

Когда планета вернется к месту наибольшего удаления (перигелию), то она повернется, значит, на угол

$$2\Phi = 2\pi \left[1 + \frac{3}{4}\alpha(e_1 + e_2) \right]$$

Для кеплерова движения мы имеем соответствующий угол $2\Phi k = 2\pi$; мы видим таким образом, что по теории Эйнштейна перигелий орбиты, при одном обороте планеты около солнца, перемещается на угол

$$\omega = \frac{3}{2}\alpha(e_1 + e_2)\pi$$

Пусть T — период обращения планеты, a — большая полуось орбиты, ϵ — эксцентриситет орбиты. Имеем

$$\alpha = \frac{kM}{c^2} = \frac{(2\pi)^2 a^3}{T^2 c^2}$$

$$e_1 + e_2 = \frac{2}{a(1 - \epsilon^2)}.$$

¹⁾ Выражение, содержащее α^2 , отбрасываем.

Подставляя, найдем:

$$\omega = 24 \pi^3 \frac{a^2}{T^2 c^2 (1 - \epsilon^2)};$$

эта величина очень малая; для планеты Меркурия и за сто лет, т. е.

для величины $\Omega = \frac{100}{T^1} \omega$, где T^1 — период обращения Меркурия, выраженный в земных годах, получим

$$\Omega = 43''$$

Величина, которая превосходно согласуется с опытом и которую ни одна другая теория, не вводя новых гипотез, специально для этого построенных, объяснить не может! ¹⁾

Для других планет величина Ω значительно меньше, и проверка опытом не может иметь такого решающего значения, как для Меркурия.

Рассмотрим прямолинейное движение материальной точки, падающей прямо на солнце; можно показать, что геодезические линии, соответствующие такому движению, возможны. Тогда $\varphi = \text{постоянной}$, и зависимость r от t определяется из уравнения

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{3a}{2r(r-a)} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 - \frac{a(r-a)}{2r^3}$$

В этом выражении обычная скорость света принята за единицу; мы видим, что если

$$\left| \frac{dr}{dt} \right| < \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{r-a}{r} = \frac{c_r}{\sqrt{3}}$$

то ускорение будет положительное; если же

$$\frac{dr}{dt} > \frac{c_r}{\sqrt{3}}$$

то ускорение будет отрицательное; величина c_r , как мы далее увидим, имеет значение скорости света в точке r .

Массу движущейся планеты мы приняли в наших расчетах равной единице. Поэтому, с точки зрения [обычной механики мы можем считать выражение для $\frac{d^2 r}{dt^2}$ за выражение силы, действующей на единицу массы. Мы видим, что теория Эйнштейна обходится без понятия о силе, но может возникнуть вопрос, не может ли соответствующее изменение закона Ньютона дать те же результаты, что и теория Эйнштейна. Ответ на это отрицательный. В самом деле, для прямолинейного движения, выражение для ньютоновой силы должно иметь вид

$$F_a = -\frac{a}{2r^2} + \frac{a^2}{2r^3} + \frac{3a}{2r(r-a)} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2;$$

¹⁾ Действительно наблюдаемое движение перигелия Меркурия несколько больше, но разница между наблюдаемым и этим углом в 43'' объясняется возмущающим влиянием других планет; именно этот остаток в 43'' не поддается удовлетворительному объяснению в классической теории.

это выражение в пределе, для очень маленьких α , переходит в классическое выражение

$$F = - \frac{kM}{r^2}.$$

Но мы видели, что для движения по кругу по теории Эйнштейна сила должна была бы быть равной

$$F_c = - \frac{\alpha}{2r^2}$$

Очевидно, что F_c и F_a не могут быть частными случаями одного и того же общего закона. Если в выражении для F_a отбросить члены, содержащие радиальную скорость, т.-е. $\frac{dr}{dt}$ и равные нулю при движении по кругу, то все оставшееся выражение будет F_c . Выражение для силы по теории Эйнштейна (если настаивать на введении термина „сила“ и придавать ему значение величины, равной массе, умноженной на ускорение) будет зависеть от траектории материальной точки, т.-е. не имеет значения универсального закона, в том смысле, в каком его имеет закон всемирного тяготения Ньютона. В пределе, т.-е. для очень малых α , F_c и F_a , конечно, совпадают и дают F .

4-й пример. Обратимся теперь к рассмотрению движения света. Свет, как материальная точка, движется по геодезическим линиям, но в отличие от нее и совершение так же, как и в специальном принципе относительности, длина этих геодезических линий равна нулю, и мы имеем для них

$$ds^2 = 0.$$

Соответственно с этим в интегралах уравнений (7) мы должны положить $A = 0$ и траекториями световых лучей будут кривые, определенные интегрированием выражения

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi}\right)^2 = \frac{1}{B^2} - \rho^2 - \alpha\rho^3$$

в пределе для $\lim \alpha = 0$ выражение интегрируется чрезвычайно просто; мы получаем

$$B\rho = \text{Sin}(\varphi - \varphi_0),$$

где φ_0 — постоянная интегрирования, т.-е. попросту прямую

$$r = \frac{B}{\text{Sin}(\varphi - \varphi_0)}$$

Величина B имеет здесь значение кратчайшего расстояния луча от солнца.

Рассмотрим не предельный случай $\alpha = 0$, но положим только, что α достаточно мало по сравнению с наиболее близкой к солнцу точкой траектории. Пусть e_1, e_2, e_3 , — корни уравнения

$$\frac{1}{B^2} - \rho^2 + \alpha \rho^3 = 0$$

и пусть e_1 и e_2 переходят в пределе при $\lim \alpha = 0$ в корни предельного уравнения

$$\frac{1}{B^2} - \rho^2 = 0,$$

т. е. пусть

$$\lim e_1 = \frac{1}{B} \quad \text{и} \quad \lim e_2 = -\frac{1}{B}$$

Выражение

$$\frac{d\rho}{\sqrt{\frac{1}{B^2} - \rho^2 + \alpha \rho^3}} = d\varphi \quad \dots \dots \dots (10)$$

интегрируется приближено совершенно так же, как и выражение (9) на стр. Очевидно, мы получим

$$\begin{aligned} \varphi - \varphi_0 = & -\frac{\alpha}{2} \sqrt{(\rho - e_1)(e_2 - \rho)} + \\ & + \left[1 + \frac{3}{4} \alpha (e_1 + e_2) \right] \arcsin \frac{\frac{e_1 + e_2}{2} - \rho}{\frac{e_1 - e_2}{2}} \dots \dots \dots (9) \end{aligned}$$

приближенные значения для e_1 и e_2 легко вычислить; мы получим

$$e_1 = \frac{1}{B} - \frac{1}{2} \frac{\alpha}{B^2}; \quad e_2 = -\frac{1}{B} - \frac{1}{2} \frac{\alpha}{B^2}$$

Если написать выражение (9) в виде

$$r = \frac{\frac{2}{e_1 + e_2}}{1 - \frac{e_2 - e_1}{e_2 + e_1} \sin \left[\varphi - \varphi_0 + \frac{\alpha}{2} \sqrt{(\rho - e_1)(e_2 - \rho)} \right]}$$

то сразу видно, что имеем дело с кривой, очень похожей на гиперболу, эксцентрицитет которой

$$\varepsilon = \frac{e_2 - e_1}{e_2 + e_1} = \frac{2B}{\alpha};$$

B приближенно означает ближайшее расстояние траектории от солнца, т. е. по предположению очень велико по сравнению с α ; гипербола эта таким образом имеет очень большой эксцентрицитет и мало отличается от прямой.

Для асимптот этой гиперболы $r = \omega$ и $\rho = 0$; значит φ определяется из условия:

$$1 - \frac{e_2 - e_1}{e_2 + e_1} \sin \left(\varphi - \varphi_0 + \frac{\alpha}{2} \sqrt{-e_1 e_2} \right) = 0.$$

Подставим сюда значение e_1 и e_2 и возьмем произвольную постоянную

$$\varphi_0 = \frac{\alpha}{2} \sqrt{-e_1 e_2};$$

угол φ , измеряемый от этого произвольного на-

правления, будет определяться из условия

$$\sin \varphi = \sin(\pi - \varphi) = \frac{e_2 + e_1}{e_2 - e_1} = \frac{\alpha}{2B}.$$

Углы, образуемые асимптотами с направлением φ_0 , будут, значит, очень малы и равны

$$\varphi = \pm \frac{\alpha}{2B},$$

угол между ними будет

$$\varphi = \frac{\alpha}{B}.$$

Если луч света идет по такой гиперболе, то солнце будет находиться в ее фокусе. Для достаточно удаленных от солнца частей движение по гиперболе можно отождествить с движением по асимптоте. Таким образом мы приходим к выводу, что луч света, проходящий около солнца, отклоняется им на угол:

$$\varphi = \frac{\alpha}{B} = \frac{kM}{c^2 B}$$

где B — кратчайшее расстояние луча от солнца. Эйнштейн вычислил этот угол для луча, касающегося солнечной поверхности, и нашел $\varphi = 1''$; опыты, произведенные в 1919 году английской экспедицией в Бразилии, блестяще подтвердили этот результат, предсказанный Эйнштейном заранее.

Исследование уравнения (10), дающего движение света, представляет собой много любопытного; за неимением места мы не можем поместить здесь этого исследования; укажем только на некоторые интересные случаи. Если луч света подходит достаточно близко к поверхности $r = \frac{3}{2}a$, то он вокруг этой поверхности закручивается и уже отойти от нее не может. Через поверхность $r = a$ ни один луч проникнуть не может. Если луч идет по прямой по направлению к центру солнца, то его скорость определяется из уравнения

$$\frac{dr}{dt} = c_r = 1 - \frac{a}{r} \quad ^1),$$

ускорение его все время отрицательное и к поверхности $r = a$ он подходит через бесконечно большое время со скоростью $c_r = 0$.

Планеты, вращающиеся вокруг солнца по кругам, имеют тем большую скорость, чем ближе они к солнцу; планета, вращающаяся по кругу с радиусом $r = \frac{3}{2}a$, имеет скорость света, но эта скорость света равна не c , а $\frac{1}{\sqrt{3}}c$; внутри круга $r = \frac{3}{2}a$ движение по кругу невозможно.

Мы видим, что для солнца $a = 1,5 \cdot 10^5$ см. по сравнению с радиусом солнца эта величина очень малая и поэтому практического значения особенные свойства поверхности $r = a$ и $r = \frac{3}{2}a$ не имеют. Для молекулы водорода приблизительно $a = 10^{-49}$.

5-й п р и м е р. Специальный принцип относительности учил нас, что время, измеряемое наблюдателем движущимся, и наблюдателем, находящимся в покое, не совпадает друг с другом. Пусть x_1, y_1, z_1 , три функции от времени t , дающие нам движение какой-нибудь точки. Элемент времени, измеренный наблюдателем, находящимся в покое, будет dt , тогда как элемент времени $d\tau$, измеренный наблюдателем, двигающимся вместе с точкой, определяется из выражения

$$d\tau^2 = dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

τ это — так называемое „собственное“ время точки. В общем принципе относительности мы тоже должны отличать приращение четвертой координаты dt от „собственного“ времени $d\tau$ какой-нибудь точки. Разница между „общим“ и „специальным“ принципом относительности лишь в том, что в специальном для покоящейся точки $d\tau = dt$, т. е. „собственное“ время совпадает с приращением четвертой координаты — времени, а в большом принципе относительности этого уже не будет.

¹⁾ В выражение (7) надо подставить $A = 0$.

Возьмем, например, гравитационное поле, рассмотренное в 3 примере. Если точка покоится, то dx, dy, dz равны нулю (или в полярных координатах $dr, d\varphi, d\theta$, равны нулю) и „собственное“ время определяется для каждой покоящейся точки через

$$d\tau^2 = \left(1 - \frac{\alpha}{r}\right) dt^2,$$

т. е., другими словами, приращение четвертой координаты — времени, не равно приращению „собственного“ времени, но зависит от r и α , т. е. от расстояния от солнца и от массы.

Рассмотрим какой-нибудь периодический молекулярный процесс, скажем процесс излучения. Естественно предположить, что для молекулы или для колеблющейся в молекуле частицы, периодом излучения, характерным для данной молекулы и вытекающим из ее внутренних свойств, будет период, определяемый из его „собственного“ времени и не зависящий от произвольно наложенной координатной системы x, y, z, t и, значит, от произвольно наложенной координаты — времени t ; таким образом, для самой молекулы период всюду будет одинаков; предположим, что этот период настолько мал, что его можно обозначить через $d\tau$, и предположим, что скорость колебаний настолько мала, что в выражении для $d\tau$ мы можем положить $dr = d\varphi = d\theta = 0$. Но наши наблюдения мы производим в избранной нами координатной системе; тот период, который мы измеряем, будет не $d\tau$, а dt ; напишем теперь условие, что $d\tau$ всюду одинаково, взяв один раз $d\tau$ на поверхности солнца, т. е. положим $r = d$ (радиус солнца), а другой раз $r = D$ (полуопперечнику земной орбиты). Очевидно

$$d\tau^2 = \left(1 - \frac{\alpha}{d}\right) dt_a^2 = \left(1 - \frac{\alpha}{D}\right) dt_D^2$$

где dt_a и dt_D — периоды, измеряемые соответственно на солнце и на земле. Но $\frac{\alpha}{D}$ — величина очень малая по сравнению с $\frac{\alpha}{d}$: ею можно пренебречь. С другой стороны, если dt_a и dt_D — периоды, то обратные им величины будут частоты ν_a и ν_D и наше условие можно написать в виде

$$\nu_a = \nu_D \left(1 - \frac{\alpha}{d}\right)^{\frac{1}{2}} = \nu_D \left(1 - \frac{\alpha}{2d}\right).$$

Обозначим ν_D просто через ν и $\nu_a - \nu_D$ через $d\nu$; очевидно

$$d\nu = -\frac{\alpha}{2d} \nu \quad \text{или, если } \nu = \frac{1}{\lambda}$$

$$d\lambda = +\frac{\alpha}{2d} \lambda.$$

Свет, испускаемый каким-нибудь светящимся газом, как раз имеет характер рассмотренного периодического движения. Мы видим, что гравитационный потенциал солнца $\frac{\alpha}{2d}$ должен вызывать смещение линий, излучаемых газом, в красную сторону ($d\lambda > 0$). Эйнштейн вычислил это смещение, и опыты, повидимому, подтвердили и этот результат, предсказанный теорией.

Отклонение света в гравитационном поле солнца (результаты английских экспедиций по наблюдению солнечного затмения 1919 г.).

Г. С. Ландсберг.

1. Общий принцип относительности приводит к следствию согласно которому световой луч должен испытывать искривление в гравитационном поле, и вычисления Einstein'a дают возможность подсчитать величину этого искривления в зависимости от напряжения поля тяготения. Полное солнечное затмение позволяет сфотографировать звезды, расположенные в непосредственной близости к солнцу, и сравнение полученных таким образом видимых положений звезд с их обычным положением, когда посылаемые ими лучи не проходят вблизи массивного шара солнца, может служить для экспериментальной проверки выводов теории Einstein'a. Такова и была задача двух английских экспедиций, снаряженных в Собраль, в Северной Бразилии, и на остров Принца (в Гвинейском заливе) для наблюдения полного солнечного затмения 29 мая 1919 года, результаты работ которых недавно опубликованы ¹⁾.

По планам, разработанным комиссией из выдающихся английских астрономов и астрофизиков—Dyson, Eddington, Fowler и Turner—надлежало сфотографировать звезды, расположенные вблизи солнца во время полной фазы, и ту же группу звезд в их обычном ночном расположении, чтобы проверить, существует ли систематическое отклонение в видимом расположении звезд во время затмения. Так как максимальное ожидаемое смещение на пластинке не должно было превосходить $\frac{1}{60}$ мм., то сравнение фотографий должно было быть произведено при помощи измерительного аппарата, употребляющегося при промерах пластинок, для каковой цели, кроме фотографий во время затмения и сравнительных ночных фотографий надо было иметь еще штандартный снимок, сделанный на пластинке, обращенной к объективу своей стеклянной стороной, что позволяло накладывать изучаемые негативы на штандарт слоем на слой.

Из обеих экспедиций наиболее полные и определенные результаты были получены Бразильской при помощи 4-дюймового рефрактора с фокусным расстоянием в 6 mt. Другие наблюдения той же экспедиции недостоверны вследствие несовершенства установки, а результаты второй экспедиции скомпрометированы туманной погодой, не позволившей получить резких изображений звезд.

¹⁾ Philosoph. Transactions of the Royal Society of London ser. A, vol. 229 pp. 221—333. Ввиду того, что в России до сих пор не получен этот том Phil. Trans., материал для настоящего реферата заимствован из статьи E. Freundlich (Die Naturwissenschaften 8, p. 667, 1920).

2. На фотографической пластинке было получено изображение 7 звезд, координаты которых на негативе определяются числами x и y , при чем началом координат служит центр пластинки. Таких фотографий было получено во время полной фазы 7 штук. Для сравнения служили 7 ночных снимков, произведенных по возможности в сходных условиях. При наложении этих негативов на штандартные обнаруживается расхождение между соответственными звездами, обуславливаемое следующими причинами:

1. Несовпадение начал координат на обеих пластинках (сдвиг измеряемой пластинки относительно штандартной). Для всех звезд на данной пластинке координата x изменится на постоянную величину c , координата y —на постоянную величину t .

2. Несовпадение осей координат (поворот измеряемой пластинки относительно штандартной). Координата x изменяется на величину b , y , координата y —на величину d , x .

3. Несовпадение масштаба (Skalenwerte). Масштабом называют выраженное в миллиметрах расстояние на пластинке между двумя звездами, расстояние которых на небесной сфере по дуге большого круга = $1'$. Для обычных астрографических объективов масштаб равен приблизительно 1 мм. на $1'$. Однако его величина слегка меняется для различных участков одной и той же пластинки, при чем изменения эти возрастают пропорционально расстоянию от центра пластинки. Для двух различных снимков масштабы могут оказаться отличными вследствие, например, изменения фокусировки (температурные влияния, неточность установки и т. д.).

Влиянием этой причины координата x изменяется на a , x , координата y —на e , y .

4. Влияние уклонения луча в гравитационном поле. Это последнее по теории Einstein'a для координаты x равно $\alpha \cdot E_x$, для координаты y равно $\alpha \cdot E_y$, где E_x и E_y коэффициенты, даваемые теорией. Уклонение, обуславливаемое этой причиной, зависит от расстояния звезды от центра солнца.

Таким образом, несмотря на существование целого ряда причин, обуславливающих несовпадение изображений на двух пластинках, есть возможность учесть влияние каждой из них, пользуясь различием законов, управляющих изменением величины смещения в зависимости от положения звезды.

Действительно, согласно вышесказанному, смещение на пластинке выражается:

$$\begin{aligned}\Delta x &= a \cdot x + b \cdot y + c + \alpha \cdot E_x \\ \Delta y &= d \cdot x + e \cdot y + t + \alpha \cdot E_y\end{aligned}$$

где x , y , Δx и Δy даются наблюдениями, E_x и E_y — теорией Эйнштейна, а величины a , b , c , d , e , t и α подлежат определению. Таким образом каждая пластинка даст семь пар таких уравнений (по числу звезд), с четырьмя неизвестными, которые определяются по методу наименьших квадратов.

Таблица I дает значения α , определенные для каждой из семи пластинок.

Таблица I.

Прямое восхождение.		Склонение.	
α_{\mp} Разность между пластинкой зат- мения и штан- дартом.	$\alpha_{\text{в}}$ Разность между пластинкой сравнения и штанدارтом.	α_{\mp} Разность между пластинкой зат- мения и штан- дартом.	$\alpha_{\text{в}}$ Разность между пластинкой сравнения и штандартом.
+0 ^г ,098	+0 ^г ,042	+0 ^г ,126	+0 ^г ,044
126	24	139	07
107	— 15	114	021
148	+ 18	111	10
140	20	137	40
073	05	139	60
145	08	136	35
+0 ^г ,120	+0 ^г ,015	+0 ^г ,129	+0 ^г ,031

Вторая и четвертая колонна должны были бы дать для α значе- ние равное нулю, ибо на пластинках сравнения влияние гравитацион- ного поля отсутствует. Полученное малое значение следует отнести на счет ошибок в расположении звездных изображений на штандарт- ной пластинке, исключить которые мы можем, вычтя из $\alpha_{\text{в}}$ величину $\alpha_{\text{г}}$. Таким образом влияние вспомогательной штандартной пластинки исключается, и из обоих координат получаем влияние гравитационного поля на уклонение

$$\alpha = 0^{\text{г}},100 = 0'',625.$$

Это значение относится к звездам, угловое расстояние которых центра солнца = 50'. Уклонение для лучей, идущих от края солнца = $1'',98 \pm 0'',12$, в то время, как теория Einstein'a дает $1'',75$.

Вторая мало надежная группа бразильских наблюдений дает для α , для края солнца значение = $0'',93$.

Наблюдения на острове Принца дают также менее надежную цифру, $\alpha = 1'',61 \pm 0'',30$.

На прилагаемом графике (см. рис. 1) по оси абсцисс отложены угловые расстояния семи наблюдавшихся звезд от центра солнца, а ординатами нанесенных точек служат радиальные смещения звезд

(т.е. смещения вдоль линии, соединяющей центр солнца со звездой). Толстая сплошная линия соответствует теории Эйнштейна.

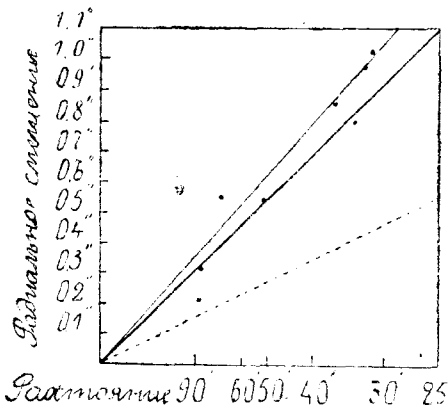


Рис. 1.

Действительно наблюдаемые точки группируются около тонкой сплошной линии. Пунктирная — соответствует уклонениям, которые испытали бы вследствие солнечного притяжения материальные частицы, летящие со скоростью света (ньютонова теория истечений).

Таким образом фотографии во время солнечного затмения в Собрале и на острове Принца с несомненностью обнаруживают систематическое смещение звездных изображений, как будто бы световой

луч загибается в гравитационном поле. Величина смещения хорошо согласуется с предсказаниями теории относительности.

3. Предположения, пытавшиеся объяснить наблюдаемое отклонение без помощи принципа относительности, не могут считаться состоятельными. Такими предположениями были:

а. Аномальная рефракция в земной атмосфере, обуславливаемая боковым преломлением внутри конуса тени.

Однако, для того, чтобы объяснить этой причиной наблюдаемый эффект, надо допустить во время полной фазы падение температуры на 20° в минуту (Eddington). Небольшое понижение температуры, которое имело место в действительности, могло бы вследствие бокового преломления вызвать эффект не более $0'',1$, т.е. около 5% наблюдаемой величины.

б. Преломление света в атмосфере, окружающей солнце. Однако смещение, вызываемое рефракцией в атмосфере, окружающей центр тяготения, не должно убывать пропорционально увеличению углового расстояния звезды до центра солнца, как это наблюдается на полученных фотографиях.

Кроме того атмосфера такой плотности, при которой эффект мог бы достигнуть наблюдаемого значения, должна была бы ослабить проходящий через нее свет до состояния полной невидимости звезд (понижение яркости в круглых цифрах на 200 звездных величин).

с. Явление так назыв. „годовой рефракции“ (jährliche Refraction). По наблюдениям Courvoisier, координаты звезд, определенные для момента, когда звезда находится на расстоянии 90° от солнца, обнаруживают систематическое смещение звезды на $0'',1$. С изменением углового расстояния звезды до солнца угол рефракции меняется, и для расстояния в 20° он достигает $0'',4$. Для края солнца Courvoisier экстраполирует $0'',6$. Чтобы учесть влияние годичной рефракции, Courvoisier подставил в формулу смещения Δx пятый член, зависящий от ве-

личины годичной рефракции ρ , и вычислил ее влияние. Оказалось, что $\rho = 0$, т.-е. закон изменения наблюдаемого смещения с расстоянием не совместим с допущением годичной рефракции. Предположение же, что наблюдаемый закон искажен возможными неправильностями в положении звезд на краю пластинки и при том как раз таким образом, что подтверждается принцип относительности, слишком мало вероятно. Наконец, космическая причина самой годичной рефракции подвержена сомнению. Возможно, что мы имели дело с феноменом физиологического происхождения или зависящим от инструментов.

Нуклеарное строение атома.

Э. Резерфорд.

ВВЕДЕНИЕ.

Представление о нуклеарном строении атома первоначально возникло из попыток объяснить рассеяние α -частиц на большие углы при прохождении через тонкие слои материи ¹⁾. Так как α -частицы обладают большою массою и большою скоростью, то эти значительные отклонения были в высшей степени замечательны; они указывали на существование весьма интенсивных электрических или магнитных полей внутри атомов. Чтобы объяснить эти результаты необходимо было предположить ²⁾, что атом состоит из заряженного массивного ядра, весьма малых размеров по сравнению с обычно принятой величиной диаметра атома. Это положительно заряженное ядро содержит большую часть массы атома и окружено на некотором расстоянии известным образом распределенными отрицательными электронами; число которых равняется общему положительному заряду ядра. При таких условиях вблизи ядра должно существовать весьма интенсивное электрическое поле и α -частицы, при встрече с отдельным атомом проходя вблизи от ядра, отклоняются на значительные углы. Допуская, что электрические силы изменяются обратно пропорционально квадрату расстояния в области, прилегающей к ядру, автор получил соотношение, связывающее число α -частиц, рассеянных на некоторый угол с зарядом ядра и энергией α -частицы. Под влиянием центрального силового поля, α -частица описывает гиперболическую орбиту вокруг ядра, и величина отклонения зависит от степени приближения ее к последнему. Из данных относительно рассеяния α -частиц, полученных таким образом, было выведено заключение, что общий заряд ядра равен приблизительно $\frac{1}{2} A e$, где A —атомный вес, а e —элементарное количество электричества. Geiger и Marsden ³⁾ сделали серию тщательных опытов, чтобы проверить справедливость этой теории, и подтвердили большую часть ее выводов. Они нашли, что нуклеарный

¹⁾ Geiger and Marsden. Roy. Soc. Proc., A. vol. 82, p. 495. 1909.

²⁾ Rutherford. Phil. Mag., vol. 21, p. 669, 1911, vol. 27, p. 488. 1914.

³⁾ Geiger and Marsden. Phil. Mag., vol. 25, p. 604. 1913.

заряд равен $\frac{1}{2} A e$, но вследствие трудности опыта можно было определить его величину лишь в пределах 20% С. G. Darwin ¹⁾ разработал полностью теорию отклонения α -частицы и ядра, принимая во внимание массу последнего, и показал, что опыты Geiger'a и Marsden'a могут быть согласованы лишь с законом центральной силы обратно пропорциональной квадрату расстояния. Таким образом нуклеарное строение атома нашло сильное подтверждение в опытах с рассеянием α -лучей.

Так как атом электрически нейтрален, то число внешних электронов, окружающих ядро, должно быть равно числу единиц положительного электричества ²⁾, заключающихся в общем заряде ядра. Следует заметить, что на основании изучения рассеяния X-лучей легкими элементами Barkla ³⁾ показал в 1911 году, что число электронов должно быть приблизительно равно половине атомного веса. Это было выведено из теории рассеяния сэра J. J. Thomson, в которой предполагается, что каждый внешний электрон в атоме действует как независимая рассеивающая единица.

Таким образом два совершенно различных метода дали одинаковые результаты относительно числа внешних электронов в атоме. Однако изучение рассеяния α -лучей показало кроме того, что положительный заряд должен быть сконцентрирован в массивном ядре малых размеров. Van den Broek ⁴⁾ высказал мысль, что рассеяние α -частиц атомом не противоречит возможности того, что заряд ядра равен атомному номеру атома, т. е. номеру места, занимаемого данным атомом, когда элементы расположены в порядке возрастания их атомных весов. Важность атомного числа для характеристики свойств атома была показана замечательной работой Moseley ⁵⁾ о спектрах X-лучей элементов. Moseley показал, что частота колебаний соответствующих линий в рентгеновских спектрах элементов зависит от квадрата числа, которое изменяется на единицу при последовательном переходе от элемента к элементу.

Это соотношение можно объяснить, предполагая, что нуклеарный заряд изменяется на единицу при переходе от атома к атому и что он численно равен атомному номеру. Кстати я должен подчеркнуть, что большое значение работы Moseley'a заключается не только в определении числа возможных элементов и положения неизвестных элементов, но так же и в доказательстве того, что свойства атомов определяются числом, которое изменяется на единицу при переходе от атома к атому. Это дает новый метод изучения периодической системы эле-

¹⁾ Darwin, Phil. Mag., vol 27, p. 499. 1914.

²⁾ Под единицей положительного или отрицательного электричества здесь и в дальнейшем разумеется, элементарное количество электричества $e=4,77 \cdot 10^{-10}$ CGSE.

³⁾ Barkla, Phil. Mag., vol 21, p. 648. (1911).

⁴⁾ Van den Broek, Phys. ZS, vol. 14, p. 32. (1913).

⁵⁾ Moseley, Phil. Mag., vol. 26, p. 1024 (1913), vol. 27, p. 703 (1914).

Переводчик.

ментов, ибо атомное число или равный ему нуклеарный заряд обладает большей важностью, нежели атомный вес. В работе Moseley частота колебаний атома не точно пропорциональна N , где N —атомное число, но пропорциональна $(N-a)^2$, где a —постоянная, зависящая от того, какая из серий характеристических излучений элементов (K или L серия) измеряются. Предполагают, что эта константа зависит от числа и положения электронов вблизи от ядра.

Заряд ядра.

Вопрос о том, является ли атомное число элемента действительной мерой его нуклеарного заряда, настолько важен, что для разрешения его должны быть применены все возможные методы. В настоящее время в кавендишевской лаборатории ведется несколько исследований с целью проверки точности этого соотношения. Два наиболее прямых метода основаны на изучении рассеяния быстрых α - и β -лучей. Первый метод применяется Chadwick'ом, пользующимся новыми приемами; последний—Crowther'ом. Результаты, полученные до сих пор Chadwick'ом, вполне подтверждают тождество атомного числа с нуклеарным зарядом в пределах возможной точности эксперимента, которая у Chadwick'a составляет около 1%.

Таким образом ясно, что мы имеем прочные основания утверждать, что нуклеарный заряд численно равен атомному номеру элемента. Эти результаты, будучи сопоставлены с результатами работы Moseley, указывают на то, что закон обратной пропорциональности квадрату расстояния выполняется с достаточной точностью в области, окружающей ядро. В высшей степени интересно найти размеры этой области, ибо эти размеры дадут нам определенные сведения о расстоянии внутренних электронов от ядра. С этой точки зрения важные показания должно дать сравнение рассеяния быстрых и медленных β -лучей. Совпадение опыта с теорией для рассеяния α -лучей между 5° и 150° указывает, что закон обратной пропорциональности квадрату расстояния выполняется точно в случае тяжелых элементов, вроде золота, для расстояний приблизительно между $36 \cdot 10^{-12}$ и $3 \cdot 10^{-12}$ см. от ядра. Отсюда мы можем заключить, что если в этой области вообще имеются электроны, то в малом количестве.

α -частица при прямом столкновении с атомом золота (нуклеарный заряд 79) отскакивает назад на расстояние $3 \cdot 10^{-12}$ см. Это указывает, что ядро можно рассматривать как точечный заряд даже для таких малых расстояний. До тех пор, пока в нашем распоряжении не имеется более быстрых α -частиц, мы не можем, в случае тяжелых элементов, продвинуть дальше вопрос о размерах ядра. Однако мы увидим впоследствии, что в случае легких атомов, где α -частицы могут подходить ближе к ядру, у нас есть больше надежды на разрешение этого вопроса.

В высшей степени важно подчеркнуть большое значение нуклеар-

ного заряда для характеристики физических и химических свойств элемента, ибо, очевидно, число и распределение внешних электронов, от которых зависит большинство физических и химических свойств, обусловлено общим зарядом ядра. Следует предвидеть теоретически, и это подтверждается опытом, что истинная масса ядра оказывает лишь незначительное влияние на расположение внешних электронов и на их колебания.

Таким образом вполне возможно представить себе существование элементов с совершенно одинаковыми физическими и химическими свойствами, но с разными массами. В самом деле, при одном и том же нуклеарном заряде возможно известное число различных устойчивых комбинаций единиц, из которых построено сложное ядро ¹⁾. Таким образом зависимость свойств атома от его нуклеарного заряда, а не от массы дает рациональное объяснение существования изотопов, у которых физические и химические свойства могут быть совершенно неразличимыми, между тем как массы могут колебаться в известных пределах. Этот важный вопрос мы рассмотрим еще детальнее впоследствии в свете новых данных о природе единиц, из которых построено ядро.

Таким образом проблема строения атома естественно распадается на две части:

- 1) Строение самого ядра.
- 2) Распределение и способы колебания внешних электронов.

Я не намереваюсь входить сегодня в рассмотрение второго пункта, так как это — весьма обширный предмет, по поводу которого могут существовать различные мнения. Эта сторона проблемы первоначально изучалась Bohr'ом и Nicholson'ом, при чем ими был сделан весьма значительный шаг вперед. Sommerfeld и другие с большим успехом применили общий метод Bohr'a к объяснению тонкой структуры спектральных линий и тех сложных колебаний, которые совершают простые атомы при явлении Штарка. Недавно Langmuir и другие изучали проблему распределения внешних электронов с химической точки зрения. Они подчеркнули важность допущения более или менее кубического расположения электронов в атоме. Не подлежит сомнению, что каждая из этих теорий имеет свою определенную сферу полезного применения; однако наши сведения еще слишком скудны, чтобы согласовать между собой очевидные различия в этих теориях.

Я намереваюсь сегодня обсудить в известных деталях опыты, сделанные с целью пролить свет на строение и устойчивость ядер некоторых простых атомов. Из изучения радиоактивности мы знаем, что ядра радиоактивных элементов частью состоят из ядер гелия с зарядом $2e$. Мы имеем также весьма солидные основания думать, что

¹⁾ Другими словами: один и тот же суммарный заряд может быть воспроизведен путем известного числа различных комбинаций положительных и отрицательных составных частей.

ядра атомов содержат наряду с положительно заряженными частицами, также и электроны и что положительный заряд ядра является избытком общего положительного заряда над отрицательным. Интересно отметить ту весьма различную роль, которую играют электроны во внешних слоях атома и внутри его. В первом случае электроны располагаются сами на известном расстоянии от ядра, определяемом, без сомнения, главным образом зарядом ядра и взаимодействием их собственных полей. Внутри ядра электроны образуют весьма тесную и прочную комбинацию с положительно заряженными единицами. Поскольку мы знаем, именно вне ядра электроны не находятся в устойчивом равновесии. В то время, как внешние электроны, без сомнения, взаимодействуют с ядром как точечные заряды, это не имеет места для электронов внутри ядра. Следует предвидеть, что под влиянием огромных сил внутри последнего электроны сильно деформируются и что силы здесь могут быть совершенно иного характера по сравнению с теми, которых можно ожидать от недеформированного электрона вне атома.

В ядерной теории обыкновенно принималось, что электрические силы и заряды играют наиболее важную роль при определении структуры внутренних и внешних частей атома. Значительным успехом этой теории в объяснении главных явлений является подтверждение общей справедливости этой точки зрения. В то же самое время, если электроны и частицы составляющие ядро, находятся в движении, то должны возникать магнитные поля, которые следует принимать во внимание во всякой полной теории атома. В этом отношении магнитные поля надо считать скорее вторичным, нежели первичным фактором, несмотря на то, что эти поля могут играть существенную роль в условиях равновесия атома.

Размеры ядра.

Мы видели, что в случае атомов с большим ядерным зарядом даже наиболее быстрые α -частицы не могут проникнуть в действительную структуру ядра, так что мы можем лишь оценить максимальные размеры последнего. Однако в случае легких атомов, когда ядерный заряд мал, при центральном ударе с α -частицей, она настолько близко подходит к ядру, что мы можем оценить размеры его и составить некоторое понятие о развивающихся здесь силах. Это лучше всего видно в случае центрального удара между α -частицей и атомом водорода. В этом случае H-атом приходит в настолько быстрое движение, что пробегает в четыре раза больший путь, нежели сталкивающаяся с ним α -частица, и может быть открыт по сцинтилляциям, вызываемым им на экране из сернистого цинка ¹⁾. Автор ²⁾ показал, что эти сцинтилляции вызываются атомами водорода, несущими один положительный заряд и летящими со скоростью, ко-

¹⁾ Marsden, Phil. Mag., vol. 27, p. 824 (1914).

²⁾ Rutherford, Phil. Mag. vol. 37, I и II, p. 538—571 (1919).

торую можно было ожидать по простой теории удара, т. е. со скоростью в 1,6 раза больше скорости α -частиц¹⁾. Соотношение между числом и скоростью этих Н-атомов совершенно отлично от того, которое можно было ожидать, если рассматривать α -частицу и Н-атом как точечные заряды для данных расстояний. В результате столкновения с быстрыми α -частицами получаются Н-атомы, которые обладают мало отличающимися друг от друга скоростями и которые несутся приблизительно по направлению налетающих α -частиц. Отсюда было выведено, что закон обратной пропорциональности квадрату расстояний становится несправедливым, когда ядра приближаются друг к другу на расстояние, меньшее $3 \cdot 10^{-13}$ см. Это может служить указанием на то, что ядра имеют размеры этого порядка величины и что силы между ядрами весьма быстро изменяются по величине и по направлению при сближении на расстояния, сравнимые с обычно принятым диаметром электрона. Было указано, что при таких тесных столкновениях между ядрами развиваются огромные силы и что, вероятно, в течение столкновения структура ядер претерпевает значительную деформацию. Тот факт, что ядро гелия, которое, как можно предположить, состоит из четырех Н-атомов и двух электронов, выдерживает это столкновение, является указанием на его в высшей степени устойчивую структуру. Аналогичные результаты наблюдались при столкновении между α -частицами и атомами азота и кислорода. И здесь атомы, получившие ускорение, представлялись несущимися главным образом в направлении α -частиц, а область, где развивались особые силы, имела тот же порядок величины, как и в случае столкновения α -частицы с водородом.

Не подлежит сомнению, что пространство, занятое ядром, и расстояния, на которых сила становится ненормальной, возрастают вместе

1) Полная чисто механическая теория столкновения α -частиц с легкими атомами была разработана Darwin'ом (Phil. Mag. 27. p. 499, 1914). Для скорости легкого атома после столкновения Darwin получил следующую формулу

$$u = 2V \frac{M}{M+m} \cos \theta,$$

где u — скорость легкого атома после столкновения

V — первоначальная скорость α -частицы

M — масса α -частицы

m — масса легкого атома

θ — угол отклонения легкого атома по отношению к первоначальному направлению α -частицы.

Если удар центральный ($\theta = 0$) и α -частица сталкивается с атомом водорода, ($M = 4$, $m = 1$), то, как легко видеть, предыдущее уравнение дает

$$u = 1,6V$$

Geiger нашел эмпирическую формулу связывающую пробег (R) со скоростью (u)

$$R = ku^3.$$

Пользуясь полученным соотношением между скоростями α -частицы и Н-атома, видим, что пробег Н-атома после столкновения должен быть в 4 раза больше пробега налетающей α -частицы.

Перев.

со сложностью структуры ядра. Следует ожидать, что ядро Н должно быть самым простым из всех, и, если оно является положительным электроном, — оно должно иметь чрезвычайно малые размеры, по сравнению с отрицательными электронами. При столкновении между α -частицами и Н-атомами, α -частицы следует рассматривать, как более сложные структуры.

Диаметр ядра легких атомов, за исключением водорода, имеет порядок величины, вероятно, $5 \cdot 10^{-13}$ см. и при тесном столкновении ядра приходят в контакт а, может быть, даже проникают друг в друга. При таких условиях можно ожидать, что только очень устойчивые ядра выдержат столкновения, и таким образом является в высшей степени интересным исследовать возможность распада ядра.

Частицы с большим пробегом, получающиеся в азоте.

В более ранних статьях, *loc. cit.*, я описал явления, происходящие при тесных столкновениях быстрых α -частиц с легкими атомами вещества, с целью определить, не могут ли подвергаться разложению ядра некоторых легких атомов под влиянием огромных сил, развивающихся при таких тесных столкновениях. В этих статьях было дано доказательство того, что при прохождении α -частиц через сухой азот возникают быстрые частицы, весьма напоминающие по яркости сцинтилляций и дальности проникновения атомы водорода, приведенные в движение под влиянием столкновения с α -частицами. Далее было показано, что эти быстрые атомы, которые появляются только в сухом азоте, но не в кислороде или в угольной кислоте, не могут быть приписаны присутствию водяного пара или другого вещества, содержащего водород, но что они должны возникать при столкновении α -частиц с атомами азота. Число таких сцинтилляций, получаемых в азоте, было мало (приблизительно $\frac{1}{2}$ соответствующего числа в водороде), но оно было в два или три раза больше числа естественных ¹⁾ сцинтилляций источника. Число сцинтилляций, наблюдавшихся в азоте, в среднем было равно числу сцинтилляций, которые наблюдались, когда водород при давлении приблизительно в 6 см. примешивался к кислороду или угольной кислоте при нормальном давлении.

Между тем, как общие признаки указывали на то, что эти атомы с большим пробегом, возникающие в азоте, являются заряженными атомами водорода, первые попытки определить массу этих частиц путем отклонения в сильном магнитном поле не дали определенных результатов.

На основании данных, сообщаемых в моей первой работе, можно

¹⁾ Под „естественными“ („natural scintillation“) Резерфорд понимает те сцинтилляции, которые вызываются Н-частицами, вылетающими из самого источника и, повидимому, являющимися продуктом распада радия С. (См. Rutherford Phil. Mag. 37, p. 537, 1919).

построить несколько теорий относительно этих частиц. Вычисленная величина пробега атома с одним зарядом, приведенного в движение при столкновении с α -частицей с пробегом R см. в воздухе, имеет следующие значения

Масса.	Пробег.
1	3,91 R
2	4,6 R
3	5,06 R
4	4,0 R

Вследствие малого числа и слабости сцинтилляций при условиях этих опытов, пробег быстрых атомов, получающихся из азота, не может быть измерен с достаточной точностью, чтобы сделать определенный выбор между указанными возможностями. Некоторые из моих корреспондентов указывали на вероятность того, что эти быстрые атомы суть первоначальные α -частицы, которые потеряли один из своих двух зарядов при прохождении через азот, т. е. атомы с зарядом 1 и массой 4. Однако нет достаточно ясных причин, почему из всех исследованных элементов азот должен быть единственным, где прохождение быстрых α -частиц ведет к захвату одного электрона.

Однако, если бы условия опыта были таковы, что можно было бы получить достаточное число сцинтилляций, то, по существу, не было бы трудно выбрать одну из этих различных возможностей, изучая отклонение быстрых атомов в магнитном поле. Величина отклонения заряженных атомов магнитным полем, перпендикулярных к направлению их полета, пропорциональна $\frac{e}{mi}$. Предполагая, что эти частицы освобождаются при центральном ударе α -частицы, легко подсчитать относительные значения этой величины для различных масс. Если принять величину $\frac{E}{MU}$ для α -частицы за единицу, то значения $\frac{e}{mi}$ для атомов с одним зарядом и массами 1, 2, 3, 4 будут соответственно 1,25, 0,75, 0,58, 0,50 следовательно H - атомы должны отклоняться больше, чем α - частицы. под влиянием которых они возникают, между тем как атомы с массой 2, или 4 должны отклоняться труднее, нежели первоначальные α - частицы.

По прибытии в Кембридж я приступил к этой проблеме различными путями. Благодаря выбору объектива с большой апертурой, яркость сцинтилляций увеличилась, и тем самым счет сделался легче. Наряду с этим были сделаны опыты с целью получить более мощный источник излучения, пользуясь радием, находившимся в моем распоряжении. Однако, в конце концов, оказалось, по причинам, которые мы не будем здесь обсуждать, что лучше всего получать активный источник излучения в виде радия С способом, описанным в

моей первой работе. ¹⁾ После некоторого числа наблюдений с твердыми соединениями азота, — они будут описаны ниже, — был выработан метод оценки массы частиц, возникающих из азота в газообразном состоянии. Употребление газа для этой цели имело несколько преимуществ перед употреблением твердых соединений азота, ибо не только число сцинтилляций было больше, но и можно было быть уверенным в отсутствии водорода или водородных соединений.

Расположение, принятое окончательно, изображено на рис. 1. Глав-

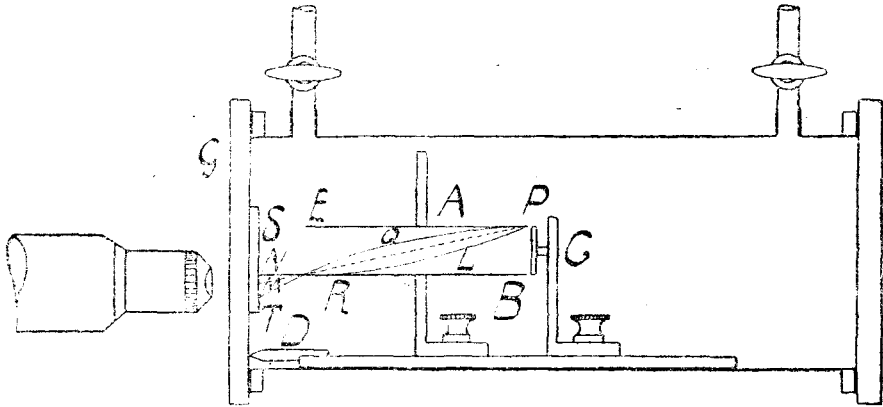


Рис. 1.

ная особенность заключается в употреблении широкой щели, через которую проходили α -частицы. Опыт показал, что отношение числа сцинтилляций на экране, возникающих в газе, к числу естественных сцинтилляций источника быстро возрастает с увеличением ширины щели. Для пластинок, расположенных на один мм. друг от друга, это отношение было меньше единицы, между тем как для пластинок, расположенных на расстоянии 8 мм. друг от друга, оно имело величину от двух до трех. Такое изменение следовало предвидеть теоретически, раз большинство частиц освобождается под углом с направлением полета α -частиц.

Горизонтальные пластинки *A* и *B* имели 6,0 см. длины, 1,5 см. в ширину и были расположены на расстоянии 8 мм. друг от друга. Вблизи от одного конца их был помещен источник *C* с активным налетом радия; вблизи от другого — экран из сернистого цинка. Подставка для источника и щели были расположены в прямоугольном латунном ящике, через который непрерывно протягивался ток сухого воздуха или другого газа во избежание радиоактивного загрязнения. Ящик был расположен между полюсами большого электро-магнита,

¹⁾ В качестве источника α -лучей Rutherford пользовался латунным диском, покрытым активным налетом радия. Способ активирования весьма подробно описан в работе, о которой упоминает Rutherford (Phil. Mag. 37, p. 547 (1919), § 3. Source of radiation). Активность (по γ -лучам) источника колебалась между 5 и 80 mgr Ra.

так что равномерное поле шло параллельно плоскости пластинок и перпендикулярно к их длине. Наконечник D длиной в 1,2 см. был расположен между экраном и концом пластинок с целью увеличить величину отклонения лучей выходящих из щели. Экран из сернистого цинка S был расположен на стеклянной пластинке, закрывавшей ящик с одного конца; расстояние между источником и экраном было 7,4 см. Атомы кислорода или азота, получившие ускорение и обладавшие пробегом в 9 см., могли задерживаться алюминиевым экраном, с задерживающей силой, эквивалентной 2 см. воздуха; экран этот был расположен у конца пластинок A, B .

При такой ширине щели нельзя было отклонить весь широкий пучок в сторону. Измерялось отклонение излучения, исходящего приблизительно от края щели. С этой целью важно было наблюдать сцинтилляции в определенной точке экрана вблизи от M . Метод фиксации микроскопа был следующий: источник C устанавливался на своем месте, и воздух выкачивался до давления нескольких см. Без поля край пучка определялся прямой линией PM , пересекающей экран в M . Микроскоп, располагался так, чтобы пограничная линия сцинтилляций представлялась выше горизонтальной нити микроскопа.

При возбуждении магнита, отклонявшего лучи вниз (так называемое $+$ поле), путь крайних α -частиц изображался кривой $PLNR$, пересекающей экран в N , так что пограничная линия сцинтилляций представлялась в поле зрения смещенной вниз. При перемене направления поля (так наз. — поле) путь предельной α -частицы $PQRT$ пересекал экран в T , и полоса сцинтилляций представлялась смещенной вверх. Сила магнитного поля подбиралась так, чтобы при отрицательном поле сцинтилляции представлялись рассеянными по всему экрану, а при положительном поле их граница была расположена непосредственно над горизонтальной нитью. Вид поля зрения в микроскопе в этих двух случаях изображен на рис. 2, где точками представлена приблизительно плотность распределения сцинтилляций. Горизонтальные границы поля зрения создавались прямоугольным отверстием пластинки, расположенной в плоскости креста нитей. Горизонтальная нить, которая пересекала поле зрения, была видна в условиях счета и позволяла, если это нужно было, определять относительное число сцинтилляций двух половин поля. Так как число сцинтилляций в действительных условиях опыта с азотом было слишком мало, чтобы можно было прямо отметить границы сцинтилляции, то для оценки отклонения лучей нужно было определять отношение числа сцинтилляций при $+$ поле и при — поле.

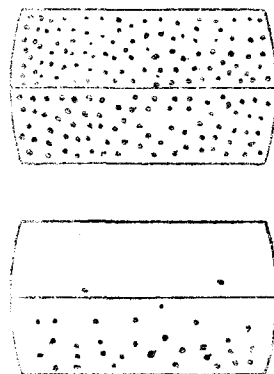


Рис. 2.

Положение микроскопа и сила магнитного поля в большинстве

опытов выбирались так, чтобы это отношение равнялось приблизительно $\frac{1}{3}$. Предварительные наблюдения показали, что оно чувствительно к изменению поля; таким образом получается подходящий метод для оценки относительного отклонения лучей.

После того, как фиксировалось положение микроскопа, через аппарат начинал непрерывно протягиваться ток сухого воздуха. Поглощающий экран устанавливался в положении E , чтобы задерживать атомы N и O с пробегом 9 см. Затем систематически считалось число сцинтилляций для двух направлений поля, и, если нужно было, вводилась поправка на слабое радиоактивное загрязнение экрана. Отклонение неизвестных лучей непосредственно сравнивалось с отклонением известных α -лучей. С этой целью источник и поглощающий экран удалялись, и на месте источника ставилась такая же пластинка, покрытая небольшим количеством активного налета тория. α -частицы тория C с пробегом 8,6 см., пройдя в воздухе путь 7,4 см., возбуждали яркие сцинтилляции на экране. Отношение числа сцинтилляций при $+$ и $-$ полях определялось как прежде.

Ниже дан пример подобного сравнения. При токе в 4 ампера в обмотке электромагнита упомянутое отношение для частиц из азота было 0,33. Соответствующее отношение для α -частиц тория C было 0,44 — при токе в 4 ампера в обмотке электромагнита и 0,31 — при токе в 5 ампер. Отсюда видно, что в среднем частицы, выделяющиеся из азота, отклоняются в данном поле больше, нежели α -частицы тория C . Однако, для того, чтобы сделать количественное сравнение, необходимо принять во внимание уменьшение скорости лучей при прохождении через воздух. Величина $\frac{mv}{e}$ для α -лучей тория C с пробегом 8,6 см. известна: она равна $4,28 \cdot 10^5$. Так как лучи, прежде чем попасть на экран, проходят в равномерном поле 7,4 см. в воздухе, то действительное отклонение соответствует α -лучам в пустоте, для которых $\frac{mv}{e}$ приблизительно равно $3,7 \cdot 10^5$. Если считать, что отклонение α -частиц при токе 4,8 ампера то же самое, как и для азотных частиц при токе 4 ампера (отношение полей 1,17), то получается, что среднее отклонение азотных частиц при данных условиях опыта соответствует лучам в вакууме, для которых величина $\frac{mv}{e}$ равна $3,1 \cdot 10^5$.

Если принять во внимание, что частицы возникают во всем объеме газа между пластинками, что их распределение неизвестно, а также что частицы выбрасываются в среднем под углом к налетающим α -частицам, то опытных данных недостаточно для того, чтобы вычислить среднюю величину $\frac{mv}{e}$ для какой бы то ни было массы выбрасываемых частиц. Повидимому, большинство частиц, которые возбуждают сцинтилляции, возникает в первых нескольких сантиметрах воздуха, прилегающего к источнику. Действительное отклоне-

ние данных частицы магнитным полем должно зависеть от расстояния места ее возникновения от источника. Эти факторы, очевидно, стремятся уменьшить среднее отклонение частиц по сравнению с той величиной, которую имело бы это отклонение, если бы частицы выбрасывались с постоянной скоростью из самого источника. Допуская, что поправка на уменьшение скорости частиц с большим пробегом при прохождении через воздух составляет 10%, получим, что среднее значение $\frac{mv}{e}$ приблизительно равно $3,4 \cdot 10^5$. Так как величина $\frac{MV}{E}$ для α -частиц радия C равна $3,98 \cdot 10^5$, то, при данных условиях опыта, среднее значение $\frac{mv}{e}$ для азотных частиц меньше, нежели для α -частиц, которые их производят.

Из данных, приведенных ранее, следует, что это может быть только в том случае, если масса частиц сравнима с массой атома водорода, ибо частицы с одним зарядом и массой 2,3 или 4 должны испытывать меньшее отклонение, нежели α -частицы. Таким образом, результаты опытов дают весьма сильное доказательство того, что частицы, освобожденные из азота, суть атомы водорода.

Однако, гораздо более решительное доказательство этого можно получить, сравнивая отклонение азотных частиц с отклонениями H -атомов, при одинаковых условиях. С этой целью в газометре была собрана смесь приблизительно одного объема водорода с двумя объемами углекислоты, и эта смесь протягивалась вместо воздуха через аппарат. Пропорция смеси обоих газов была выбрана так, чтобы задерживающая способность смеси для α -лучей была такая же, как и у воздуха. При этих условиях H -атомы, подобно азотным частицам, возникали во всем объеме газа, и, вероятно, относительное распределение атомов вдоль пути α -лучей не слишком разнилось от распределения азотных частиц. Если азотные частицы суть H -атомы, то мы должны ожидать, что среднее отклонение их будет приблизительно тем же самым как и у H -атомов, освобожденных из данной смеси. Ряд тщательных опытов показал, что отношение числа сцинтилляций при $+$ и $-$ полях одинаковой величины в обоих этих случаях были настолько близки друг к другу, что нельзя было опытом различить друг от друга оба случая. Так как в том и другом случае опыты производились в насколько возможно тождественных условиях, то равенство отношений показывает, что частицы с большим пробегом, освобожденные из азота, являются атомами водорода. Возможность, что эти частицы обладают массой 2, 3 или 4, определенно исключается.

В предыдущей работе я показал, что частицы с большим пробегом, наблюдавшиеся в сухом воздухе и в чистом азоте, должны возникать из самих атомов азота. Таким образом ясно, что некоторые атомы азота разрушаются при столкновениях с быстрыми α -частицами и что при этом возникают быстрые атомы положительно заряженного водорода.

Отсюда надо заключить, что заряженный атом водорода является одним из компонентов ядра азота.

В то время, как уже давно было известно, что гелий является продуктом непрерывной трансформации некоторых радиоактивных элементов, вопрос о возможности разрушения структуры устойчивых атомов искусственным путем находился в неопределенном положении. Здесь впервые было получено доказательство того, что водород является одним из компонентов ядра азота. Следует принять во внимание, что общее количество азота, распадающегося под влиянием α -частиц, чрезвычайно мало. Действительно, в среднем только одна α -частица, приблизительно из 300.000 может подойти достаточно близко к ядру азота, чтобы освободить атом водорода с энергией, которой хватит для того, чтобы его можно было открыть при помощи сцинтилляций. Если бы даже все α -излучение одного грамма радия было поглощено газообразным азотом, объем освободившегося водорода составлял бы всего $\frac{1}{300.000}$ гелия, образованного его α -частицами, т.-е. был бы равен 5.10^{-4} куб. мм. в год. Возможно, что при столкновении с α -частицей водород способен освобождаться без достаточной скорости, чтобы его можно было открыть сцинтилляциями. Если это окажется так, то общее количество разложившегося вещества может быть значительно больше, нежели приведенная выше величина.

Опыты с твердыми соединениями азота.

Сообщим теперь вкратце об опытах с твердыми соединениями азота. Так как освобождение частиц из азота есть явление чисто атомное, то следует ожидать, что подобные частицы должны освобождаться и из соединений азота в количестве пропорциональном его содержанию. Чтобы это проверить и чтобы изучить природу этих частиц, были исследованы некоторые соединения, богатые азотом. Я употреблял следующие вещества, приготовленные со всей возможной тщательностью, чтобы исключить присутствие водорода в какой бы то ни было форме:

1) азотнокислый бор, любезно приготовленный для меня W. J. Schutt'ом в Манчестерском университете;

2) азотнокислый натрий, азотно-кислый титан, парацнан, любезно приготовленный для меня сэром William'ом Pore и его ассистентами.

Аппарат, употреблявшийся при этих опытах, был сходен с изображенным на рис. 1, с тою только разницей, что пластинки имели 4 см. в длину. Материал в виде порошка насыпался по возможности равномерно при помощи тонкого сита на алюминиевую пластинку площадью приблизительно в 2 кв. см. Вес алюминиевой пластинки составлял приблизительно 6 мгр. на кв. см.; обычно приходилось от 4 до 5 мгр. вещества на кв. см. Задерживающая способность алюминиевой пластинки для α -частиц соответствовала приблизительно 3—4 см. воздуха, а материал брался в таком количестве, что его задерживающая спо-

способность в среднем была та же самая, что и для алюминия. Для того, чтобы вещество пристало к пластинке, сперва наливался слой алкоголя, затем быстро насыпалось вещество, и пластинка просушивалась.

Опыт показал, что при таком употреблении алкоголя, не вводится заметного загрязнения водородом. Экран из сернистого цинка был расположен вне камеры, тесно прилегая к алюминиевой пластинке с задерживающей способностью эквивалентной 5,2 см. воздуха, закрывавшей отверстие в конце латунного ящика. Алюминиевая пластинка с веществом располагалась затем так, что она закрывала конец щели, обращенный к источнику, причем были приняты предосторожности, чтобы не стряхнуть вещество. Воздух выкачивался, и считалось число сцинтилляций при двух положениях пластинки:

- 1) когда вещество было обращено к источнику и
- 2) когда пластинка была перевернута и вещество обращено к щели.

В первом случае α -частицы попадали прямо в исследуемое вещество; в последнем случае α -частицы падали на вещество только после того, как их пробег был уменьшен приблизительно на половину и когда их способность освобождать быстрые атомы была сильно уменьшена. Этот метод имеет то большое преимущество, что он избавляет от необходимости вводить поправку на неодинаковое поглощение Н-частиц источника в различных опытах.

Таким образом было найдено, что все исследованные соединения азота давали большее число сцинтилляций в положении первом. Природа частиц, вызывавших эти сцинтилляции, была исследована методом, подобным тому, который употреблялся в случае азота (газообразного), причем было произведено непосредственное сравнение отклонения этих частиц (с отклонением Н-атомов, освобожденных из парафиновой пленки, расположенной на месте соединений азота. Во всех опытах оказалось, что частицы отклоняются так же, как и Н-атомы из парафина, причем нельзя было обнаружить и следов частиц с массой 2 или 4.

Для пленок с одинаковой средней задерживающей способностью для α -лучей можно было легко подсчитать по правилу Bragg'a, что относительная задерживающая способность азота в соединениях будет 0,67 для VN, 0,74 для C_2N_2 , 0,40 для азотнокислого титана; задерживающая способность для азотнокислого натрия при этом принимается за единицу. Так как выбрасывание частиц с большим пробегом из азота есть атомное явление, то следует ожидать, что число сцинтилляций за вычетом поправки на естественные сцинтилляции источника, должно быть пропорционально приведенным выше относительным значениям задерживающей способности. Наблюдения с азотнокислым натрием и азотнокислым титаном вполне подтвердили это, и число азотных частиц с большим пробегом вполне соответствовало приведенным числам и оказалось приблизительно таким, как можно было ожи-

дать из опытов с газообразным азотом. С другой стороны, азотнокислый бор и парацiana дали в $1\frac{1}{2}$ —2 раза большее число частиц, чем можно было ожидать теоретически. В этих опытах были приняты все предосторожности, чтобы избежать присутствия водорода и водяных паров. Перед употреблением алюминиевые пластинки прогревались в выкачанной кварцевой трубке почти до точки плавления, чтобы изгнать водород и другие газы. Исследуемые пленки держались в эксиккаторе и прогревались в электрической печи перед тем, как быть перенесенными в прибор. Было проделано несколько контрольных опытов с препаратами не содержащими азота, напр., с чистым графитом и кремнеземом, которые были любезно приготовлены для меня сэром William'ом Роу. В обоих случаях число сцинтилляций, наблюдавшееся тогда, когда вещество было обращено к источнику α -лучей, было действительно меньше, нежели в том случае, когда пластинка была перевернута. Это указывает на то, что некоторое количество Н-атомов освобождается α -лучами из прогретого алюминия. Таким образом контрольные опыты дали удовлетворительные результаты, так как они показали, что Н-атомы не появлялись в веществах, не содержащих азота; в то же время они показали, что Н-атомы не возникали в заметном количестве из углерода, кремния или кислорода.

Увеличенный эффект в азотнокислом боре и парациане естественно внушает подозрение, что эти препараты содержат некоторое количество водорода, хотя и были приняты все предосторожности, чтобы избежать его. В случае азотнокислого бора еще неизвестно, не испускает ли сам бор Н-атомы. Это обстоятельство пока еще не исследовано. В виду такой неопределенности опыты с твердыми соединениями азота были оставлены на время, и были проделаны уже описанные эксперименты с газообразным азотом.

Интересно отметить, что нужно значительное загрязнение водородом, чтобы получить то число Н-атомов, которое наблюдалось в этих соединениях. В случае азотнокислого натрия на грамм вещества должно приходиться по крайней мере 50 куб. см. водорода. Я склонен думать, что Н-атомы, освобожденные α -лучами из азотнокислого натрия, обусловлены главным образом, если не вполне, азотом, а в случае парациана часть эффекта вызывается, вероятно, присутствием водорода или какого-нибудь его соединения. Я надеюсь впоследствии исследовать этот вопрос более детально.

Атомы с малым пробегом, возникающие в кислороде и азоте.

Кроме Н-атомов с большим пробегом, освобождаемых из азота, при прохождении α -частиц через кислород и через азот возникают в гораздо большем числе быстрые атомы, которые имеют пробег в воздухе приблизительно 9 см., в то время как пробег налетающих α -частиц составляет 7 см. Метод определения пробега и числа этих

атомов был изложен в одной из предыдущих работ ¹⁾. В ней было показано, что эти атомы возникают при прохождении α -частиц через газ. Как раз за пределами пробега α -частиц радиуса S сцинтилляции оказались ярче сцинтилляций, вызываемых H -атомами и более похожими на сцинтилляции, вызываемые α -частицами.

За отсутствием определенных сведений о природе этих атомов предварительно было сделано предположение, что это суть атомы кислорода или азота, несущие один заряд и приведенные в быстрое движение под влиянием тесного столкновения с α -частицами, так как наблюдаемый пробег этих частиц приблизительно согласовался с пробегом, вычисленным при этих предположениях. В то же самое время было указано, что совпадение пробегов атомов O и N является неожиданным, ибо следовало предвидеть, что пробег N -атомов должен быть на 19% больше, нежели у O -атомов. Что эти быстрые атомы могут оказаться обломками распавшихся атомов, представлялось возможным и тогда, но до самого последнего времени я не видел никакого метода для постановки этого вопроса ²⁾.

Как только применение широкой щели увенчалось успехом при разрешении вопроса о природе частиц с большим пробегом, возникающих в азоте, были сделаны опыты, с тем же самым аппаратом и тем же самым методом, с целью исследовать природу частиц с малым пробегом, возникающих в O и N .

Определим сначала относительное отклонение, которое можно ожидать для O -атома, приведенного в движение центральным столкновением с α -частицей. Скорость O -атома после столкновения равняется $\frac{2}{5} V$, где V есть скорость налетающей α -частицы. Величина $\frac{mi}{e}$ для O -атома, несущего один заряд, как легко видеть, в 3,1 раза больше, чем для α -частицы перед столкновением. Следовательно, O -атом с одним зарядом должен отклоняться труднее, нежели α -частица; то же самое будет и в том случае, когда O -атом несет два заряда.

Для проверки этого применялся тот самый аппарат, который изображен на рис. 1. Источник располагался на расстоянии 7,4 см. от экрана из сернистого цинка, наконечники длиной в 1,2 см. употреблялись, как прежде, для увеличения отклонения лучей. В случае кислорода сцинтилляции, наблюдавшиеся на экране, вызывались O -атомами с малой пропорцией H -атомов из самого источника. В случае воздуха сцинтилляции на экране вызывались частью N -атомами, частью O -атомами и частью H -атомами из источника и азота. Действительное число N -атомов с коротким пробегом представлялось меньше, нежели O -атомов при аналогичных условиях.

¹⁾ Rutherford, Phil. Mag. 37, III, p. 571 (1919).

²⁾ Mr. G. S. Fulcher (National Research Council, USA) в письме ко мне высказал предположение, что, быть может, это суть α -частицы.

Положение микроскопа фиксировалось, как прежде, таким образом, чтобы получилось подходящее отношение для числа сцинтилляций при перемене направления магнитного поля. Это отношение изменялось вместе с положением микроскопа и в действительных опытах колебалось между 0,2 и 0,4.

Прежде всего сразу стало очевидно, что атомы, возникающие в O , вместо того, чтобы отклоняться меньше α -частиц, как это должно бы быть, если бы они были O -атомами, отклонялись больше. Это обстоятельство сразу исключало возможность того, что здесь мы имеем дело с атомами кислорода, несущими один или два заряда. Так как гелий выбрасывается при многих радиоактивных превращениях, то можно было ожидать, что он является одним из компонентов легких атомов и освобождается при интенсивных столкновениях. Отклонение атомов, возникающих из O , было, однако, значительно больше того, которое можно было бы истолковать таким образом. Чтобы проверить этот пункт в заключениях из опытов, сделанных с кислородом, источник α -частиц (активный налет радия) был заменен пластинкой, подвергавшейся действию эманации тория, и исследовалось отклонение α -лучей тория C с пробегом 8,6 см. Если бы α -частицы выбрасывались из O -атомов вблизи от источника, они должны были бы отклоняться так, как α -частицы с пробегом в 9 см.; если же они возникали бы в конце пробега α -лучей, величина отклонения не должна была бы превосходить того, которое испытали бы α -частицы с пробегом в 7 см., т. е. эта величина должна бы быть приблизительно на 9% больше, чем в первом случае. Даже, если предположить, что частицы освобождались равномерно вдоль пути α -лучей и двигались по тому же самому направлению, как и налетающие на них α -частицы, то средняя величина отклонения не должна бы отличаться больше, чем на 5% от средней величины отклонения α -частиц тория C . Если же принять во внимание, что некоторые из атомов освобождались под углом к налетающим α -частицам, то средняя величина отклонения пучка должна бы быть еще меньше и, по всей вероятности, меньше, нежели для α -частиц тория C . В действительности наблюдаемое отклонение было приблизительно на 20% больше, свидетельствуя о том, что гипотеза, в силу которой атомы, возникающие из O , суть заряженные атомы гелия, является совершенно неверной.

Если бы атомы из O были H -атомами, они отклонялись больше, чем α -частицы, но тогда они должны бы иметь пробег 28 см. вместо наблюдавшегося в действительности 9 см. Таким образом ясно, что эти атомы должны иметь массу промежуточную между 1 и 4; из обсуждения же величины пробега этих частиц и их отклонения ясно, что эти атомы несут две единицы заряда.

Для того, чтобы сделать более решительную проверку, отклонение атомов, возникающих в O в положительном и отрицательном поле определенной величины, непосредственно сравнивалось с отклонением H -атомов из смеси водорода с углекислотой, взятых

в отношении одного к двум по объему. Для того, чтобы полностью поглотить O -атомы из CO_2 , перед экраном из сернистого цинка располагался алюминиевый листок так, чтобы общее поглощение между источником и экраном соответствовало бы слегка большей величине, нежели поглощение 9 см. воздуха. В обоих опытах исследуемые атомы возникали в газе между пластинками и, вероятно, относительное распределение их вдоль пути α -лучей заметно не отличалось в том и другом случае.

Искомые отношения при перемене направления поля в обоих опытах оказались приблизительно одинаковыми, но в среднем, из нескольких опытов, выяснилось, что H -атомы отклоняются немного больше, чем атомы, возникающие в O . Из нескольких опытов было сделано заключение, что разница отклонения, в среднем, не превосходит 5%, хотя по характеру наблюдений трудно было фиксировать эту разницу сколько-нибудь определенно.

На основании этих данных и величины пробега атомов, возникающих в O и в воздухе, мы можем вывести массу частиц, освобождаемых из кислорода.

Пусть m равняется массе атома, возникающего в O ,
 u — его максимальной скорости вблизи от источника,
 E — его заряду.

Пусть M , V , E суть соответствующие величины для налетающих α -частиц и m' , u' , e — те же величины для H -атомов, освобождаемых вблизи от источника.

Принимая во внимание, что скорость частиц, возникающих из O , с пробегом в 9 см. постоянно уменьшается при прохождении слоя кислорода в 7,4 см. между источником и экраном, легко подсчитать, что среднее отклонение этих частиц пропорционально $1,14 \frac{E}{mu}$, а не

$\frac{E}{mu}$, как это имеет место в вакууме.

Подобным же образом отклонение H -атома пропорционально $1,05 \frac{e}{m'u'}$, при чем в этом случае поправка на изменение скорости меньше и оценивается приблизительно в 5%. Далее мы видели, что экспериментальные результаты показывают, что атомы, возникающие из O , отклоняются на 5% меньше, чем H -атомы, следовательно

$$1,14 \frac{E}{mu} = 1,05 \frac{e}{m'u'} = 1,25 \frac{E}{MV}$$

или

$$1,14MV = 1,25mu, \quad (1)$$

так как было вычислено и подтверждено на опыте, что отклонение H -атомов в магнитном поле в 1,25 раза больше отклонения α -частицы, приведенной в движение (см. ст. II, loc. cit.). Точно так же в предм-

дущей работе (ст. III) я указал причины, в силу которых надо считать, что пробег x массы m , имеющей начальную скорость u и несущей двойной заряд, выражается формулой

$$\frac{x}{R} = \frac{m}{M} \left(\frac{u}{V} \right)^3,$$

где R есть пробег α -частицы с массой M и скоростью V . Так как $x = 9,0$ см. для атомов, возникающих в O и приводимых в движение при столкновении с α -частицей радиуса C с пробегом в 7 см., то

$$\frac{x}{R} = 1,29,$$

и, полагая $M = 4$, получим

$$mu^3 = 5,16V^3. \quad (2)$$

Формула этого типа была выведена для пробега H -атома и все говорит за то, чтобы считать ее вполне точной вообще для такого короткого интервала пробегов.

Из формул (1) и (2) получаем

$$\begin{aligned} u &= 1,19V, \\ m &= 3,1. \end{aligned}$$

Если принять во внимание трудность получения точных данных, то величина 3,1 указывает на то, что атом обладает массой приблизительно 3, и эту величину следует считать вероятной при дальнейших рассуждениях.

Когда вместо кислорода брался воздух, то нельзя было обнаружить никакой разницы в отклонении атомов с коротким пробегом в том и другом случае. Так как атомы с небольшим пробегом, возникающие в воздухе, обязаны своим происхождением, главным образом, азоту, то мы можем заключить, что эти атомы, освобождаемые при прохождении α -частиц через азот или кислород, состоят из атомов с массой 3, несущих двойной заряд и первоначально выбрасываемых со скоростью $1,19V$, где V есть скорость налетающих α -частиц ¹⁾.

Повидимому, трудно избежать заключения, что эти атомы с массой 3 освобождаются из атомов кислорода или азота в результате интенсивного столкновения с α -частицами. Таким образом можно предположить, что атомы с массой 3 являются компонентами ядер как кислорода, так и азота. Мы уже раньше показали, что водород является также одним из компонентов ядра азота. Таким образом ясно, что ядро азота может быть разложено двумя путями,—либо путем выбра-

¹⁾ Акад. А. Ф. Иоффе, лично беседовавший с Rutherford'ом, летом этого года, сообщил нам, что Rutherford в настоящее время уже не настаивает на этом заключении.

сывания H -атомов, либо путем выбрасывания атомов с массой 3 и с двумя зарядами. Далее, так как эти атомы с массой 3 в 5—10 раз более многочисленны, чем H -атомы, то представляется, что эти две формы распада независимы друг от друга и не одновременны. Так как столкновения очень редки, то в высшей степени невероятно, чтобы отдельные атомы подвергались обоим типам разложения.

В виду того, что частицы, выбрасываемые из O и N , возникают не у самого источника, но вдоль пути α -частиц, трудно определить их массу и скорость с желаемой точностью. Чтобы обойти этот недостаток, были сделаны попытки определить отклонение O -атомов, освобождаемых из слюдяной пластинки, расположенной за источником. Благодаря присутствию водорода в слюде H -атомы, падающие на экран, были так многочисленны по сравнению с O -частицами, и их отклонения при данных условиях опыта были настолько близки, что трудно было различить эти атомы друг от друга.

Вопрос об энергии.

При тесных столкновениях между α -частицей и атомом законы сохранения энергии и момента остаются в силе ¹⁾. Однако, в тех случаях, когда атомы распадаются, мы не можем с необходимостью ожидать, что эти законы должны иметь место, если мы не примем во внимание изменение энергии и момента атома вследствие его распада.

В случае, когда из ядра азота выбрасывается атом водорода, имеющиеся данные недостаточны для того, чтобы судить об этом, ибо мы не знаем определенно ни скорость атомов, ни скорость α -частицы после столкновения.

Если справедливо наше предположение, что из O и N атомов выделяются атомы с массой 3, то легко подсчитать, что в результате такого распада должен получиться небольшой выигрыш в энергии. В самом деле, если масса выбрасываемого атома равна точно трем, скорость его $1,20 V$, где V есть скорость налетающей α -частицы, то

$$\frac{\text{энергия освобожденного атома}}{\text{энергия } \alpha\text{-частицы}} = \frac{3 \cdot 1,44}{4} = 1,08$$

Таким образом получается выигрыш в энергии движения в 8%, при чем мы совершенно не принимаем во внимание последующее движение распавшегося ядра и α -частицы. Эта излишняя энергия должна заимствоваться из ядра азота или кислорода так же, как энергия движения α -частицы при освобождении из радиоактивного атома.

Для расчета рассмотрим центральный удар между α -частицей и атомом с массой 3. Скорость последнего равняется $\frac{8}{7}V$, где V есть скорость α -частицы, а его энергия составляет 0,96 первоначальной

¹⁾ Rutherford Phil. Mag., 37, p. 562 (1919).

энергии α -частицы. Без сомнения, в случае действительного столкновения с O или N атомом, при котором освобождается атом с массой 3, α -частица так же, как и атом с массой 3, уже на своем пути находится под влиянием поля ядра. При таких условиях следует ожидать, что не только α -частица отдает 0,96 своей энергии освобождающемуся атому, но последний приобретает еще излишек энергии, в зависимости от отталкивающего поля ядра.

При нашем незнании строения ядра и природы сил в непосредственной близости от него нежелательно заниматься спекуляциями относительно механизма столкновения. Однако, можно получить дальнейшие сведения в этой области, изучая пути α -частиц через кислород или азот при помощи известного метода С. Т. R. Wilson'a. В предыдущей работе ¹⁾ я анализировал фотографии Wilson'a, где имеется внезапное изменение направления пути в 43° и, кроме того, маленькое ответвление в виде короткой шпоры. Я показал, что относительные длины путей α -частицы и шпоры, грубо говоря, согласуются с представлением, что шпора эта вызвана атомом кислорода, получившим ускорение. Это вполне вероятно, ибо факты показывают, что атомы с массой 3 после освобождения летят приблизительно по направлению α -частицы, а косой удар может и не вызвать распада атома.

Недавно D-r Schimizu в Кавендишевской лаборатории разработал видоизменение аппарата Wilson'a, в котором расширения могут периодически повториться несколько раз секунду, так что можно наблюдать пути нескольких частиц в течение достаточного времени. При таких условиях как Schimizu, так и я сам видели, как выглядят изломанные пути α -частиц, где длины обеих ветвей были между собою соизмеримы. Подобные наблюдения непосредственно глазом недостаточно определены, чтобы относиться к ним с большим доверием. Поэтому Schimizu выработал расположение с целью получать фотографии, так что пути можно рассматривать детально на досуге. Таким образом можно надеяться получить ценные сведения об условиях, которые определяют распад атома, и об относительной энергии, сообщаемой трем системам, участвующим в этом распаде, т.е. α -частице, освобождающемуся атому и остаточному ядру.

Пока у нас нет определенных сведений об энергии α -частицы, необходимой для того, чтобы вызвать распад, но общие данные указывают, что быстрые α -частицы с пробегом приблизительно в 7 см. оказывают большее действие, чем α -частицы с пробегом приблизительно в 4 см. Это не связано непосредственно с действительной энергией, необходимой для того, чтобы вызвать распад самого атома, но скорей связано с невозможностью для более медленных α -частиц, под влиянием отталкивающего поля, приблизиться достаточно близко к ядру, чтобы вызвать его распад. Возможно, что действительная энер-

¹⁾ Rutherford Phil. Mag. 37, p. 577 (1919).

гия, необходимая для распада атома, мала по сравнению с энергией α -частицы.

Если это так, то и другие агенты с меньшей энергией, нежели α -частица, могут вызвать распад. Например, быстрый электрон может приблизиться к ядру с достаточной энергией, чтобы вызвать его распад, ибо он движется в притягивающем, а не отталкивающем поле, как α -частица. Равным образом проникающие γ -лучи могут обладать достаточной энергией, чтобы вызвать распад. Таким образом весьма важно проверить, нельзя ли разложить кислород, азот или другие элементы влиянием быстрых катодных лучей, получающихся в разрядной трубке. В случае кислорода и азота это можно проверить просто, наблюдая, не появляется ли спектр, близко напоминающий спектр гелия после интенсивной бомбардировки соответствующего вещества электронами. Подобные опыты начаты доктором Ishida в Кавендишевской лаборатории, при чем приняты предосторожности в виде прогрева до высокой температуры трубки, сделанной из особого стекла и электродов, чтобы с уверенностью удалить окклюдированный гелий, который мог быть первоначально в веществе. Гелий раньше наблюдался в разрядных трубках несколькими исследователями и приписывался окклюдированным газам, освобождаемым при бомбардировке катодными лучами. Исследование действительного происхождения гелия в этих случаях в высшей степени трудно. Однако, новейшие усовершенствования в технике разрядных трубок облегчают возможность дать определенный ответ на этот важный вопрос.

Свойства нового атома.

Мы показали, что атомы с массой приблизительно 3 и с двумя положительными зарядами освобождаются α -частицами как из азота, так и из кислорода. Естественно предположить, что эти атомы являются независимыми единицами в структуре обоих газов. Вероятно, этот заряженный атом в течение своего полета является только ядром нового атома без внешних электронов; поэтому мы можем предвидеть, что если придать этому новому атому два отрицательных электрона, то он должен, по своим физическим и химическим свойствам, быть вполне тождественным с гелием, но с массой 3 вместо 4. Мы должны ожидать, что спектры гелия и этого изотопа должны быть весьма близкими друг к другу, но вследствие заметной относительной разницы в массах смещение линий должны быть больше, нежели в случае изотопов тяжелых элементов вроде свинца.

Следует вспомнить, что Bourget, Fabry и Buisson ¹⁾, на основании изучения ширины линий в спектре туманностей, заключили, что этот спектр вызывается элементом с атомной массой в круглых числах 2,7 или 3. Однако, с современной точки зрения трудно предположить, что спектр так называемого небулия может быть вызван элементом с ну-

¹⁾ Bourget, Fabry et Buisson. C. R. 6 апреля и 18 мая 1914.

клеарным зарядом 2, если не считать, что спектры при условиях, существующих в туманностях, совершенно отличаются от спектров, наблюдаемых в лабораториях. Возможное происхождение спектра небуля обсуждалось Nicholson'ом ¹⁾ на совершенно других линиях, и в настоящий момент не легко видеть как могут быть связаны новые атомы, возникающие в кислороде или азоте, с веществом туманностей.

Так как, вероятно, большая часть обычного гелия так или иначе образовалась при превращениях радиоактивных веществ, а эти последние, поскольку мы знаем, всегда дают гелий с массой 4, то нет оснований ожидать, чтобы можно было найти изотоп гелия с массой 3 в обычном гелии. Однако, в высшей степени интересно исследовать, не может ли присутствовать этот изотоп в тех случаях, когда кажущееся присутствие гелия трудно связать с радиоактивными веществами; такой случай мы имеем, например, в берилле, на что было обращено внимание Strutt'ом ²⁾. Это предположение основано на допущении, что атом с массой 3 устойчив. Тот факт, что он выдерживает интенсивные возмущения в своей структуре при тесном столкновении с α -частицей, указывает на то, что он является образованием, трудно поддающимся разрушению внешними силами.

Строение ядра и изотопы.

При обсуждении возможного строения элементов естественно предположить, что они построены, в конечном счете, из ядер водорода и электронов. С этой точки зрения ядро гелия состоит из четырех ядер водорода и двух отрицательных электронов, так что результирующий заряд равен двум. Обыкновенно предполагают, что тот факт, что масса атома гелия—3,997, если считать кислород за 16,—меньше, чем масса четырех атомов водорода (4,032), обусловлен тесным взаимодействием полей в ядре, которое проявляется в том, что это ядро обладает меньшей электромагнитной массой, чем сумма масс его индивидуальных компонентов. Sommerfeld ³⁾ заключил из этого факта, что ядро гелия должно обладать весьма устойчивой структурой по отношению к силам, стремящимся его разрушить. Это заключение находится в согласии с опытом, ибо ни разу не было обнаружено разрушение гелия быстрыми α -частицами, которые были способны разрушить ядра азота и кислорода. В своих последних опытах с изотопами обыкновенных элементов Aston ⁴⁾ показал, что в пределах точности опыта массы исследованных изотопов выражаются целыми числами, если массу кислорода принять за 16. Единственное исклю-

¹⁾ Nicholson. Roy. Astr. Soc., v. 72, № 1, p. 49 (1911); v. 74, № 7, p. 623 (1914).

²⁾ Strutt. Proc. Roy. Soc. A., v. 80, p. 572 (1908).

³⁾ A. Sommerfeld. Atombau und Spektrallinien, p. 533, Vieweg und Sohn, 1919 [2. Aufl., 1921, pp. 566 и след. Перев.].

⁴⁾ Aston. Phil. Mag. 38, p. 707 (1919); 39, p. 449 и 611 (1920) [Nature, 9 дек. 1920, p. 408 Перев.].

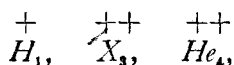
чение составляет водород, масса которого равна 1,008, в согласии с наблюдениями химиков. Это не исключает возможности того, что водород является первичным веществом, из которого построены ядра, но указывает на то, что либо группировка водородных ядер и электронов такова, что средняя электромагнитная масса близка к единице, либо,—и это является более вероятным,—что вторичные единицы, из которых главным образом построен атом, т.е. гелий или его изотоп, имеют массу близкую к целому числу, если массу кислорода принять за 16.

Пока что экспериментальные наблюдения не позволяют решить, обладает ли новый атом массой равной в точности 3, но, по аналогии с гелием, мы можем ожидать, что ядро нового атома состоит из трех H -ядер и одного электрона и что оно имеет массу более близкую к трем, нежели сумма индивидуальных масс H в свободном состоянии.

Если это предположение правильно, то кажется весьма правдоподобным, что один электрон может связывать два H -ядра, а возможно даже и одно H -ядро. Если справедливо первое предположение, то оно указывает на возможность существования атома с массой около 2 и с одним зарядом. Такое вещество нужно рассматривать, как изотоп водорода. Второе предположение заключает в себе мысль о возможности существования атома с массой 1 и нуклеарным зарядом, равным нулю. Подобное образование представляется вполне возможным. С современной точки зрения нейтральный атом водорода следует рассматривать как ядро с единичным нуклеарным зарядом, с которым связан электрон, находящийся от него на известном расстоянии, и спектр водорода приписывается движению этого последнего электрона. Однако, при таких условиях является вероятным, что один электрон может комбинироваться более тесно с H -ядром, образуя нечто вроде нейтрального дублета. Подобный атом обладал бы совершенно фантастическими свойствами. Его внешнее поле практически должно равняться нулю, за исключением областей, весьма близко прилежащих к ядру; вследствие этого он должен бы обладать способностью свободно проходить через материю. Существование подобного атома вероятно (трудно было бы обнаружить спектроскопом, и его нельзя было бы удержать в закрытом сосуде. С другой стороны, он должен бы легко входить в структуру атома и либо соединяться с его ядром, либо разрушаться интенсивным полем этого последнего, давая начало заряженному H -атому или электрону или тому и другому.

Если существование подобных атомов является возможным, то они должны возникать, хотя, вероятно, и в небольшом количестве, при электрическом разряде через водород, где присутствуют в значительном числе как электроны, так и H -ядра. Автор намеревается сделать опыты с целью проверить, не имеется ли каких-либо указаний на образование подобных атомов при упомянутых условиях.

Существование таких ядер может и не ограничиваться массой 1, но возможно, что они существуют с массой 2, 3, 4 или больше, в зависимости от возможных комбинаций между дублетами. Существование подобных атомов представляется в высшей степени необходимым для объяснения строения ядра тяжелых элементов. В самом деле, если только не предположить возможности получения заряженных частиц с весьма большими скоростями, то трудно представить себе, каким образом какая бы то ни было положительно заряженная частица может приблизиться к ядру тяжелого атома против его интенсивного отталкивающего поля. Мы видели, что пока экспериментально обнаружено, что ядра трех легких атомов вероятно являются единицами атомной структуры. Эти три атома суть



где указатели означают массу элемента.

При обсуждении возможного строения ядер элементов сразу возникают трудности, ибо многочисленные комбинации этих единиц с отрицательными электронами могут дать элемент с требуемыми ядерным зарядом и массой. При нашем полном незнании законов, которым подчиняются силы вблизи от ядра, у нас нет никакого критерия устойчивости или относительной вероятности данной теоретической системы. За исключением немногих элементов, которые могут существовать в газообразном состоянии, возможность существования изотопов элементов еще не подтверждена. Когда будут получены дальнейшие сведения относительно продуктов распада других элементов, помимо двух уже исследованных, и более полные данные относительно числа и массы изотопов, тогда можно будет вывести приблизительные правила, которые и смогут послужить путеводителями при изыскании способов образования ядер из более простых единиц. По этим причинам представляется преждевременным, в данный момент, обсуждать сколько-нибудь детально возможную структуру даже легких, и вероятно, менее сложных атомов. Однако, интересно дать один пример для иллюстрации возможных способов образования изотопов в случае легких элементов. Этот пример основан на представлении, что иногда ядро гелия с массой 4, вероятно в сложных структурах, может быть заменено соответствующим ядром с массой 3, не внося серьезных нарушений в устойчивость системы. В таком случае ядерный заряд останется неизменным, а масса изменится на единицу.

Рассмотрим, например, случай лития с ядерным зарядом 3 и массой около 7. Естественно предположить, что его ядро построено из гелия или его изотопа с массой 3 и одного связующего электрона. Три возможные комбинации изображены на рис. 3 (стр. 219).

С этой точки зрения теоретически вероятно существование, по крайней мере, трех изотопов лития с массами 6, 7 и 8; но даже, если эти комбинации являются одинаково устойчивыми, вопрос об их относительном содержании в элементе литий на земле зависит от целого ряда факторов, о которых мы не знаем ничего. К числу таких факторов принадлежат, например, способы действительного образования таких ядер, относительное количество единиц и вероятность их комбинаций.

Экспериментальные результаты, приведенные в этой статье, подтверждают тот взгляд, что атомы водорода и атомы с массой 3 являются необходимыми единицами в нуклеарной структуре азота и кислорода. В таком случае можно а priori предположить, что кислород является некоторой комбинацией четырех гелиевых ядер с массой 4. Вероятно масса 3 является необходимой единицей в структуре легких атомов вообще, но правдоподобнее также и то, что при возрастании сложности ядра и соответствующем увеличении электрического поля структура с массой 3 испытывает реконструкцию и стремится перейти в предположительно более устойчивое ядро с массой 4. В этом может быть, заключается причина, почему гелий с массой 4 всегда выбрасывается из радиоактивных атомов в то время, как его изотоп с массой 3 возникает при искусственном разложении легких атомов вроде кислорода и азота. Уже давно известно, что атомные веса многих элементов могут быть выражены формулами $4n$ или $4n+3$, где n — целое число, и это указывает, что атомы с массой 3 и 4 являются необходимыми единицами в структуре ядра ¹⁾.

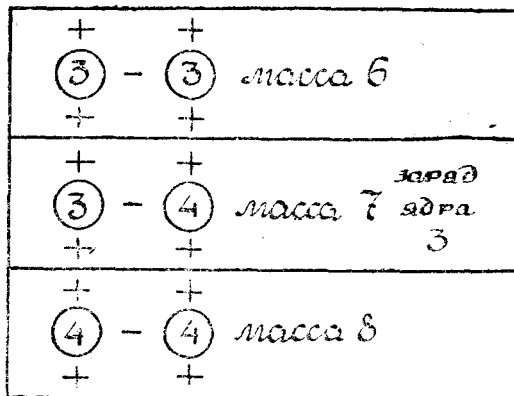


Рис.3.

Структура ядер углерода, кислорода и азота.

В свете изложенных опытов представляет известный интерес изложить некоторые мысли, относительно возможных способов образования перечисленных атомов на основании экспериментальных фактов. Следует помнить, что только азот дает *N*-атомы, в то время как углерод и кислород их не дают.

¹⁾ На основании этих соображений и целого ряда других Harkins (Phys. Rev. 15 p. 73 (1910)) предложил формулу строения для всех элементов. Комбинируемыми единицами ему служили электроны и атомы с массой 1, 3 и 4 и с нуклеарным зарядом, соответственно 1, 1 и 2. Единице с массой 3 он приписывал один, а не два заряда. Таким образом ее надо считать изотопом водорода, а не гелия.

Как азот, так и кислород дают начало атомам с массой 3. Углерод же до сих пор не был исследован с этой точки зрения. На рис. 4 указаны возможные структуры, причем даны массы и заряды комбинирующихся единиц. Отрицательные электроны обозначены символом —.

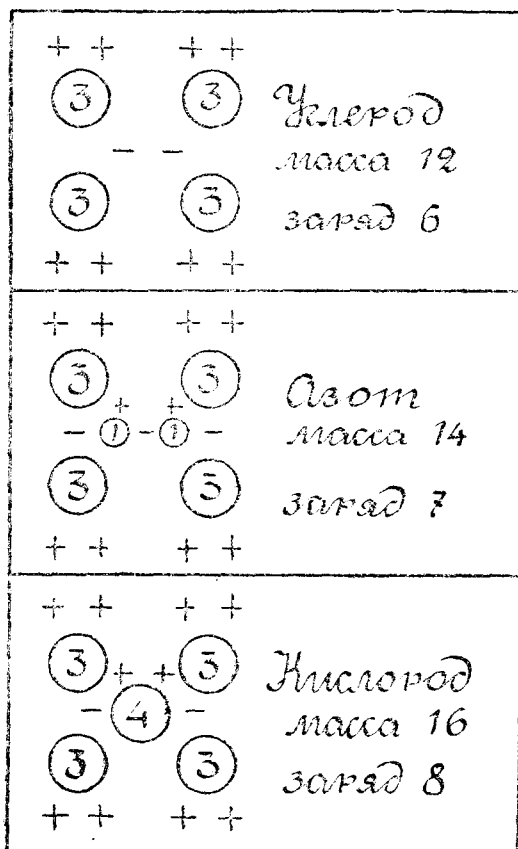


Рис. 4.

Предполагается, что ядро углерода состоит из четырех атомов с массой 3 и зарядом 2 и двух связывающих электронов. Переход к азоту характеризуется добавлением двух *H*-атомов с одним связывающим электроном. Переход же к кислороду получается путем замены двух *H*-атомов ядром гелия.

Из этих схем видно, что шансов прямого столкновения с одним из четырех атомов с массой 3 в азоте гораздо больше, нежели шансов удаления одного *H*-атома, ибо следует предвидеть, что большая часть ядра должна загораживать *H*-атом от прямого столкновения и доступной для столкновения оказывается лишь ограниченная область. Это может иллюстрировать то обстоятельство, что число атомов с массой 3 значительно больше, нежели число *H*-атомов, освобо-

бождаемых при соответствующих условиях. Следует помнить, что обрисованные структуры имеют лишь чисто иллюстративное значение, и не следует придавать важности отдельным частностям расположения.

Естественно задаться вопросом о природе остаточного атома после распада кислорода и азота, предполагая, что эти остаточные атомы выдерживают столкновение при переходе в новую стадию временного или постоянного равновесия.

Выбрасывание из азота одного *H*-атома с массой 1 и с нуклеарным зарядом 1 должно уменьшать массу на единицу и нуклеарный заряд тоже на единицу. Таким образом остаточное ядро должно иметь нуклеарный заряд 6 и массу 13 и, следовательно, должно быть изотопом углерода. Если при этом освобождается и отрицательный электрон, то остаточный атом будет изотопом азота.

Выбрасывание из азота массы 3 с двумя зарядами, происходящее, вероятно, совершенно независимо от освобождения *H*-атома,

уменьшает нуклеарный заряд на 2 и массу на 3. Таким образом остаточный атом должен быть изотопом бора с нуклеарным зарядом 5 и массой 11. Если и здесь выбрасывается еще электрон, то остается изотоп углерода с массой 11. Выбрасывание массы 3 из кислорода дает массу 13 и нуклеарный заряд 6; это должен быть изотоп углерода. Равным образом, если выбрасывается еще электрон, то остается изотоп азота с массой 13. Данные, имеющиеся в настоящий момент, совершенно недостаточны для того, чтобы делать выбор между этими альтернативами.

Автор намеревается продолжать опыты ¹⁾ с целью исследовать, нет ли указаний на распад других атомов, помимо кислорода и азота. Эта задача является более трудной в том случае, когда элемент нельзя с удобством получить в газообразном состоянии, так как трудно быть уверенным в полном отсутствии водорода или приготовить однородные тонкие пленки таких веществ. По этим причинам, а также вследствие напряжения, связанного с трудной операцией счета сцинтилляций, дальнейший прогресс в этом направлении, вероятно, не будет быстрым.

Выражаю благодарность моему ассистенту G. A. R. Grove за приготовление радиоактивных источников, а также J. Chadwick'у и д-ру Jshida за помощь при счете сцинтилляций в некоторых позднейших опытах ²⁾.

Перев. Э. В. Шпольский.

¹⁾ Предварительные результаты этих опытов уже опубликованы (E. Rutherford and J. Chadwick. Nature, 107, p. 41, 1921). О них см. специальный реферат в отделе „Из текущей литературы“.

Перев.

²⁾ Настоящая статья, представляет собой перевод лекции Резерфорда (Bakerian lecture): Sir E. Rutherford. Nuclear Constitution of Atoms Proceedings of the Royal Society. A, 97, p. 374 (1920).

Основной психо-физический закон и его современная формулировка.

(Доклад на годовичном заседании Института Биологической Физики
17 го декабря 1920 г.)

П. П. Лазарев.

Всякий процесс ощущения складывается из следующих отдельных явлений: во-первых, из проведения внешнего раздражителя до аппаратов, связанных с нервными окончаниями органов чувств (эта часть всего процесса является физикой органов чувств, и для зрения и слуха ее изучение было завершено в гениальных работах Helmholtz'a); за первой стадией процесса следует вторая, когда раздражитель, достигая клеток нервных окончаний, вызывает путем химических реакций их раздражение и далее переносит раздражение через нервную систему вплоть до корковых центров головного мозга, возбуждение которых и переводит определенный физиологический процесс в сознание. Материальные явления в концевых аппаратах органов чувств, в нервах и центрах являются объектом обширной части биологической физики, которую мы назвали ионной теорией возбуждения и которая свела уже, отчасти, процесс в нервных окончаниях к хорошо изученным физико-химическим реакциям. Наконец, третье звено в явлениях ощущения есть процесс чисто психический, изучение которого возможно только при самонаблюдении методами развитыми в психологии.

Физические и физико-химические процессы в ощущающих органах, как уже было указано, являются в настоящее время в общих чертах изученными, и, во всяком случае, метод изучения здесь ясно определился; точно так же в психологии достаточно подробно исследованы субъективные явления, последующие за раздражением органов чувств. Остается установить связь между возможными материальными процессами в возбужденных органах и ощущением, производимым ими, при чем еще сравнительно недавно можно было утверждать, как отметил E. Hering, что „учение о соотношениях между материей и духом, между телом и душой, является областью философского спора без прочного фундамента, без твердых принципов и методов, необходимых для успеха исследований“.

Благодаря работам Feshner'a область психо физики получила некоторые научные основы—и дальнейшие работы физиков, физиологов и психологов позволили более прочно установить общие принципы связи науки о материи и науке о духе. Уже в 1870 году в своей за-

мечательной речи „Über das Gedächtniss als eine allgemeine Funktion der organ. Materie“ Hering говорит: „Если физиолог, изучающий нервную систему, стоит между физиком и психологом и если первый ставит твердую причинную непрерывность всех материальных процессов, как основу своего исследования, с другой стороны, если психолог ищет законы сознательной жизни индуктивным методом и при этом делает исходным пунктом своих рассуждений предположение о непоколебимой закономерности, и, наконец, если самонаблюдение учит физиолога, что его сознательная жизнь зависит от переживаний его тела и что его тело в известных пределах подвержено его воле,—то ему остается только допустить, что эта взаимная зависимость между духовной и материальной жизнью является также закономерной и что найдена связь, которая соединяет науку о материи и науку о сознании.

Рассматриваемые с этой точки зрения, явления сознания представляются функцией материальных изменений организованного вещества и чтобы устранить всякое недоразумение, необходимо подчеркнуть (хотя само по себе это и лежит в понятии функции), что материальные процессы в коре головного мозга являются функциями сознания, потому что если две переменные в своих превращениях зависят друг от друга определенным образом, так что с изменением одного одновременно наступает изменение второго, то одно, как известно, называется функцией другого. Этим выражается только то, что обе переменные,—материя и сознание,—стоят в отношении причины и действия, основания и следствия“.

Отсюда ясно, что между простейшим психическим актом, напр., ощущением тяжести груза и подействовавшей внешней причиной, в данном случае весом груза, должно быть соотношение выражаемое равенством

$$E = \varphi(J),$$

где E — величина ощущения, J — вес груза. При этом, как понятно, величина $\varphi(J)$, изменяясь с изменением величины J , не должна зависеть от выбора единиц для J .

При установлении связи E и J Fechner мог использовать превосходные опыты Weber'a над мышечным и кожным чувством, при котором прирост величины раздражителя (напр., прирост груза ΔJ), деленный на величину раздражителя J при едва заметном приросте ощущений, оставался постоянным, так что

$$\frac{\Delta J}{J} = \text{Const.} = k \dots (1) ^1)$$

¹⁾ Здесь не безынтересно отметить, что для оценки музыкальных интервалов имеет значение отношение чисел колебаний звуков, как это впервые обнаружил знаменитый математик-академик Эйлер, являющийся в этой области предшественником Fechner'a. Работа Эйлера по этому поводу напечатана в Петербурге в 1739 году.

(k есть постоянная).

Fechner допускает далее, что при едва заметном приросте ощущения величина прироста ощущения ΔE постоянна и не зависит от величины ощущения E , соответствующего раздражению J , так что при определенном выборе единиц для E можно написать

$$\Delta E = \frac{\Delta J}{J} \dots \dots \dots (II).$$

Предполагая, что соотношение (II) верно вплоть до предела, что может быть справедливым лишь приблизительно, и допуская суммацию отдельных приростов ощущений dE , Fechner находит, что

$$dE = \frac{dJ}{J}$$

или

$$E = \lg J + B \dots \dots \dots (III).$$

где B постоянная.

Если назвать через J_0 рубажную величину раздражителя, едва воспринимаемую сознанием человека (когда $E = 0$), то предыдущее выражение (III) получает такой вид

$$E = \lg \frac{J}{J_0} \dots \dots \dots (IV).$$

В этом виде закон вполне удовлетворяет требованиям независимости E от выбора единиц для J и является общим выражением знаменитого Fechner'овского закона. Закон (I) мы будем называть законом Weber'a.

Соотношение (I) или (IV) имеет огромное приложение в разных областях науки. Fechner'у удалось расширить область применения закона, показав, что он приблизительно выполняется для зрения, слуха и других органов чувств; далее Pfeffer обнаружил, что движение бактерий подчиняется Fechner'овскому закону; Loëb'у удалось приложить этот закон к рубажному раздражению одноклеточных организмов растворами солей, наконец, были сделаны неоднократные попытки приложить этот закон к экономическим явлениям. Все это говорит, что в основе закона лежит чрезвычайно общее соотношение, связывающее все явления раздражения в одно общее целое, и естественно было попытаться проверить следствия этого закона точными количественными опытами.

Легче всего и точнее всего эта проверка могла быть выполнена на зрении, и к этой области относятся первые точные эксперименты.

Уже сам Fechner ясно видел, что его закон может быть только приблизительно и что при малых раздражениях должно наступать отклонение явлений от закона. В самом деле, если бы закон был точным, то при отсутствии внешнего раздражения (при $J = 0$) едва заметный прирост раздражителя ΔJ должен представлять рубажное

значение силы света. Между тем если формула (I) верна, то при $J=0$ и $\Delta J=0$, следовательно порог силы света равен нулю. Этого в действительности не наблюдается и, следовательно, формула Weber'a, из которой Fechner вывел свой закон, имеет только приблизительное значение. Fechner попытался исправить этот недостаток, написав формулу психо-физического закона для зрения так:

$$\frac{\Delta J}{J+a} = K = \text{Const.} \dots (V).$$

(здесь a малая положительная постоянная величина). Этот закон при больших значениях раздражителя J , когда a исчезает перед J , совпадает с законом (I) и, только когда a мало, влияние ее значительно. При $J=0$, ΔJ равно рубажному значению раздражителя (равно Ka).

Разница формул (I) и (V) делается весьма наглядной, если мы представим их графически, откладывая по оси X-ов J , а на оси Y-ов ΔJ (рис. I).

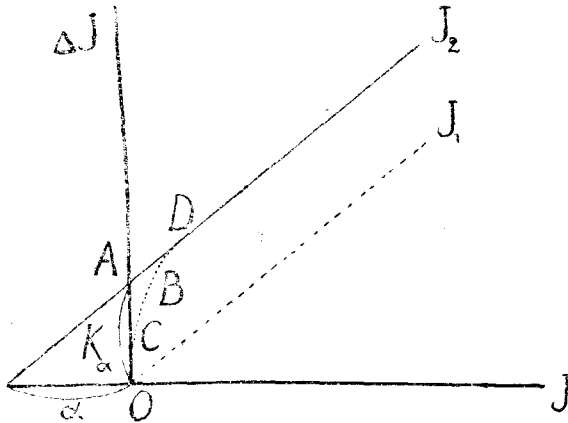


Рис. 1.

OJ представляет графически связь $\frac{\Delta J}{J} = K$, AJ_2 связь $\frac{\Delta J}{J+a} = k$,

a должно по формуле представлять некоторую яркость света и быть равным яркости субъективного света, который возникает в глазу в результате раздражения сетчатки от внутренних причин. a получило название *собственного света сетчатки*; измеряя ΔJ при $J=0$ и зная из опытов с ярким светом величину K (когда величиной a можно пренебрегать), Volkmanн определил величину собственного света сетчатки. Эта величина оказалась равной яркости света, посылаемого в глаз поверхностью черного бархата, освещенного со значительного расстояния свечой.

В виду большого принципиального значения вопроса о приложимости закона Fechner'a, König и Brodhun предприняли систематическое изучение закона Fechner'a для зрения как в белом свете, так и в монохроматических лучах.

Остроумно поставленные и тщательно выполненные исследования доказали, что экспериментальные данные дают более сложный результат, чем его дает закон Fechner'a, и наблюдаемые точки ложатся на кривую $CBDJ_2$, которая при малых яркостях света J резко отличается от прямой AJ_1 , выражающей закон $\frac{\Delta J}{J+\alpha} = K$, и только при значительном J наблюдение совпадает с прямой.

Гениальные работы Helmholtz'a позволили объяснить эти отклонения и дали возможность осуществить дальнейшую проверку психофизического закона для зрения. Идея Helmholtz'a такова: прежде всего, как легко установить самонаблюдением, в полной темноте поле зрения никогда не бывает вполне темным. Если пропусканием постоянного электрического тока определенного направления (чтобы к глазу был приставлен анод тока) ослабить возбудимость глазного нерва, то при замыкании тока легко заметить, что поле зрения делается темнее, чем без пропускания тока, и что при повторном замыкании и размыкании тока явление затемнения поля выступает особенно ярко.

Внимательное изучение поля зрения в абсолютной темноте показало Helmholtz'у, что яркость поля непостоянна и что собственный свет сетчатки α зависит от положения точки на сетчатке. Отсюда Helmholtz следующим образом приходит к обобщенному закону Fechner'a. „Пусть,— пишет Helmholtz,— α есть объективная яркость света, которая была бы необходима, чтобы вызвать на определенном месте сетчатки то же самое раздражение, какое можно найти в собственном свете сетчатки. Так как этот последний является пятнистым, α должна иметь различные значения в разных частях сетчатки. Пусть площадь тех мест сетчатки, у которой собственный свет лежит в интервале от α до $\alpha+dx$, равна $\varphi \cdot d\alpha$, где φ в общем является функцией от α . Мы рассматриваем величину прироста ощущения при изменении яркости ΔJ объективной силы света J , как сумму всех отдельных действий, которые соответствуют отдельным степеням яркости $d\alpha$, и полагаем по закону Fechner'a

$$\Delta E = \Delta J \int_0^{\alpha} \frac{\varphi \cdot d\alpha}{J+\alpha} \dots \dots \dots \text{'' (VI) }^1$$

(здесь 0 и α пределы собственного света сетчатки).

Выражение VI, как показывает Helmholtz, получит вид после преобразований

$$\Delta E = \Delta J \left[\frac{A_0}{J+J_0} + \frac{A_1}{(J+J_0)^2 (J+J_2)} + \dots \dots \dots \right],$$

где $A_0, A_1 \dots J_0, J_2 \dots$ постоянные.

¹⁾ Мы пишем везде ΔE вместо dE у Helmholtz'a и, кроме того, букву α заменяем через J .

Если ограничиться двумя членами ряда, мы получим гиперболу, весьма близко подходящую к кривой наблюдаемой König'ом и Brodhun'ом и представленную на рис. 1.

Дальнейшая проверка закона Helmholtz-Fechner'a была сделана нами в ряде работ, которыми удалось прежде всего доказать справедливость предположенной Helmholtz'ем суммации отдельных выражений

для $\frac{\varphi d\alpha}{J+\alpha}$ в разных частях поля, если поле не превышает желтого пятна;

далее удалось количественно обнаружить различие в распределении собственного света в сетчатке и показать, что законы рубежного раздражения также количественно выводятся из уравнения Fechner-Helmholtz'a; так, например, соотношение между величиной освещенной площади S и порогом раздражения ΔJ выражается так $\Delta J \cdot S = K$.

Если мы пожелали бы, не ограничиваясь fovea centralis, дать законы для раздражений и в периферической части поля, то обнаружили бы, что уравнение VI должно быть обобщено далее, причем суммация должна быть отдельно применена как к области занятой в освещенном участке палочками, так и к области занятой колбочками, и общее выражение закона получает вид, предложенный нами,

$$\Delta E = \Delta J K_1 \int_0^a \frac{\varphi d\alpha}{J+\alpha} + \Delta J K_2 \int_0^b \frac{\psi d\beta}{J+\beta} \dots \quad (VIb);$$

α и β обозначают собственный свет в колбочках и палочках, φ и ψ соответствующие площади, занятые собственным светом с яркостью, лежащею между α и $\alpha + d\alpha$ или β и $\beta + d\beta$; K_1 и K_2 постоянные. Закон (VIa) может дать объяснение всем явлениям прироста ощущений и на периферии сетчатки.

Если для света мы получаем таким образом выражение (VIa), которое достаточно хорошо передает закон раздражения для слабых и средних яркостей, то при сильных яркостях требуется еще дальнейшая поправка, попытки ввести которую были впервые сделаны Helmholtz'ем; далее закон (VI), выведенный для зрения, может оказаться неверным для слуха, вкуса и т. д. Наконец, из формулировки закона Fechner'a неясно с самого начала, что мы должны считать за раздражение для температурного чувства, чувства давления, для электрического тока и т. д. В самом деле за раздражение тела в последнем случае можно принять или силу тока i или энергию пропорциональную i^2 . Все это таким образом устраняет общность связи для всех раздражений, общность закона выраженного формулой Fechner'a. Поэтому нами были сделаны попытки ближе подойти к анализу основного психо-физического закона и дать такую его формулировку, которая была бы применима ко всем органам чувств и ко всем видам раздражений. Исходные соображения были таковы. Чтобы дать общий закон, связывающий величины ощущения и раздражения, нужно за раздра-

жение принимать не внешние раздражители, а те одинаковые для всех раздражаемых органов общие процессы в первых окончаниях, которые ведут к первичному возбуждению нервов и последующему переносу возбуждения вдоль волокна. Такими первичными возбудителями мы должны в настоящее время считать ионы, и их концентрация может явиться величиной первичного раздражителя для нерва. Внешние, вне организма находящиеся раздражители, как свет, тепло, звук, электричество могут лишь постольку создавать раздражение, поскольку они будут влиять на содержание ионов в органе. А так как чувствительные к раздражителям органы внутри себя имеют всегда ионы, то достаточно считать за величину раздражения в Feshner'овском законе концентрацию ионов и считать, что раздражение различных раздражаемых элементов суммируется, чтобы получить общее выражение для психо-физического закона.

Мы его напишем по аналогии с Feshner'овским законом в виде:

$$\sum_0^n \Delta \frac{C_1'}{C_1'} = K = \Delta E \dots \dots \dots \text{(VII)}$$

где C_1' есть концентрация ионов в органе, $\Delta C_1'$ — едва заметный для ощущения прирост этой концентрации. Суммирование от 0 до n производится по всем возбужденным элементам, и каждое слагаемое $\Delta \frac{C_1'}{C_1'}$ есть элементарное возбуждение или ощущение Δe . Этот закон, выраженный в самой общей форме и не заключающий специфических раздражителей, должен быть приложимым ко всем видам раздражения, и мы покажем в дальнейшем, как он действительно в этих случаях прилагается.

Прежде всего мы остановимся на приложении закона к зрению. Фотохимический процесс в зрении разъяснен нашими работами, и концентрация раздражающих ионов, полученная на свету, равна

$$C_1'' = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} k J C$$

где α_1 и α_2 коэффициенты реакций прямой световой и обратной темновой, k коэффициент поглощения и C концентрация светочувствительного пигмента.

Если мы допустим, что зрительный пигмент разлагается не только от света, но и от тепла, и что последнее разложение даст концентрацию ионов γ , то общая концентрация $C_1' = C_1'' + \gamma = \frac{\alpha_1 k J C}{\alpha_2} + \gamma$; отсюда находим по основному психо-физическому закону (VII)

$$\Delta E = \sum_0^n \Delta e = \Delta J \sum_0^n \frac{1}{J + \frac{\gamma \alpha_2}{\alpha_1 k C}} \dots \dots \text{(VIII)}$$

т. е. получаем уравнение, которое, как это легко показать, представляет то же соотношение, как и Helmholtz'овское уравнение VI, и в котором роль α играет величина $\frac{\gamma \alpha_2}{\alpha_1 k C}$. Разница соотношений только в том, что Helmholtz'овское соотношение предполагает отдельные воспринимающие элементы сетчатки бесконечно малыми, в нашей же формуле они допускаются конечных размеров, и этим объясняется, почему вместо знака интеграла стоит у нас знак суммы.

Все следствия, которые подтверждены опытами König'a и Brodhuin'a и нашими, выполняются в нашей формуле (VIII), выведенной из обобщенного психофизического закона. Исходя из формулы

$$\sum_0^n \frac{\Delta C'_i}{C'_i} = K,$$

легко показать, что величина ΔJ при возрастании J должна увеличиться, отступая от линейности; в этом и состоят отступления, зависящие от ослепления. В самом деле, если свет настолько ярок, что практически почти все зрительное вещество разложено, то дальнейшее увеличение силы света, не влияя практически на изменение концентрации раздражающих веществ, не дает никаких новых ощущений, так как ΔJ не достаточно, чтобы вызвать прирост разложения и связанный с ним прирост ощущения.

Чтобы перейти от обобщенного закона Feshner'a к той форме, которую он должен иметь для слуховых ощущений, мы должны помнить, что при слуховых ощущениях, в противоположность зрительным, раздражение уха тоном определенной высоты вызывает всегда заметное колебание только одной кортиевоулитковой нити во внутреннем ухе, нити настроенной в резонанс с падающим тоном; — при чем вместе с нитью приходят в колебание и кортиевы клетки лежащие на нити, в то время как остальные нити, находящиеся по соседству, остаются практически в покое. Движение нити по нашей теории вызывает разложение звукочувствительных веществ в клетках кортиева органа и вызывает появление раздражающих ионов, действующих на окончание слухового нерва. При этом каждый простой тон (без обертонов) дает таким образом раздражение только одному нервному волокну, что для зрения должно бы было соответствовать раздражению одной из колбочек или палочек.

В формуле VII в этом случае остается только один член, и, называя через U силу звука и через постоянную β величину $\frac{\gamma \alpha_2}{\alpha_1 k C}$, мы находим для звукочувствительных реакций в ухе, совершенно аналогичных со светочувствительными реакциями, соотношения идентичные по форме с раздражением одного зрительного элемента

$$\Delta E = \Delta e = \frac{\Delta U}{U + \beta} = \text{Const} = K \dots (IX)$$

связь между ΔU и U для слуха, по теории, линейная (см. рис. 1)

между тем как J и ΔJ для зрения имеют связь гиперболическую. Опыт подтвердил это отличие слуха от зрения. Причина этой разницы закона Fechner'a для зрения и слуха лежит в том, что при слухе возможно и почти постоянно встречается раздражение только одного элемента, одной клетки и одного нервного волокна; мы назовем это раздражение точечным, между тем как при зрительных восприятиях мы имеем дело с раздражениями плоскостными, с раздражениями охватывающими целую поверхность сетчатки. Как видно из формулы IX в ухе должно наблюдаться при полном покое органа постоянное раздражение, зависящее от разложения звукочувствительных веществ от тепла и ощущаемое как очень слабый тон. Этот тон мы назовем собственным тоном улитки. Работами нашей лаборатории удалось доказать полную справедливость формулы IX.

Прежде всего оказалось возможным обнаружить, что когда очень сильный звук подействовал на ухо и вызвал сильный распад веществ в слуховых клетках, давая последовательный субъективный звук в ухе, длившийся в течение нескольких недель, то в то же время возрастала и величина β , представляющая собственный звук улитки, зависящий от химических процессов, которые возникают в ухе и которые накладываются на процессы, вызываемые в данный момент звуком. Таким образом получилось прекрасное подтверждение теории опытом и установлено существование собственного звука улитки. У отдельных людей связь U и ΔU выражалась иногда не линейной связью, а приближалась к той связи, которая наблюдалась и при световых ощущениях. Это можно было объяснить только тем, что нити Кортиева органа настолько тесно связаны друг с другом, что колебание одной из них вызывает совместное колебание соседних с ней нитей. В этом случае звуковое раздражение, относящееся, вообще говоря, к типу точечных раздражений, переходит в плоскостное, и соответственно этому и линия представляющая связь ΔU и U переходит из прямой в гиперболу (см. рис. 1).

Как легко понять у лиц, имеющих Кортиевы нити тесно связанные между собой, различие близко друг около друга лежащих тонов должно быть понижено.

Это и наблюдается в действительности, как показали наши исследования; при чем при упражнении наблюдается переход гиперболы, связывающей ΔU и U в прямую, соответственно улучшению различения высот близко лежащих звуков.

Мы в этом последнем случае как бы обыгрываем ухо подобно тому, как обыгрываем деревянные доски струнных инструментов.

Переходя ко вкусу мы должны указать, что как более старыми работами, так и нашими исследованиями установлено прежде всего, что имеется 4 вида воспринимающих аппаратов, дающих ощущение кислого, соленого, сладкого и горького вкуса. Эти аппараты независимы друг от друга и могут быть раздражены в отдельности. При действии соответственных раздражителей сразу на всю поверхность

языка, мы получим плоскостное раздражение, и, следовательно, связь концентрации раздражающих веществ и ее прироста, как этого требует ионная теория, должна быть гиперболической. Это обнаружено опытами нашей лаборатории.

Наконец пользуясь формулой обобщенного психо-физического закона (VII) легко показать, что при достаточной силе раздражения электрическим током поверхности кожи отношение $\frac{\Delta i}{i}$ должно быть постоянным, как это и обнаружено ранее А. В. Леонтовичем.

Мы рассмотрели только одну сторону явлений в раздражении, именно, или только следование двух раздражителей разной силы один за другим (слух, вкус) или их одновременное действие на орган чувства (зрение), причем мы подбирали едва различающиеся по силе ощущения раздражители. Но возможно один и тот же раздражитель постепенно усиливать (увеличивать, например, силу света) и установить такую скорость его изменения, когда мы будем едва ощущать процесс изменения; как удалось показать нам в этом случае для зрения, мы имеем

$$\frac{dJ}{dt} \cdot \frac{1}{J} = \text{Const} = K.$$

Можно поставить и более сложные задачи, где ΔE будет зависеть от ряда факторов, напр., от плоскостного распределения, от цвета и т. д., в этом случае E будет функцией всех этих отдельных факторов и задачей общего изучения обобщенного закона Fechner'a является исследование этих факторов.

Предполагая, что первоначальное раздражение равно нулю, мы найдем рубежное раздражение, которое в случае действия ионов непосредственно приводится к Loëb'овскому закону

$$\frac{C_1'}{C_2 + a} = \text{Const.}$$

Как частный случай этого последнего является Nernst'овский закон раздражения

$$C_1' = \text{Const.}$$

Таким образом все предложенные до сих пор законы раздражения объединены новым обобщенным психо-физическим законом.

Обобщая закон далее, его можно распространить на воздействие одних органов чувств на другие, как это было сделано нами для влияния органа зрения и слуха, причем в полном согласии с опытом мы находим, что

$$\Delta E = k_1 \frac{\Delta J}{J} + k_2 \frac{\Delta U}{U}$$

где k_1 и k_2 постоянные.

Остаются неизученными законы мышечного чувства, чувства температуры и сложные явления чувства равновесия и общего чувства с точки зрения обобщенного психо-физического закона. Это и составляет ближайшую и важнейшую задачу психо-физики.

В заключение нам хотелось бы отметить одно обстоятельство, сближающее результаты полученные при изучении основного психофизического закона с итогами современной атомистики.

Мы видели, что величина прироста ощущения ΔE всегда является конечной, строго определенной величиной, известным образом зависящей от величины раздражителей. Полное ощущение складывается таким образом из элементов конечных размеров, аналогичных квантам энергии, и мы можем благодаря закону Fechner'a с полным правом говорить об атомах или квантах ощущения, как это и было отмечено нами еще в 1913 году.

Молекулярные силы и валентность в процессах физико-химических и биологических.

Б. В. Ильин.

Общепризнанной модели молекулярных взаимодействий в настоящее время не существует.

Между тем с силой молекулярной аттракции (притяжения) мы встречаемся в целом ряде вопросов молекулярной физики и химии, и выяснение относящихся сюда вопросов, кроме самоудовлетворяющего значения, является чрезвычайно важным для современной биологии и физиологии ¹⁾, стремящихся сложные жизненные процессы свести к элементарным физико-химическим явлениям. Несомненно, что к этим вопросам тесно примыкает и электронная теория строения атома, которая, благодаря последним работам Резерфорда, получила блестящее подтверждение.

1. Электрическое и магнитное поле атома. Валентность — число периферических электронов. Двойной электрический слой и его действие.

Атом обладает электрическим и магнитным полями, при чем характер этих полей обуславливается распределением электронов на их орбитах. Естественно, что при таких условиях валентность атома, определяемая числом электронов на внешней орбите (номер соответствующей группы в периодической системе Менделеева), должна играть роль в молекулярных притяжениях. Косселю ²⁾ удалось показать, что химическое сродство объясняется исключительно этими внешними электронами. Поля сил, создаваемые внутренними (не валентными) электронами, по видимому, не участвуют в межмолекулярных взаимодействиях. Этим и обуславливается периодичность целого ряда свойств атомов.

Сюда же нужно отнести те законности, которые наблюдаются на границе двух сред, в частности, на поверхности металла. На поверхности раздела двух сред имеется двойной электрический слой ³⁾. Если поверхность металлическая, то внутренняя

¹⁾ Bechhold, Die Kolloide in Biologie u. Medizin, Dresden u. Leipzig. 1920.

Zsigmondy, Kolloidchemie.

Loeb, Dynamik der Lebenserscheinungen. 1905.

М. Фишер. Введение в коллоидную физиологию. Перевод Эпштейна под ред. Кольцова. Москва. 1913.

Лазарев. Ионная теория возбуждения. Москва. 1916.

Ильин. Зависимость набухания животных и растительных тканей от температуры. Изв. Физич. Института при Моск. Науч. И-те, т. 1, вып. V—VI, стр. 224.

²⁾ Kossel, Ann. d. Phys. 49 p. 229 (1916).

³⁾ Smith, Phil. Mag. June 1915; Millikan, Phys. Rev. March. 1916.

сторона этого слоя положительна, внешняя — отрицательна. Поэтому-то при термоионном и фотоэлектрическом эффектах для вылета электрона нужно затратить энергию $V \cdot e$, где e — заряд электрона, а V — задерживающий внутренний потенциал.

Если допустить, что двойной электрический слой обуславливается периферическими (валентными) электронами, принадлежащими пограничным, поверхностным атомам металла, то задерживающий потенциал V пропорционален числу валентных электронов k , т. е. пропорционален валентности ¹⁾. Это предположение подтверждается тем фактом, что щелочные металлы ($k = 1$) наиболее фотоэлектричны и электроположительны.

Очевидно, что магнитное поле, даваемое внешними валентными электронами, зависит от валентности k так же, как и электрическое. И поэтому в тех случаях, когда силу молекулярной аттракции F нельзя свести только на одно действие электрического поля, все-таки F пропорциональна k . В предположении тех взаимодействий между молекулами, о которых говорят Лебедев и кн. Голицын (пондеромоторные силы между молекулами-вибраторами), валентность должна сказываться в том же направлении ²⁾.

2. Адсорпция. Валентность и молекулярное притяжение. Коагуляция коллоидов. Ряды Hofmeister'a. Антагонизм ионов при коагуляции.

Молекулярные притяжения проявляются в целом ряде процессов, связанных с адсорпцией. При адсорпции газ или раствор под влиянием силы молекулярной аттракции F , исходящей от молекул адсорбента, располагается приблизительно так же, как атмосферный воздух над поверхностью земли ³⁾. Закон распределения подобен известной барометрической формуле Лапласа, при чем значение F , а следовательно и валентности k войдет в показатель. Вот теоретические основания для влияния валентности на адсорпцию.

С адсорпцией тесно связан целый ряд молекулярных процессов ⁴⁾: влияние растворенных газов и солей на поверхностное натяжение, капиллярные явления, процессы коагуляции.

Осаждение коллоидных растворов под действием растворенных солей разной валентности было тщательно изучено еще в 1895 г. Линдером и Пиктоном ⁵⁾.

Явление это должно лежать в основе объяснения таких часто встречающихся в биологии и физиологии процессов, как свертывание, про-

¹⁾ См., например, Френкель. Об электрическом двойном слое на поверхности твердых и жидких тел. Ж. Р. Ф.-Х. О. часть физическая 49, 100 (1918) и 50,5 (1918).

²⁾ Лебедев. Собрание сочинений, стр. 56. Пондеромоторное действие поля на резонаторы.

³⁾ Eucken. Ber. d. deutsch. phys. Ges. 1914, Heft 7, p. 345.

⁴⁾ См., например, литературу у Freundlich Kapillarchemie, 1909, p. 529.

⁵⁾ Linder a. Pickton, Journ. Chem. Soc. 67 (1899), p. 63.

цессы раздражения, утомления и пр. ¹⁾, при которых происходит осаждение белкового раствора выделяющимися ионами.

Если считать гранулы коллоидального раствора заряженными отрицательно ²⁾, то приливание электролитов вводит в раствор положительно заряженные ионы, которые вследствие простого кулоновского притяжения адсорбируются гранулами коллоида; создаются крупные комплексы, не способные уже держаться в силу броуновского движения во взвешенном состоянии—начинается осаждение.

Эта точка зрения противоположна теории Hardy. Там вследствие нейтрализации гранула приобретает минимальную сферическую поверхность, теряет способность подобно аэроплану парить в растворителе, начинает падать, и получается осадок (комплекс гранул). Здесь наоборот: сначала коагуляция, потом падение. Против Hardy говорит то обстоятельство, что коллоидальный раствор золота отлично коагулируется электролитами, а между тем гранула его твердая и поверхности своей не меняет. Если же имеется жидкая гранула, то она сначала имеет сферическую форму, так что снятие ее заряда противоположно заряженным ионом поверхности ее не уменьшит. Да кроме того нужно думать, что заряд гранулы—особого рода; он, по видимому, вызывается двойным электрическим слоем на границе двух сред, вещества гранулы и растворителя ³⁾. То обстоятельство, что среда — не совершенный диэлектрик, тоже нужно принять в расчет.

Если брать одновалентные соли (соли *Na*, *K*), двухвалентные (*Mg*, *Ca*), трехвалентные (*Al*), то соответствующие ионы несут один, два, три заряда, и естественно, при допущении одинаковой степени диссоциации, одинаковая концентрация электролитов разной валентности должна вызывать разное действие: на *Al* сидит три заряда, и поэтому этот ион коагулирует сильнее, чем *Na*, на котором сидит только один заряд.

Можно показать ⁴⁾, что если сила адсорбционного притяжения пропорциональна валентности *C*, то при прочих равных условиях количество адсорбированного вещества *C_∞* (сорбционная емкость)

$$C_{\infty} = \frac{c_0}{k} \left(e^{\alpha k} - \beta \right)$$

где *k* — валентность, а *c₀*, *α* и *β* — постоянные. Ясно, что для получения одинакового начального эффекта коагуляции (чувствительность коагуляции) от 1, 2, 3-валентных ионов нужно брать их концентрации не просто в обратном отношении 3:2:1, а в значительно большем: 100:20:1 (Linder a. Pickton). Такие отношения должны были бы по-

¹⁾ Freundlich Kapillarchemie, p. 468.

Лазарев. Ионная теория возбуждения, стр. 54.

²⁾ Кассуто. Общая коллоидная химия. Спб. 1905, стр. 57.

Spring Bull. Ac. Roy. Belg (3) 38, 483 (1900).

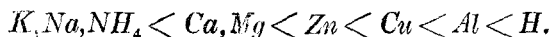
³⁾ Smoluchowski. Zs. für phys. Ch. 92 (1917), p. 129.

⁴⁾ Из неопубликованной работы автора: Ионная теория коагуляции коллоидов.

лучиться всегда, если бы прочие условия кроме валентности были одинаковы. Но а priori уже несомненно, что масса иона, его действие на растворитель (образование оболочки-шубы из молекул растворителя около иона)¹⁾, изменяющее подвижность иона, наконец, изменение внутреннего трения различны для разных электролитов. Все это должно искажать явление до неузнаваемости²⁾. И действительно, для одновалентных катионов (+) минимальная осаждающая концентрация у Schulze колеблется между 185,4 ($LiCl$) и 8,4 (Tl_2SO_4), у Linder a. Pickton 124,4 (Li_2SO_4) и 1,6 (Tl_2SO_4); у Freundlich 240 и 0,1. Для двухвалентных катионов у Schulze 3,2 ($MgSO_4$) и 1,1 ($MgCl_2$); у Linder a. Pickton 2,1 ($MgSO_4$) и 0,2 ($PbCl_2$); у Freundlich 0,8 ($MgSO_4$) и 0,6 ($SrCl_2$). Для трехвалентных катионов: у Schulze 0,3 ($CrCl_3$) и 0,03 ($KFe(SO_4)_3$); у Linder a. Pickton 0,2 ($\frac{1}{2}Fe_2(SO_4)_3$) и 0,04 ($KAl(SO_4)_2$).

Мы видим на этих цифрах, что только общая тенденция, даваемая теоретическим законом, выполняется.

Если мы вернемся к явлениям классической адсорпции, то и здесь тоже наблюдается только общая тенденция следования сорбционной емкости C_∞ за валентностью³⁾. Как результат работы Rona и Michaelis⁴⁾ в смысле адсорпции катионы располагаются в ряд Hofmeister'a:



В процессах коагуляции коллоидальных растворов наблюдается еще одно своеобразное явление, отмеченное Лёбом сперва для процессов биологических. Именно, Лёб показал, что изменением концентрации определенного электролита можно вызвать раздражение⁵⁾. Если же действовать одновременно двумя раздельно активными электролитами, то они ведут себя антагонистически, как бы противодействуя друг другу, и при определенных отношениях концентраций эффект действия равен нулю. Такие соли Лёб назвал антагонистами.

Оказывается, что явление антагонизма наблюдается и для коагуляции коллоидальных растворов, напр., золота⁶⁾.

Дать вполне детализированную теорию антагонизма сейчас не представляется возможным, но, повидимому, суть дела здесь в конкуренции между притяжением гранул и осаждающих ионов и взаимодействием антагонистов друг с другом или с другими элементами раствора.

3. Явления микроскопические и макроскопические. Статистика. Средние величины. Общее уравнение кинетики ста-

¹⁾ По Jons'у оболочка может состоять из 500 и более молекул растворителя. Jons. Physikalische Chemie; Lewis. Zt. phys. Ch. 52 (1905) p. 224.

²⁾ Wo. Ostwald Koll.-ZS, Januar, 1920, B. 26, p. 28.

³⁾ Шилов и Лепинь. Адсорпция электролитов и молекулярные силы, Москва, 1919.

⁴⁾ Rona u. Michaelis, Biochem. ZS, 94 (1919), p. 240.

⁵⁾ Loeb. Chemische Entwicklungserregung des tierischen Eies, 1919.

⁶⁾ См. литературу у Neuschloss, Pflüger's Archiv 187, (1920), p. 20.

статистических процессов. Отрицательный температурный коэффициент сорбционных явлений.

Мы выяснили значение валентности для процессов, связанных с адсорпцией. Но если бы действовала одна сила молекулярной аттракции, то весь газ должен был бы адсорбироваться.

Между тем всегда поглощается определенная доля. Все дело в возмущающем влиянии теплового движения, под действием которого и устанавливается то распределение по Лапласу, о котором сказано раньше. Адсорпция с этой точки зрения представляет такое же явление, как и диффузия. Она — явление статистическое. Мы наблюдаем макроскопические средние величины, складывающиеся из элементарных микроскопических величин, значения которых распределяются по законам теории вероятностей, статистики.

Если мы имеем газ или раствор, то концентрацию его (т. е. число частиц в 1 см.³) принято считать величиной постоянной¹⁾. Строго говоря, это не так. Если мысленно выделить достаточно малый объем газа, то так как молекулы находятся в непрерывном беспорядочном движении, одни из молекул входят в мысленно выделенный нами объем, другие — выходят из него. Число молекул в данном объеме n не остается постоянным. Как показал Смолуховский

$$W = \frac{n' e^{-n'}}{n!}$$

где W — повторяемость для данного числа молекул n , а n' — среднее из всех наблюдаемых n . И это было подтверждено работами Сведберга и Ильина на аналогичных физических системах (коллоидный раствор и эмульсия)²⁾.

Если в газ вводим уголь, т. е. адсорбирующее (поглощающее) тело, то на каждую молекулу начинает действовать сила притяжения от адсорбирующей поверхности угля F и распределение по формуле

$$W = \frac{n' e^{-n'}}{n!}$$

должно нарушиться. Под влиянием силы F все направления движения молекул перестают быть равновероятными. Направление к адсорбирующей поверхности будет преобладать над другими, концентрация у поверхности адсорбента начнет увеличиваться. Если бы на силу теплового движения молекул, вследствие которого малая молекула обладает собственной скоростью V , то по истечении некоторого времени все молекулы привалили бы к углю. Но благодаря тепловому движению молекулы имеют скорости V , распределяющиеся по закону:

¹⁾ Smoluchowski, Boltzmann-Festschrift, Leipzig, 1904, p. 620.

Ильин, Ж. Р. Ф.-Х. О., ч. физ., 1911, д и 1912, 8.

Ильин, о Бродуновском движении. Природа, 1914, 1.

²⁾ Svedberg, ZS. phys. Ch. 73 (1910), p. 547 и Existenz der Moleküle.

Ильин, Ж. Р. Ф.-Х. О., ч. физ. 4 (1911) и Zs. phys. Ch. 86 (1913), p. 562.

Максвелла по всевозможным направлениям, и поэтому движение молекулы складывается из скорости по направлению F и максвелловской скорости V . Если V велика и имеет направление, обратное F , то молекула, несмотря на притяжение адсорбентом, не прилипнет к стенке. Поэтому макроскопически наблюдаемое возрастание количества адсорбированных молекул d со временем dt складывается из притока под влиянием притяжения свободными молекулярными связями N и оттока, вызываемого тепловым движением:

$$dc = \alpha \cdot N \cdot dt - \beta c \cdot dt \dots \dots \dots (I),$$

где α и β — постоянные.

Если это уравнение проинтегрировать, то получим соотношение между концентрацией в адсорбенте c и временем t , показывающее, как меняется адсорпция со временем t :

$$c = C_{\infty} \left[1 - e^{-(\alpha + \beta)t} \right] \dots \dots \dots (II)$$

C_{∞} есть сорпционная емкость (maximum поглощения). Второй член в формуле (I) $\beta \cdot c \cdot dt$ и представляет обратный ток, вызываемый тепловым движением и пропорциональный концентрации c ¹⁾.

Интересно отметить, что уравнения I и II имеют более широкое значение. Можно, повидимому, высказать общую теорему для кинетики процессов статистических и квази-статистических, заключающуюся в том, что к ним всегда приложимы в первом приближении уравнения I и II²⁾. Для зависимости C_{∞} от температуры могут быть выведены соотношения, исходя из изложенного уже представления об отрицательном значении температуры для адсорпции. Превосходное согласие теоретических формул с экспериментом говорит в пользу правильности основ данной теории поглощения. Объяснение экспериментально наблюдаемого отрицательного температурного коэффициента при поглощении животными и растительными тканями говорит в пользу сорпционной теории этих явлений (Fischer) против диффузионной теории Бючли³⁾.

В биологии много процессов, отрицательный коэффициент которых может быть объяснен с подобной же точки зрения. Eisenberg и Volk⁴⁾ указывают, что изотерма поглощения агглютинина тифозными бактериями имеет ясное адсорпционное течение.

1) Ильин, к теории сорпционных явлений. Изв. Физ. И-та Моск. Ун-та, т. I, в. V—VI, p. 219.

2) См., например, Ильин, к кинетике коллоидных и эмульсионных процессов, ibid., p. 218.

3) Ильин, Зависимость набухания животных и растительных тканей от температуры. Изв. Физ. И-та Моск. Науч. И-та, Москва, 1921 г. I вып. V—VI, стр. 224.

4) Eisenberg u Volk, Zs. für Hygiene 40 (1902), p. 155.

То же самое по работам Biltz и Madsen можно сказать о связывании токсинов антитоксинами ¹⁾.

Явления коагуляции интересны для ионной теории возбуждения, развиваемой Нернстом, Лёбом, Лазаревым ²⁾, так как они связаны процессом перехода органа из невозбужденного состояния в возбужденное. Именно этот переход сопровождается ассоциацией первичных одиночных гранул белка в многократные под действием ионов-коагуляторов. Лазарев ³⁾ считает, что уравнения кинетики коагуляции коллоидов дают кривые, аналогичные кривой возбуждения сетчатки Эзнерга и кривой сокращения мышцы под действием раздражителя, доводящего до ее белков ионы.

В пользу высказанных соображений о значении валентности и о сущности адсорпционных взаимодействий при коагуляции коллоидов говорит и целый ряд работ Loeb'a и других авторов (Neuschloss, Michaelis) о влиянии ионов на физические и химические свойства коллоидов (электропроводность, осмотическое давление, набухание, алкогольное число и т. д.) ⁴⁾.

Следует отметить последние работы Лёба о ходе диффузии электролитов и неэлектролитов (глюкоза) в зависимости от концентрации ⁵⁾. Если для неэлектролитов диффузия следует закону Fick'a, в основе которого лежит чистая статистика, и растет с увеличением концентраций, то для электролитов при малых концентрациях наблюдается несомненный эффект электростатического притяжения и отталкивания анионов и катионов, в силу чего мы вначале имеем ненормальное повышение скорости диффузии, а потом, наоборот, падение. Кривая зависимости коэффициента диффузии от концентрации проходит чрез maximum. Аналогичные соображения высказываются и Шиловым. Их же, несомненно, можно использовать для построения рациональной теории распределения растворенного вещества между различными соприкасающимися растворителями (Nernst) ⁶⁾. Возможно что электронные представления сыграют большую роль и в теории предельных и непредельных соединений (дальтонины и бертоллиты академика Курнакова) ⁷⁾.

1) Biltz u Madsen, *Mediz.-naturwissensch. Archiv* 7 (1907), p. 262.

2) Nernst, *Gött. Nachr. Mat.-phys. Klasse*, Heft 1, p. 104 (1899).

Он же, *Sitzungsber. d. Kgl. preuss. Ak. B. 1*, p. 3 (1908).

Loeb, *Dynamik der Lebenserscheinungen*. 1905.

Лазарев, *Ионная теория возбуждения*, Москва. 1916.

В. Анри, *Законы возбуждения ультра-фиолетовыми лучами*. *Архив. Физ. Наук*, М., 1918, т. I, вып. 1—2.

3) Лазарев, *Изв. Физ. Института М. Н. И-та*. 1919, т. 1, в. 1.

4) Loeb, *Zentralblatt f. Biochemie u. Biophysik*, B. 22 (1920), p. 195.

Neuschloss, *Pflüger's Archiv* 181 (1920), p. 20.

5) Loeb, *The Journal of general Physiology*. 1920.

6) Nernst, *Theoret. Chemie u. ZS. phys. Ch.* 11 (1893), p. 345.

7) Акад. Курнаков, *Изв. Росс. Ак. Наук*. 1914, p. 321.

Во всяком случае нельзя не указать на чрезвычайно интересные попытки Kossel (модель Резерфорда¹⁾ и Langmuir'a²⁾ (статическая, структурная модель) дать с этой точки зрения объяснение химическим взаимодействиям.

Заключение.

Несомненно, что блестящие открытия в области физики за последнее время, поставившие на твердую основу электронную теорию строения материи, позволили более определенно и более смело заглянуть в мир молекулярных взаимодействий, установить ряд количественных законов, имеющих важное значение не только для физики и химии, но и для биологии и физиологии, давших возможность и последним стать на путь строгого количественного учета. Физика обогатила биологию. Но было бы несправедливо не отметить и обратного действия. В биологии мы видим гораздо большее разнообразие явлений и состояний, и знакомство с ними наталкивает физику на новые проблемы.

Без преувеличения можно сказать, что учение о четвертом (коллоидном) состоянии в той форме и том широком направлении, в котором оно теперь развивается, было бы немыслимо без толчка со стороны биологических потребностей.

Границы между отдельными дисциплинами стираются.
Сотрудничество взаимно обогащает.

¹⁾ Kossel, *ibid.*

²⁾ Langmuir, *Amer. Chem. Soc. Proc.* 1920.

Возрождение гипотезы Prout'a

Э. В. Шнольский.

§ 1. В 1815 году *W. Prout* предложил свою заманчивую гипотезу о том, что все элементы являются полимерами единственного первичного элемента—водорода. Известно, что под давлением весьма убедительных фактов эта гипотеза вскоре была оставлена. Классические работы *J. B. Stas'a* и *Marignac'a* показали, что атомные веса, вообще говоря, не являются целыми числами, как это следует из гипотезы Prout'a. Тем не менее, на протяжении всего XIX века и начала XX, мысль исследователя вновь и вновь обращалась к этой увлекательной гипотезе. Так, уже *Marignac* полагал, что гипотеза Prout'a есть своеобразный предельный закон, вроде законов Бойля-Мариота и Гей-Люссака; он думал, что, быть может, существует главная причина, в силу которой между атомными весами должны наблюдаться простые соотношения и вторичные причины, вносящие небольшие искажения в эти простые соотношения. Ряд других объяснений был предложен *Lothar'ом Meyer'ом*, *Nägeli*, *Landol'ом* и др. ¹⁾

И действительно, если мы рассмотрим периодическую систему элементов, то невольно бросается в глаза, что отступления атомных весов от целых чисел (в особенности в начале таблицы) весьма невелики. *J. R. Rydberg* ²⁾ и *R. J. Strutt* ³⁾, показали, что, с точки зрения теории вероятностей, весьма мало шансов за то, что этот факт есть дело простого случая. Именно, *Strutt* подсчитал для 9 элементов (Br, C, Cl, H, N, O, K, Na, S) вероятность того, что малые отступления их атомных весов от целых чисел есть простая случайность. Оказалось, что эта вероятность равна всего 1:1000. Аналогичные соображения побудили *Rydberg'a* изображать атомные веса в форме $N + D$ (где N — целое число, D — малая дробь) и искать закономерностей как в N , так и в D .

Работы самых последних лет с новой силой воскрешают идею Prout'a. В самом деле, мы хорошо знаем, что радиоактивные превращения связаны с выделением α -частиц, т.е. ядер гелия. Значит гелий есть составная часть ядра радиоактивных элементов. Работы

¹⁾ Исторические судьбы гипотезы Prout'a см. у *C. Schmidt*. *Das periodische System der Chemischen Elemente*. Leipzig. 1917, p.p 1—5, см. также *R. Swinne*, *Die Naturwissenschaften*, 8, p. 727 (1920).

²⁾ *J. R. Rydberg*. *Bihang Sv. Vet.-Akad. Handlingar*, Stockholm, 14, № 13 (1886), ср. также *R. Swinne*, l. c.

³⁾ См. *C. Schmidt*, l. c., p. 3.

Rutherford'a ¹⁾ и его учеников показали, наконец, что ту же роль должен играть и водород и при том не только у радиоактивных, но и у легких нерадиоактивных элементов.

§ 2. Уже Rydberg ²⁾ обратил внимание на то, что целая часть атомного веса чаще всего может быть представлена двумя формулами

$$4n \text{ и } 4n + 3 \text{ (или, что то же, } 4n - 1),$$

где n — целое число. При этом, как правило, атомным весам первой формулы соответствует четный порядковый номер, атомным весам второй формулы — нечетный.

Можно пойти еще дальше и умотреть в начале периодической системы нечто совершенно аналогичное правилам сдвига, установленным Fajans'ом и Soddy для радиоактивных элементов ³⁾. В самом деле, обратимся к таблицам 1 и 2. Просматривая их, нетрудно обнаружить,

Т а б л и ц а 1.

Элемент	C	O	Ne	Mg	Si	S	A	Ca
Порядковый номер $Z=2n$. .	6	8	10	12	14	16	18	20
Атомный вес ⁴⁾ $A=4n$. . .	12	16	20	24	28	32	40 [*]	40
Группы периодич. системы .	IV	VI	0(VIII)	II	IV	VI	0(VIII)	II

Т а б л и ц а 2.

Элемент	F	Na	Al	P	Cl	K
Порядковый номер $Z=2n + 1$.	9	11	13	15	17	19
Атомный вес $A=4n + 3$. .	19	23	27	31	35	39
Группы периодич. системы .	VII	I	III	V	VII	I

что изменение порядкового номера на две единицы и связанный с этим переход через одну группу периодической системы, ведет к изменению атомного веса на четыре единицы, т. е. здесь происходит совершенно то же, что и при радиоактивном α -превращении.

¹⁾ См. в особенности Rutherford, Phil. Mag. (6) 37, p. p. 537, 562, 571, 581 (1919). Roy. Soc. Proc. (A) 97 p. 374 (1920). E. Rutherford and J. Chadwick. Nature 107, p. 41 (1921).

²⁾ Rydberg, l. c.

³⁾ K. Fajans. Phys ZS 14, pp. 131 и 136 (1913). Ibid. 16 p. 456 (1913).

F. Soddy. The Chemistry of the Radio Elements I и II, Lond. 1911; Chem. News 14, p. 422 (1913).

⁴⁾ В этой и след. таблице атомные веса округлены.

когда из ядра радиоактивного элемента выбрасывается α -частица, уменьшая заряд ядра (= порядковому номеру) на 2 единицы и атомный вес на 4 единицы (действительно исключение составляет аргон, отмеченный звездочкой). Отсюда естественно напрашивается гипотеза, что гелий является одним из главных компонентов в структуре всех элементов вообще ¹⁾.

Таким образом целый ряд фактов говорит в пользу возвращения к гипотезе Prout'a, которую, с современной точки зрения, надо было бы формулировать так: атомные ядра всех элементов построены из ядер водорода, гелия и электронов.

Ядро гелия надо считать весьма важной вторичной единицей структуры атомов, но само оно построено сложно и естественнее всего допустить, что оно состоит из четырех ядер водорода и двух электронов ²⁾.

§ 3. Каковы же, однако, те „вторичные причины“, которые обуславливают отступления атомных весов от целых чисел?

На одну из таких причин различные исследователи за последнее время указывали весьма часто ³⁾. Это — релятивистская инерция энергии. Известно, что всякая масса эквивалентна огромному запасу „латентной“ энергии и, обратно, энергия обладает инертной массой. Можно подсчитать, например, что уменьшение массы вследствие расхода энергии, развиваемой при радиоактивном распаде, для грамм-атома радия (225 gr.) составляет $1,41 \cdot 10^{-9}$ gr. в час или $1,2 \cdot 10^{-3}$ gr. в год ⁴⁾. Если мы представим себе, что образование сложных атомов, в виде устойчивых комбинаций первоначальных структурных единиц, сопровождалось колоссальным „термохимическим“ эффектом, то а priori надо ожидать, что получающийся атомный вес не будет в точности равен сумме атомных весов его компонентов. Подсчитаем, например, какая масса эквивалентна кинетической энергии α -частицы *RaC'*. Энергия E , эквивалентная массе m выражается $E = mc^2$, где c — скорость света и

$$m = \frac{E}{c^2}$$

Кинетическая энергия α -частицы

$$E = \frac{1}{2} m_H v^2 = 2 m_H v^2$$

¹⁾ Ср. W. Kossel. Phys. ZS 20, p. 265 (1919).

²⁾ W. Lenz. Münchener Ber. 1918, p. 385. Заряд ядра у гелия равен — 2e (e — элементарный электрический заряд — $4,77 \cdot 10^{-10}$ CGSE), ядерный заряд водорода — e. Таким образом, если бы в структуру ядра гелия наряду с четырьмя ядрами водорода не входило бы два электрона, ядерный заряд гелия был бы равен 4, вместо 2-х.

³⁾ P. Langevin. Journal de Physique (5) 3, p. 386, (1913). W. Lenz Die Naturwissenschaften 8, p. 609 (1920) Harkins und Wilson. Zeitschr. für anorgan. Chemie 95, p. 1 (1916); A. Smekal. Die Naturwissenschaften 8, p. 206 (1920).

⁴⁾ M. v. Laue. Die Relativitätstheorie. B. I p. 209. 3 Aufl. Braunschweig 1919.

Соответствующее ей изменение массы будет

$$\Delta m = \frac{E}{c^2} = 2m_H \left(\frac{v}{c} \right)^2$$

или, полагая $m_H = 1$, $v = 2 \cdot 10^9$, получим

$$\Delta m = 2 \left(\frac{2}{30} \right)^2 = 0,01 \text{ } ^1).$$

Таким образом ясно, что эта причина может нам объяснить лишь небольшие отступления атомных весов от целых чисел. Для объяснения же таких значительных отступлений, как у хлора (35,45) или у магния (24,32), приходится искать других причин.

4. Здесь нам существенную помощь оказывает аналогия с явлениями из области радиоактивности. Изучение радиоактивности показало, что все разнообразие элементов далеко не исчерпывается теми 90—100 типами, которые помещаются в обычных таблицах периодической системы. Оказалось, что существует весьма большое количество элементов, которые могут различаться по атомным весам на несколько единиц (вплоть до 8), и которые тем не менее совершенно неразличимы для обычных методов химического анализа. Это элементы изотопные. Не останавливаясь подробно на явлениях изотопии, мы приведем только весьма любопытную таблицу Fajans'a ²⁾. Беглый взгляд на эту таблицу обнаруживает в отдельных местах ее целые скопления элементов. Это, по терминологии Fajans'a, плеяды изотопных элементов. Химический тип каждой плеяды определяется либо нерадиоактивным, либо наиболее устойчивым радиоактивным элементом, входящим в ее состав.

Изучение конечных продуктов радиоактивных рядов показало, что конечные продукты семейств урана-радия (RaG) и тория (ThD) принадлежат к плеяде свинца. Атомный вес RaG = 206, атомный вес ThD = 208 и, наконец, атомный вес обыкновенного свинца = 207,2. Все эти три элемента по химическим свойствам должны быть неразличимы; всех их, при химическом анализе, мы должны принять за свинец.

Таким образом надо ожидать, что если мы будем определять атомные веса свинца, полученного из чистых урановых руд и из чистых ториевых, то должны получиться числа, различающиеся между собой и от ат. веса обыкновенного свинца, т.-е. числа близкие к 206 и 208. И действительно, оказалось, что для наиболее чистых проб уранового свинца атомный вес равняется в лучшем случае 206,05, в худшем — 206,12; для ториевого свинца (из норвежского торига) — 207,90. Между тем атомный вес свинца, изолированного из цейлонского ториянита

¹⁾ См. A. Sommerfeld. *Atombau und Spektrallinien*. 2. Aufl. Braunschw. 1921, p. 96.

²⁾ K. Fajans. *Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den Chemischen Elementen*. 2. Aufl. Braunschw. 1920, pp. 36 — 37. Таблица приведена с некоторыми изменениями и упрощениями, см. A. Sommerfeld, l. c.

Т а б л и ц а 3.

АТОМ- НЫЕ веса.	0 (VII)	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	АТОМ- НЫЕ веса.
197	---	Au	---	---	---	---	---	---	197
200	---	---	Hg	---	---	---	---	---	200
204	---	---	---	Tl	---	---	---	---	204
206	---	---	---	β AcC''	RaG, AcD	---	---	---	206
207	---	---	---	---	Pb	---	---	---	207
208	---	---	---	β ThC''	ThD	Bi	---	---	208
210	---	---	---	β RaC''	β RaD, β AcB	β RaE, α β AcC	α Po, α AcC'	---	210
212	---	---	---	---	β ThB	α β ThC	α ThC''	---	212
214	---	---	---	---	β RaB	α β RaC	α RaC', α AcA	---	214
216	---	---	---	---	---	---	α ThA	---	216
218	α Ac - Em	---	---	---	---	---	α RaA	---	218
220	α Th - Em	---	---	---	---	---	---	---	220
222	α Ra - Em	---	α AcX	---	---	---	---	---	222
224	---	---	α ThX	---	---	---	---	---	224
226	---	---	α Ra	β Ac	α RdAc	---	---	---	226
228	---	---	β MsTh ₁	β MsTh ₂	α RdTh	---	---	---	228
230	---	---	---	---	α Io, β UY	α Pa	---	---	230
232	---	---	---	---	α Th	---	---	---	232
234	---	---	---	---	β UX ₁	β UX ₂ , β Z	α U ₁₁	---	234
238	---	---	---	---	---	---	α U ₁	---	238

Греческие буквы перед символом элемента указывают на характер превращения (α -или β -превращение). При α -превращении элемент перемещается через одну группу в соответствующую нижнюю; при β -превращении — в следующую верхнюю (правила сдвига Fajans'a и Soddy). Символ $\alpha\alpha$ перед U₁₁ указывает на двойной характер превращения этого элемента, который дает, помимо Io с большой продолжительностью жизни, еще быстро распадающийся UY (оба помещены в одном ряду IV группы). Pa — символ вновь открытого O. Hahn'ом и L. Meißner элемента протактиния, по всей вероятности, служащего связующим звеном между семействами урана и актиния. Z — новый элемент семейства урана. Атомные веса UY, Pa и членов рядов актиния — гипотетичны.

(68,9% тория и 11,0% урана), в точности совпадает с атомным весом обыкновенного свинца (207,2)¹⁾. Отсюда возникает совершенно естественное предположение, что обыкновенный свинец, в сущности, является смесью уранового и ториевого свинца. Но тогда можно сделать дальнейший шаг и задаться вопросом, не являются ли некоторые из элементов нерадиоактивного происхождения также смесями изотопов. Подобная гипотеза разрешила бы противоречие между гипотезой Röntgen и опытом. Ибо, в самом деле, если элемент, который нам представляется совершенно однородным, в действительности есть смесь двух или нескольких изотопов, то атомный вес, определяемый обычными химическими методами, является некоторой средней величиной. И если атомные веса самих этих изотопов в точности выражаются целыми числами или весьма близки к ним, то средний атомный вес может как угодно отличаться от целого числа.

Работы *Aston'a*, которым посвящена вся остальная часть нашей статьи, блестяще подтвердили эту гипотезу и вместе с тем показали, что изотопия не есть особенность, присущая одним только радиоактивным элементам, но что в периодической системе она есть явление повсеместное.

§ 5. Первые результаты, в этом направлении были получены *J. J. Thomson'ом*. Изучая при помощи своего метода электромагнитного анализа каналовых лучей газ, полученный в качестве осадка от испарения жидкого воздуха, *Thomson* нашел на одной из фотографий помимо парабол, соответствующих известным благородным газам — гелию, аргону и неону, еще параболу отвечающую газу с атомным весом 22²⁾. Элемента с таким атомным весом в периодической системе не имеется. Между тем предположение, что эта парабола принадлежит соединению *NeH*, исключается, так как оказалось, что в той же смеси встречаются частицы с массой 22 и с двумя зарядами, чего никогда не бывает у молекул³⁾.

Так как эта парабола, при дальнейших опытах, появлялась только тогда, когда брался неон и не была видна на сотнях пластинок, где неон заведомо отсутствовал, то *Thomson* приписал ее *изотопу неона*, который он назвал *метанеоном*.

Ученик и сотрудник *Thomson'a* *F. W. Aston* попытался отделить новый газ от неона (атомный вес 20,2). Оказалось, однако, что это задача в высшей степени трудная. *Aston* пользовался, главным образом, двумя методами: фракционировкой над кокосовым углем, охлажденным жидким воздухом и повторной диффузией. В том и другом случае,

¹⁾ К. Fajans, l. c. p. p. 50—58; там же (p. 106) и в обзоре К. Fajans'a (Phys. ZS 16, p. 456] 1915)—дальнейшие литературные указания по этому вопросу.

²⁾ J. J. Thomson. Rays of Positive Electricity and their application to chemical Analyses. London, 1913, p. 112 и след.

³⁾ *Thomson* выставляет эмпирическое правило, отступлений от которого он не наблюдал ни разу. В силу этого правила, только атомы, но отнюдь не молекулы, в условиях его опытов, могут встречаться с двумя или несколькими зарядами.

в виду разницы масс атомов, надо было ожидать положительных результатов. Между тем оказалось, что первый метод совсем не позволяет осуществить даже частичное разделение ¹⁾. Впрочем, впоследствии *Lindemann* ²⁾ показал, что эта неудача была и теоретически неизбежна.

Многokrатная диффузия через мундштук глиняной трубки дала хотя и *слабый*, но все же положительный результат. Именно, после длительных и трудных опытов удалось получить две фракции с разницей в плотности 0,7% ³⁾. Впрочем, сам *Aston* не считал этот результат окончательным и вполне убедительным.

Предварительное теоретическое исследование ⁴⁾ показало, что единственный метод, позволяющий *сполне* разделить изотопы, есть метод каналовых лучей. Этот же метод является наиболее удобным для обнаружения изотопов. И потому *Aston* поставил себе целью настоятельно уточнить электромагнитный анализ каналовых лучей, чтобы приблизить его по точности к оптической спектрометрии. Так как главным преимуществом последней является возможность фокусировки, то все внимание *Aston*'а было направлено именно в эту сторону.

§ 6. Метод *Thomson*'а основан на следующих простых соображениях. Весьма тонкий пучок каналовых лучей пропускается одновременно через электрическое и магнитное поля расположенные так, чтобы отклонения в том и другом были взаимно перпендикулярны. Но отклонение в магнитном поле будет

$$y = A \frac{e}{mv},$$

где константа *A* не зависит от величин *e*, *m* и *v*; отклонение в электростатическом поле будет

$$z = B \frac{e}{mv^2},$$

где *B* также не зависит от *e*, *m* и *v*. Из этих двух равенств имеем

$$y^2 = \frac{A^2}{B} \cdot \frac{e}{m} z$$

Следовательно, если перпендикулярно к первоначальному направлению пучка поставить фотографическую пластинку, то все частицы с одинаковым $\frac{e}{m}$ оставят на ней след в виде параболы. Каждая парабола будет характерна для данного сорта частиц, и таким образом можно производить химический анализ газа, заключающегося в разрядной трубке простым сравнением параметров этих парабол ⁵⁾.

Расположение *Aston*'а несколько отличается от схемы *Thomson*'а,

¹⁾ F. A. Lindemann и F. W. Aston, Phil. Mag., 37, p. 523 (1919).

²⁾ F. A. Lindemann. Phil. Mag., 37 p. (1919).

³⁾ F. A. Lindemann и Aston. l. c.

⁴⁾ Lindemann и Aston. l. c.

⁵⁾ Подробности об этом методе см. в цитированной книге *Thomson*'а. См. также сборник „Новые идеи в физике“. Вып. 7-й.

Общая идея этого расположения дана на черт. 1¹⁾. S_1 и S_2 —две чрезвычайно узкие щели специальной конструкции (подробности см. ниже).

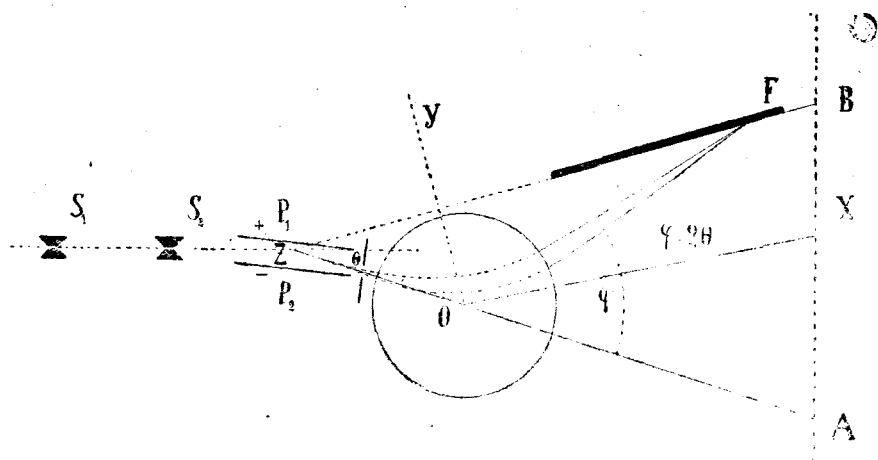


Рис. 1.

Получающийся тонкий пучек каналовых лучей развертывается в электрический спектр, проходя между двумя пластинками конденсатора P_1 и P_2 , при чем развернутый пучек можно, в первом приближении, считать исходящим из мнимого источника Z . Часть лучей этого развернутого пучка вновь выделяется диафрагмой D и пропускается между параллельными полюсами большого электромагнита. Полюсы для простоты, имеют круглую форму, поле между ними равномерно и имеет такой знак, что лучи отклоняются в нем в направлении противоположном электрическому отклонению. В этом — существенное отличие расположения *Aston*'а от *Thomson*овского.

Пусть θ и φ — алгебраические значения углов отклонения выпущенного пучка в электрическом и магнитном поле; пусть $ZO = b$. Положим для простоты расчетов, что магнитное поле сконцентрировано в точке O , и обозначим длину дальнейшего пути пучка от этой точки через r . Так как, далее, отклонения в электрическом и магнитном поле друг другу противоположны, то θ есть некоторый отрицательный угол; пусть $\theta = -\theta'$. Принимая во внимание, что φ и θ' — углы малые (на чертеже они сильно преувеличены), можно показать²⁾ что при условии

$$r (\varphi - 2\theta') = b \cdot 2\theta',$$

все частицы обладающие одним и тем же $\frac{e}{m}$, но разными скоростями, соберутся в некотором фокусе F . Написанному уравнению практически можно удовлетворить, подобрав соответствующим образом поле и таким образом мы получаем возможность *фокусировать* каналовые лучи.

¹⁾ Чертеж представляет, разумеется, только *закатодную* часть прибора.

²⁾ F. W. Aston, Phil. Mag., 38, p. 707 (1919).

Возьмем оси координат так, как показано на чертеже. Ординаты F будут

$$r \cos (\varphi - 2 \theta') \text{ и } r \sin (\varphi - 2 \theta')$$

или, вследствие малости углов,

$$r, r (\varphi - 2 \theta') = b \cdot 2 \theta'.$$

Таким образом в первом приближении, для любого поля, все фокусы должны лежать на линии ZF параллельной OX , поскольку положение диафрагмы является неизменным. И если вдоль этой линии расположить фотографическую пластинку (на чертеже показана жирной чертой), то на ней получится ряд „спектральных линий“, из которых каждая будет соответствовать определенному значению $\frac{v}{m}$.

От общей идеи метода перейдем к экспериментальным деталям, которые настолько интересны, что мы считаем необходимым на них остановиться. Рис. 2-й дает общую схему установки ¹⁾. Различная

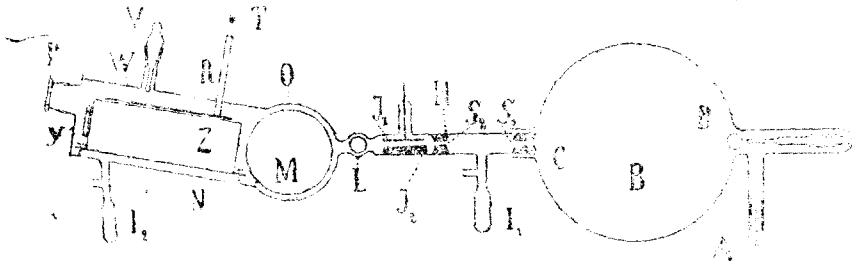


Рис. 2.

трубка B представляет собою обыкновенную рентгеновскую трубку 20 см. диаметром. Алюминиевый анод A окружен изолирующим алюминиевым цилиндром, играющим роль вентиля. Катод C (алюминиевый) расположен как раз в начале шейки трубки. Чтобы не расплавилась противоположная стенка, прямо против катода расположен кварцевый шарик D (12 м.м. диаметром). Кварц в качестве антикатода особенно удобен потому, что он до минимума сводит, нежелательные в данном случае, рентгеновские лучи.

Детали устройства катода видны на рис. 3. Шейка прикрепилась воском к латунному кольцу E , которым заканчивается латунная же трубка F , коаксиально охватывающая внутреннюю более узкую трубку, несущую катод. Место скрепления, охлаждаемое проточной водой, вентилировалась по трубочке G .

Исследуемый газ подтекал по тонкому капилляру через отверстие Q ; через симметрично расположенное отверстие провандилась откачка ртутным насосом Геде.

Катод в центре был просверлен, при чем канал имел слегка коническую форму (диаметр 3 м.м.). В этот то канал и вставлялась

¹⁾ Aston, Phil. Mag. 39, p. 511 (1920).

первая главная щель S_1 . Катод герметически вгонялся в латунную трубку, в которой, на расстоянии 10 см., располагался сплошной кусок латуни H , также слегка конически просверленный. Этот последний канал нес вторую щель S_2 . Ширина каждой щели составляла 0.05 мм., длина — 2 мм.; их необходимо было установить строго параллельно, для чего пришлось воспользоваться уже диффракционными явлениями. Пространство между щелями откачивалось до последней возможности, при помощи кокосового угля и жидкого воздуха. Последнее обстоятельство весьма важно, ибо таким образом до минимума сводилась потеря от рассеяния и нейтрализации лучей, вследствие столкновения.

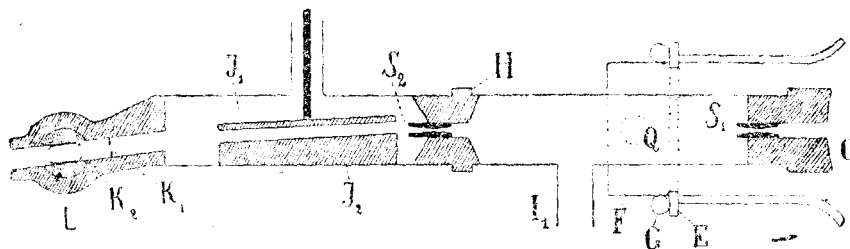


Рис. 3.

По выходе из щели S_2 лучи попадали в электростатическое поле между двумя плоскими латунными поверхностями. Пластика J_1 могла заряжаться до любого потенциала батарей маленьких аккумуляторов; J_2 — соединялась непосредственно с трубкой и вместе с ней отводилась к земле. Чтобы иметь возможность уменьшить расстояние между поверхностями, они располагались несколько под углом к первоначальному направлению пучка.

Непосредственно за этим лучи проходили через две диафрагмы K_1 и K_2 . Из них K_1 неподвижна и служит исключительно для того, чтобы не дать возможности лучам попасть на масляную поверхность крана L . Вторая диафрагма K_2 помещена в отверстии тщательно заземленного крана L ; она подвижна, при чем ее ширина изменяется при повороте крана.

Далее лучи попадали в магнитное поле. Цилиндрические полюсные наконечники (диам. — 8 см.) большого электромагнита Дюбуа впаивались в латунную трубку O , которая составляет часть камеры N ; расстояние между полюсами — 3 мм.

Наконец, последний этап пути лучей — камера N . Она сделана из прочной латунной трубы 6,4 см. в диаметре. С целью полной электростатической защиты, лучи идут в узком пространстве (3 мм.) между двумя параллельными латунными пластинками ZZ (рис. 4), сверху закрытом третьей пластинкой XX . В этой последней имеется прорез (2 мм.), за которым и располагается фотографическая пластинка W . Невычерченное детально приспособление V позволяет перемещать ее параллельно самой себе и нормально к прорезу, так что на одной

пластинке можно было получать несколько снимков. Y — небольшой виллемитовый экран для наблюдений, которые можно было производить через окошко P , закрытое красным стеклом. Перед началом и концом каждого снимка на несколько секунд зажигалась лампочка T ; свет от нее через два весьма тонких отверстия в трубке R падал на фотографическую пластинку и оставлял там пятнышко, служившее исходным пунктом при всех измерениях ¹⁾.

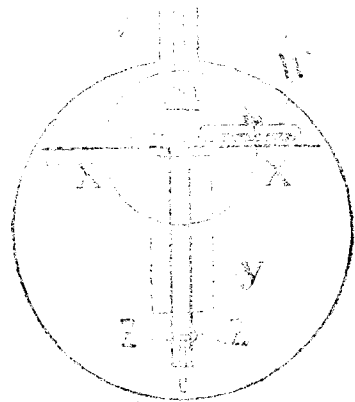


Рис. 4.

На рис. 5 приведено несколько таких снимков. *Aston* называет их массовыми спектрами элементов (*The Mass Spectra of chemical Elements*). Как видно, линии этих спектров широки, но по какому-то причинам, геометрического характера, более отклоненный край их всегда резче и ярче; именно по этому краю и производились все отсчеты. Теоретически, достаточно знать массу, соответствующую одной из „спектральных линий“, чтобы определить массы, отвечающие всем остальным. Но *Aston* построил целую шкалу известных линий и массу для всякой новой линии определял по сравнению с двумя уже известными и при том расположенными по обе стороны новой. При таких условиях точность определения масс достигала 1 промилле.

Как мы уже видели, положение линий в массовых спектрах зависит от $\frac{m}{e}$. Если в пучке каналовых лучей некоторый атом встречается не только с одним, но и с двумя, тремя зарядами, то в спектре будут линии $\frac{m}{e}, \frac{m}{2e}, \frac{m}{3e}$. Такие линии, соответствующие кратным зарядам, не трудно распознать, ибо очевидно, что по отношению к основной линии им будут соответствовать массы в 2, 3 и т. д. раз больше.

$$\left(\frac{m}{2e}, \frac{m}{3e} \right) \text{ и т. д.}$$

Aston называет эти линии соответственно линиями 2-го, 3-го и т. д. порядков. На примерах анализа спектрограмм, которые мы дадим ниже, этот прием ориентировки выяснится вполне. Для различения атомов от сложных молекул той же массы *Aston* пользовался цитированным выше правилом *Thomson*'а, в силу которого молекулы дают линии только первого порядка.

¹⁾ В самое последнее время, для изучения массовых спектров некоторых металлов *Aston* и *G. P. Thomson* предложили несколько видоизмененное расположение. Именно, они пользуются не каналовыми, но *анодными* лучами *Gehrke* и *Reichenglein*'а. Применяя анод особого устройства (по *Dempster*'у *Phys. Rev.* 11, p. 316, 1918) они могли получать чистые металлические лучи. Таким образом

§ 7. Так как все измерения в массовых спектрах имеют относительный характер, то какой-нибудь элемент необходимо выбрать за основной и к нему относить массы всех остальных элементов. По понятным причинам *Aston* остановился на кислороде. Его молекула и атом с одним и двумя зарядами дают основные линии 32, 16 и 8. Весьма точные интегральные соотношения между атомными весами углерода и кислорода внушают уверенность, что оба они — элементы „чистые“ (т.е. не имеют изотопов), и пока что ни один факт этой уверенности не поколебал. Непосредственное сравнение линий C (12) и CO (28) с упомянутыми основными линиями дало ожидаемые целые отношения, при чем аддитивность масс ($CO = C + O$) также соблюдается в пределах ошибок наблюдения (1 пром.). Благодаря этому мы получаем еще несколько „штандартных“ линий: C^{++} (6), C (12), CO (28) и CO_2 (44). Весьма удобны также в качестве основных линии углеводородных радикалов, которые в свободном состоянии существуют в каналовых лучах. Это так называемые группы C_1 и C_2 : C_1 (12), CH (13), CH_2 (14), CH_3 (15), CH_4 (или O) (16) и C_2 (24); C_2H (25), C_2H_2 (26), C_2H_3 (27), C_2H_4 (или CO) (28), C_2H_5 (29), C_2H_6 (30)¹⁾. Таким образом получается целая шкала масс, охватывающая довольно значительный интервал. По каким-то не вполне понятным причинам, вероятно, зависящим от геометрии аппарата²⁾, между массами и смещениями соответствующих линий, с достаточной строгостью выполняется *линейное соотношение*. Это обстоятельство очень облегчает работу и повышает точность измерений.

§ 8. Обратимся к анализу некоторых спектрограмм (рис. 5).

Неон (ат. вес. 20,20).

В массовом спектре неона видны две линии 20 и 22, которые отчетливо повторяются также во втором порядке (спектрограммы не приведены). На некоторых снимках видны слабые следы линии 21. Таким образом подтверждается предположение *Thomson'a* о существовании изотопа неона, с той только разницей, что оба изотопа отвечающие химическому типу „неон“, обладают *целыми атомными весами*.

Весьма интересные результаты получены с *хлором* (ат. в. 35,46) (снимки II, III и IV). При изучении этого элемента в аппарат пускался фосген ($COCl_2$). Рассматривая спектрограмму III, мы видим, что в области, где должна бы быть линия хлора, имеются 4 линии 35, 36, 37 и 38. *Ни каких следов линии, отвечающей обычному атомному весу*

было изучено строение щелочных металлов и бериллия, а также магния (*Dempster'ом*). См. *F. W. Aston* и *G. P. Thomson* Nature 106, p. 627 (1921); *F. W. Aston* Nature 107, p. 72 (1921); *A. I. Dempster*. Phys. Rev. 17, p. 427 (1921); *F. W. Aston*. Nature 107 pp. 520 *G. P. Thomson* Nature 107, p. 395 (1921).

¹⁾ Эти линии появляются почти всегда благодаря присутствию в аппарате жирных паров.

²⁾ *Aston*. Phil. Mag. 40, p. 628 (1920).

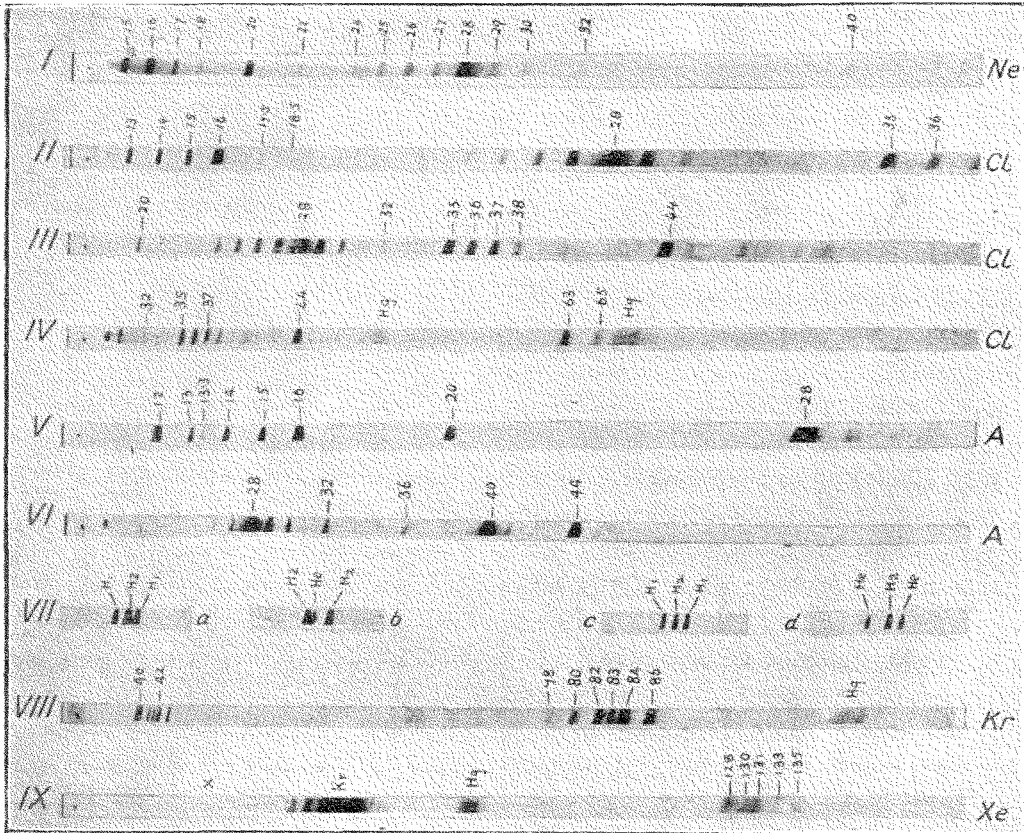


Рис 5.

хлора 35, 46, не имеется. На спектрограмме II видны слабые линии 17,5 и 18,5; они появляются только тогда, когда в аппарате имеются следы хлора, и, несомненно, являются линиями второго порядка для 35 и 37. Линии 36 и 38, очевидно, относятся к HCu^{35} и HCu^{37} . На спектрограмме IV имеются еще линии 63 и 65; их Aston приписывает $COCl^{35}$ и $COCl^{37}$.

Из всего этого следует, что обычный хлор с атомным весом 35,46 есть элемент „смешанный“: он состоит на самом деле из смеси двух изотопов с атомными весами ровно 35 и 37. Следовательно, наблюдаемый атомный вес есть статистическое среднее. Но если это так, то а priori надо ожидать, что компонент 35 в смеси должен преобладать. И действительно, сравнение яркостей линий 35 и 37 вполне подтверждает это, хотя пока еще трудно определить пропорцию смешения.

Криптон (ат. в. 89,92) и ксенон (ат. в. 130,2) оказались также элементами весьма сложными (спектры VIII и IX). Первый состоит по крайней мере из шести изотопов: в его массовом спектре имеется пять ярких линий 80, 82, 83, 84, 86 и одной слабой 78. Все эти линии превосходно повторяются во втором и третьем порядке, что дает возможность с большой точностью определять атомные веса изотопов. Ксенон имелся в весьма незначительном количестве (несколько кубических миллиметров), и потому его исследование носит предварительный характер. Однако, сложная природа этого элемента не подлежит сомнению. В качестве предварительных значений для атомных весов его изотопов Aston дает следующие цифры: 128, 130, 131, 133 и 135¹⁾.

Весьма сложной оказалась также и ртуть (ат. в. 200,6). У нее Aston насчитывает до шести изотопов. На спектрограммах видна, во-первых, размытая полоса 197—200 и, во-вторых, две линии 202 и 204. В полосе 197—200 Aston находит возможным считать три или четыре изотопа. Результаты эти, разумеется, имеют пока предварительный характер.

Мы остановимся еще только на гелии и водороде, а все остальные результаты дадим просто в виде таблицы. Точное определение атомных весов у гелия и водорода представляет трудности в том отношении, что линии их значительно удалены от штандартных. В виду этого пришлось разработать особый прием определения масс специально для данного случая. Мы не будем останавливаться на этом приеме, но сразу дадим результаты.

а) Гелий.

Из сравнения с $O = 16 = 8,00$ ат. в. = 3,994 — 3,996

„ „ „ „ $O = 16 = 6,00$ ат. в. = 4,005 — 4,010.

Таким образом гелий есть элемент „чистый“.

¹⁾ Впоследствии Aston получил в свое распоряжение большее количество ксенона и вновь исследовал его. Результаты этого исследования даны в таблице 4.

Таблица 4').

Элемент.	Атомный номер.	Атомный вес.	Минимальное число изотопов.	Массы изотопов в порядке интенсивности линий.
<i>H</i>	1	1,008	1	1,008
<i>He</i>	2	3,99	1	4
<i>Li</i>	3	6,94	2	6,7
<i>Be</i>	4	9,1	1	9
<i>B</i>	5	10,9	2	11,10
<i>C</i>	6	12,00	1	12
<i>N</i>	7	14,01	1	14
<i>O</i>	8	16,00	1	16
<i>F</i>	9	19,00	1	19
<i>Ne</i>	10	20,20	2 (3)	20,22 (21)
<i>Na</i>	11	23,00	1	23
<i>Mg</i>	12	24,32	3	24, 25, 26
<i>Si</i>	14	28,3	2 (3)	28,29 (30)
<i>P</i>	15	31,04	1	31
<i>S</i>	16	32,06	1	32
<i>Cl</i>	17	35,46	2 (3)	35, 37 (39)
<i>A</i>	18	39,88	2	40,36
<i>K</i>	19	39,10	2	39,41
<i>As</i>	33	74,96	1	75
<i>Br</i>	35	79,92	2	79, 81
<i>Rb</i>	37	85,45	2	85,87
<i>Kr</i>	36	82,92	6	84, 86, 82, 83, 80, 78,
<i>J</i>	53	126,92	1	127
<i>Xe</i>	54	130,2	5 (7)	129, 132, 131, 134, 136
<i>Cs</i>	55	132,81	1 ²⁾	133 (128, 130?)
<i>Hg</i>	80	200,6	(6)	(197 — 200), 202, 204.

¹⁾ Цифры в скобках имеют предварительный характер.

²⁾ У *Cs* обнаружен пока один изотоп.

в) Водород.

Для изучения водорода брались молекулы H_2 (Томсоновская молекула X_2) и H_3 . Результаты получились следующие:

H_3 ¹⁾	{	из $C^{++} = 6,00$	3,025 — 3,027
		„ $He = 4,00$	3,021 — 3,030
H_2		„ $He = 4,00$	2,012 — 2,018

Таким образом из всех исследованных элементов водород представляет единственное исключение. Будучи элементом „чистым“ он обладает атомным весом ($O = 16,00$) отличающимся от целой единицы, а именно, атомным весом, совпадающим с общепринятым 1,008. На возможных причинах этой аномалии мы остановимся несколько ниже.

Приведем теперь таблицу окончательных результатов (табл. 4 стр. 254).

§ 8. На основании этой таблицы можно сделать обобщение, которое Aston называет правилом целого числа (The Whole — number Rule): для исследованных элементов, за исключением водорода, все массы атомные или молекулярные суть, в пределах точности наблюдений, целые числа. Довольно значительное количество и разнообразие уже изученных элементов внушает уверенность, что это правило является справедливым вообще.

Исключительное положение водорода, разумеется, нуждается в объяснении. Здесь необходимо напомнить прежде всего, что не только водород, как таковой, но и, быть может, главным образом, также и вторичные единицы вроде гелия принимают участие в структуре элементов. Однако, если это так, все-таки еще остается объяснить, почему у гелия, ядро которого само построено из четырех водородных ядер и двух электронов, атомный вес равен в точности четырем. Мы уже указывали, что для объяснения малых отступлений от целых чисел обычно привлекают релятивистскую инерцию энергии. В частности, для случая гелия Lenz²⁾ именно с этой точки зрения объясняет ту необычайную устойчивость ядра гелия которая поразила Rutherford'a³⁾. Необходимо еще указать, что такие малые отступления

¹⁾ Таким образом, из этих измерений с совершенной определенностью выяснилась и природа загадочного газа X_2 .

²⁾ W. Lenz l. c. См. также A. Sommerfeld Atombau, p. 386 и след.

³⁾ Rutherford в заключении своей исторической работы (Collision of α - Particles with Light Atoms. IV. An anomalous effect in nitrogen. Phil. Mag. 37, p. 581 1919) пишет, что его не столько удивляет, что при столкновении α - частицей разрушается азот, сколько то, что сама α - частица выдерживает те огромные силы, которые при этом развиваются. Пользуясь приведенной на стр. 244 формулой Lenz подсчитал, что „теплота образования“ ядра гелия должна составлять для грамм-атома в больших калориях $6,25 \cdot 10^9$ Cal. Для сравнения стоит напомнить, что теплоты образования при обычных химических процессах имеют порядок 100 Cal. Таким образом с этой точки зрения необычайная устойчивость ядра гелия является вполне понятной.

с чисто электромагнитной точки зрения вполне понятны. Ведь электромагнитную массу сложного образования можно рассчитывать аддитивно до тех пор, пока компоненты достаточно удалены друг от друга. Если речь, напр., идет о молекуле водорода H_2 , то можно считать, что ее масса равна удвоенной массе атома водорода. Но когда компоненты расположены чрезвычайно тесно, как это и бывает в ядре, то поля их налагаются друг на друга, и а priori надо ожидать, что результирующая масса не будет в точности равна сумме масс исходных (*Harkins* и *Wilson* остроумно называют это явление — „Packeffekt“).

Есть еще один вопрос, на котором необходимо остановиться. В течение нескольких лет *F. W. Richards* в лаборатории Гарвардского университета ведет замечательные определения атомных весов с целью установить, нет ли разницы в атомных весах у элементов, взятых из различных мест земной поверхности. Результаты до сих пор получались всегда отрицательные. Так, у меди немецкого и американского происхождения атомные веса оказались совершенно одинаковыми. То же было обнаружено у обыкновенного свинца самого разнообразного географического и минералогического происхождения, у хлора, натрия, серебра и т. д. Еще любопытнее, что атомный вес метеорного железа оказался совпадающим, в пределах погрешностей наблюдений, с атомным весом железа земного. Но если многие элементы на самом деле представляют собой смесь изотопов, то такое постоянство атомных весов свидетельствует о том, что эти изотопы повсюду смешаны в одинаковом отношении. Причина этого постоянства еще не вполне ясна. Возможно, что наши элементы сформировались уже тогда, когда земля была еще в жидком или даже газообразном состоянии и смогли в то время равномерно перемешаться ¹⁾. Впрочем, экспериментальных фактов для разрешения этого вопроса у нас пока что нет совсем; здесь еще — обширное поле для разнообразных гипотез ²⁾.

¹⁾ См. напр. *K. Fajans. Radioactivität etc.*

²⁾ Мы лишь вскользь коснулись (по поводу метанона) других методов разделения изотопов кроме метода каналовых лучей. Добавим к этому, что *Harkins's Nature*, 105 p, 230, (1920) удалось осуществить частичное разделение изотопов хлора путем повторной диффузии; *Brönsted* и *Hevesy (Nature 106, p. 144, 1920)* добились тоже частичного разделения изотопов ртути, испаряя ее под малым давлением и конденсируя, испарившуюся ртуть на охлажденной поверхности; наконец *Hevesy (Nature 108, p. 000 1921)* тем же методом разделил изотопы хлора. *F. W. Loomis (Phys Rev 17, 436, 1921)* указал на то, что наличие изотопов должна отражаться на инфракрасном спектре поглощения газа. Именно, отдельные линии ротационных полос поглощения в ближней инфракрасной части спектра должны представляться дублетами. И действительно, на кривых поглощения HCl , данных *Imeson (Astrophys. Journal 50, p. 251, 1919)* видно, что каждая линия в полосе $1,76 \mu$ и сопровождается на расстоянии 14 \AA (в сторону длинных волн) более слабым спутником; расстояние же вычисленное на основании атомных весов изотопов составляет $13,5 \text{ \AA}$. Эти-то слабые спутники и приписываются Cl^{37} (См. также работу *A. Kratzer'a. ZS. für Physik 3, p. 460, 1920*).

Работы *Rutherford'a* и *Aston'a* служат новым могущественным стимулом к возрождению гипотезы *Prout'a*. Водород снова получает роль первичного элемента, и *Rutherford* предложил даже для него и новое название, *протон*, соответствующее этой роли. Но мы остановились так подробно на работах *Aston'a* еще и потому, что среди блестящих успехов физики за последние годы открытие изотопии у обыкновенных элементов занимает одно из наиболее заметных мест. И независимо от каких бы то ни было гипотез, „правило целого числа“ есть факт, с которым всякому исследователю в этой области придется считаться.

Затухание молекулярных колебаний и элементарное излучение.

С. Вавилов.

I. Обзор теоретических исследований.

Свыше 30 лет стройное здание теоретической оптики, созданное 19 столетием, лежит в обломках после сокрушительных ударов, нанесенных опытом *Michelson'a—Morley'я* и теорией черного излучения *Planck'a*. Опыт *Michelson'a* разрушил фундамент классической оптики чистого эфира, кванты *Planck'a* совершенно затемнили понимание оптики материальной среды. На обломках старой последовательной системы очень медленно складываются отдельные устои будущего здания; общий план и очертания его не ясны современному физическому.

В нашем беглом очерке состояния вопроса о механизме элементарного излучения мы встретимся с той двойственностью точек зрения, которая неизбежна в современной оптике, пока на месте рухнувшей, старой теоретической системы не возникнет новая. Мы сосредоточимся главным образом на задаче затухания молекулярных колебаний, не подвергнутых пертурбирующей силе извне. Эта задача стала предметом ряда крупных экспериментальных и теоретических исследований последних годов.

§ 1. *Излучение электрона.* В классической электронной теории причиной излучения, т. е. электро-магнитной пертурбации во внешней среде, может явиться только изменение состояния заряженных частей молекулы, ядра и электронов. Если исключить деформацию заряженных частиц, то причиной излучения может оказаться только ускорение их движений. Задача о соотношении между ускорением движения электрона и потоком энергии во внешней среде решалась неоднократно, притом различными методами¹⁾, приводя всегда к одному и тому же результату²⁾. Замедление движения электрона вследствие излучения соответствует тормозящей силе:

$$f = \frac{e^2 v}{6\pi \cdot c^3} \dots \dots \dots (1)$$

где, e — заряд электрона в рациональных единицах ($\sqrt{4\pi} \times \text{э.с.е.}$), v — вторая производная вектора скорости, c — скорость света. Если элек-

¹⁾ *A. Liénard.* L'éclairage électrique 16, pp. 1, 53, 106, 1898, *M. Planck.* Wärmestrahlung, p. 106, 1906; *M. Abraham.* Elektromagnetische Theorie der Strahlung, p. 72, 1905 и т. д.

²⁾ *Th. Weyerde.* (Ann. d. Phys. 52, p. 276, 1917) нашел, что ускорение в ур. (1') входит только скалярно, но это заключение ошибочно.

трон без излучения совершал бы гармонические линейные колебания, то при наличии излучения колебания станут затухающими

$$x = A \cdot e^{-\delta t} \cdot \cos \omega_0 t \quad (2).$$

здесь A — начальная амплитуда, e — основание неперовых логарифмов, δ — декремент затухания, ω_0 — угловая частота колебаний. На основании (1) можно найти ¹⁾, что

$$\delta = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 \cdot \omega_0^2}{6\pi c^2 m} \quad (3).$$

Подставляя вместо ω_0 ее величину $\frac{2\pi \cdot c}{\lambda}$, где λ длина волны, находим

$$\delta = \frac{\pi \cdot e^2}{3m \cdot c \cdot \lambda^2}$$

Насколько обще уравнение (1), какие допущения положены в основу его вывода? Этот вопрос приобретает существенное значение в связи с распространенной квантовой теорией *Bohr'a*, в которой постулируется отсутствие излучения при круговом равномерном движении электрона вокруг ядра ²⁾. Соответствующий анализ уравнения (1) выполнен *Schott'ом* ³⁾. *Schott* указывает, что в некоторых выводах (1) взяты две предпосылки: 1) основные уравнения электронной теории *Maxwell'a—Lorentz'a* 2) теорема *Poynting'a* о потоке энергии. Теорема *Poynting'a* не является, однако, единственным и необходимым выражением потока и плотности энергии ⁴⁾. Можно дать, напр., такие выражения, в которых поток энергии направлен вдоль фронта плоской волны и таким образом излучения наружу нет. На этом основании делались попытки истолкования упомянутого постулата *Bohr'a*. Вывод уравнения (1) может быть, однако дан и независимо от теоремы *Poynting'a* ⁵⁾. Единственными допущениями при выводе (1) являются уравнения *Maxwell'a* для поля свободного от зарядов и уравнения *Lorentz'a* для внутриэлектронного объема. В связи с теорией *Bohr'a* *Schott* решает такую задачу: можно ли получить вращение электрона по кругу без излучения, если предположить, что уравнения *Lorentz'a* внутри электрона не точны?

Для внешнего пространства имеют силу уравнения *Maxwell'a*

$$\text{rot } \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad \text{rot } \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad \text{div } \mathbf{E} = 0 \quad \text{div } \mathbf{H} = 0 \quad (5).$$

¹⁾ Ср. напр. *W. Mandersloot*. Jahrb. d. R. u. E., 13, p. 1, 1916.

²⁾ Ср. *П. Эйнштейн*. Применение учения о квантах к теории спектральных линий. Успехи физических наук 2, p. 14, 1920.

³⁾ *G. A. Schott*. Phil. Mag. 36, p. 234, 1918.

⁴⁾ *G. Liveness*. Phil. Mag. 34, p. 386, 1917.

⁵⁾ Ср., напр., *H. A. Lorentz*, The theory of electrons, p. 281, 1909, или *G. A. Schott*, Electromagnetic radiation, Ch. XI and App. C, D and F.

где \mathbf{E} и \mathbf{H} — электрическая и магнитная силы, rot и div — символы векторного анализа. Для внутри-электронного объема уравн (5) переписывается в таком совершенно общем виде:

$$\text{rot } \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mathbf{c} \text{ rot } \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = K \text{ div } \mathbf{E} = \rho \quad \text{div } \mathbf{H} = \mu \dots (6).$$

ρ и μ плотности электрических и магнитных зарядов и токов. В теории *Lorentz'a*:

$$\mu = 0 \quad \mathbf{c} = \frac{\rho \cdot \mathbf{v}}{c} \quad K = 0 \dots \dots \dots (7).$$

у *Schott'a* ρ , μ , \mathbf{c} и K ограничены только уравнением (6). Сложный анализ, проделанный *Schott'ом*, показывает, что излучение во вне не исчезнет и при такой совершенно общей форме внутри-электронных уравнений, каковы (6).

Таким образом для истолкования постулата *Bohr'a* нужно отказаться от уравнений *Maxwell'a* (5) для чистого эфира или же предположить существование источников энергии, компенсирующих потерю энергии на излучение в атоме.

Анализ *Schott'a* во всяком случае позволяет заключить, что уравнение (1) является совершенно неизбежным и единственным выражением для излучения электрона в классической теории.

Задаваясь той или иною электронной моделью атома, мы можем получить вполне исчерпывающий ответ относительно излучения такого атома. Частота колебаний, амплитуда, затухание и поляризация принципиально всегда могут быть найдены, если даны начальные условия, связи и атом находится вне возмущающих внешних сил. Такая классическая модель излучающего атома в простейшем случае разобрана *Planck'ом*¹⁾.

§ 2. *Основной постулат теории квантов.* Классический атом электронной теории не в состоянии объяснить особенностей температурного черного излучения. Законы действия света на материальную среду (фото-электрический эффект, фото-химические реакции, флюоресценция), закономерности спектральных линий и полос также не уживаются с классической моделью. Выход, указанный впервые *Planck'ом*, заключался в отказе от классического атома. На месте старой теории, отличавшейся стройностью и последовательностью, пришлось воздвигать временные постройки „квантовых теорий“, принимавших почти для каждой группы опытных фактов, подлежащих истолкованию, различные формы, не всегда уживающиеся друг с другом. Сам *Planck* дал два варианта квантовых теорий, пригодных для понимания законов черного излучения²⁾. По первому варианту излучение и поглощение лучистой энергии элементарным осциллятором может происходить только целыми квантами. Второй вариант

¹⁾ Ср. *M. Planck. Wärmestrahlung*, p. 100, 1906.

²⁾ Ср. *M. Planck. Wärmestrahlung*, 1906 и 1913.

оставляет поглощение „классическим“, т. е. непрерывным, только излучение происходит целыми квантами. *Stark* ¹⁾ и *Einstein* ²⁾ создаст гипотезу „световых квантов“, т. е. квантов лучистой энергии, дискретно существующих и вне материальной среды. Эта гипотеза прекрасно объясняет законы фотоэлектрического эффекта, особенности фотохимических реакций и флюоресценции, но стоит, напр., в противоречии с законами черного излучения и с основными фактами физической и геометрической оптики ³⁾. Теория *Bohr*'а, детализированная *Sommerfeld*'ом блестяще объясняет спектральные закономерности, но едва ли в состоянии обнять остальные факты оптики материальной среды ⁴⁾. Те гипотезы, которые носят в настоящее время название „теории квантов“, представляют таким образом пестрый и разноречивый конгломерат построений ad hoc, существование которых, несомненно, кратковременно и является сырым материалом для будущей стройной системы. Во всех вариантах теории квантов можно, однако, выделить следующий основной постулат: „Передача внутренней энергии молекулы (или атома) внешней среде (эфиру или другим молекулам) может происходить только целыми квантами $h\nu_0$ “, где ν_0 соответствует собственной частоте колебаний атома классической теории, h — постоянная *Planck*'а. Передача может производиться различными способами — излучением, переходом внутренней энергии в кинетическую и т. д.

Посмотрим, насколько прочны прямые экспериментальные основания этого фундаментального постулата новой оптики? Мы оставляем в стороне все те многочисленные случаи косвенных доказательств постулата, число которых растет почти с каждым днем, но в которых появление величины $h\nu_0$ не всегда ясно ⁵⁾. Прямым опытным доказательством постулата мы считаем такое. Пусть в каком угодно физическом явлении группа молекул N за время t передавала свою внутреннюю энергию внешней среде, при чем величина общей переданной энергии E . Если условия опыта таковы, что каждая молекула, совершившая передачу энергии, так-сказать „выбывает из строя“, т. е. разрушается, то, измерив на опыте N и E , мы на основании постулата квант должны с достаточным приближением получить:

$$\frac{E}{N} = h\nu_0 \dots \dots \dots (8).$$

Мы осторожно добавили „с достаточным приближением“ потому, что постулат допускает передачу не только одного, но и нескольких квантов

1) *J. Stark*. Phys. Ztschr. 10, p. 817, 1909; 11, p. 25, 1910.

2) *A. Einstein*. Phys. Ztschr. 10, p. 185, 817, 1909; Ann. d. Phys. 17, p. 132, 1905.

3) Ср., напр., *H. Lorentz*. Phys. Ztschr. 11, 349, 1910.

4) *П. Энштейн*, I. с.

5) Ср., напр., *P. Ladenburg*. Jahrb. d. R. u. E. 17, p. 93, 1920.

сразу, как это, напр., необходимо допустить для получения формулы черного излучения ¹⁾. В общем случае постулат (8) переписывается так:

$$\frac{E}{N} \geq h\nu_0 \dots \dots \dots (9).$$

Поводов опытной проверки (9) имеется достаточное количество, укажем, напр., на химические и фото-химические реакции, радиоактивность, хемолюминесценцию и т. д. Во всех указанных случаях E и N могут быть прямо или косвенно определены. Соотношение (9) фактически проверялось, однако в очень немногих случаях: достаточно систематически при изучении фото-химических процессов ²⁾ и в отдельных случаях химических реакций ³⁾. Во всех тех случаях, где физико-химические условия были достаточно ясны, соотношение (9) подтвердилось. Рассмотрение уже имеющихся данных и постановка новых измерений для проверки постулата (9) являются во всяком случае крайне важными. В качестве примера мы рассмотрим радиоактивный распад $Ra C$; распад сопровождается излучением α -, β - и γ -лучей, при чем общая энергия, выделяющаяся при распаде $Ra C$, находящегося в равновесии с другими продуктами распада в 1 gr. Ra , равняется 50,2 cal в час ⁴⁾. Число атомов $Ra C$, распадающихся в час, $1,22 \cdot 10^{14}$ ⁵⁾. Отсюда:

$$\frac{E}{N} = \frac{50,2}{1,22 \cdot 10^{14}} \text{ cal} = 1,74 \cdot 10^{-5} \text{ erg.}$$

На основании постулата (9)

$$h\nu_0 \leq 1,74 \cdot 10^{-5} \text{ erg.}$$

$$\nu_0 \leq 2,65 \cdot 10^{21}.$$

Такой результат не противоречит опыту. Всего вероятнее предположить, что собственная частота $Ra C$ совпадает с одной из частот характеристического γ -излучения $Ra C$, но по оценке *Rutherford'a* ⁶⁾ предельная частота γ -лучей, излучаемых $Ra C$, $4,28 \cdot 10^{20}$, т. е. менее $2,65 \cdot 10^{21}$ в согласии с постулатом (9). Существующий фактический материал слишком незначителен для того, чтобы сделать окончательное заключение о верности постулата, но во всяком случае противоречащих ему данных пока нет. Заметим, впрочем, что опытное подтверждение (9) не дает еще возможности категорического утверждения о квантном характере каждого отдельного, элементарного акта излучения. На опыте мы всегда получаем средний статистический результат верный для огромного числа молекул, но не обязательный

¹⁾ *M. Planck*, 1. с.

²⁾ Ср. *E. Warburg*. *Naturwissenschaften* 5, p. 489, 1917.

³⁾ Ср., напр., *A. Heydweiler*. *Ann. d. Phys.* 48, p. 681, 1915.

⁴⁾ *E. Rutherford*. *Radioactive substances and their radiations*, p. 581, 1913.

⁵⁾ *E. Rutherford*, 1. с., p. 615.

⁶⁾ *E. Rutherford*. *Phil. Mag.* 34, p. 153, 1917.

для каждой в отдельности. Во всяком случае постулат (9) оставляет совершенно невыясненным механизм элементарного излучения, определяя только суммарную энергию среднего акта излучения,

Условие (9) является единственным, общим для всех вариантов теории квантов. Детализация проблемы излучения проводится по всем направлениям только в теории *Bohr'a*, потому в дальнейшем нам придется говорить исключительно об этом варианте теории квант, при чем мы отсылаем читателя, мало знакомого с основами теории *Bohr'a*, к обзору *Энштейна* ¹⁾.

§ 3. Принцип отбора (*Auswahlprinzip*) Рубиновича.

В теории *Bohr'a* собственная частота колебаний атома ν , теряет определенный смысл, так как самый атом может иметь бесконечно-разнообразные размеры в зависимости от нахождения электронов на той или иной стационарной орбите. При всяком изменении конфигурации атома, т. е. перескоке электронов с одних орбит на другие согласно постулату (8) во внешней среде появляется или исчезает энергия $h\nu$, но само ν определяется величиной изменения энергии, а не наоборот. *Bohr* формулирует такой постулат:

$$h\nu = W_1 - W_2 \dots \dots \dots (10),$$

где W_1 и W_2 — энергия системы, соответствующая начальной и конечной стационарной орбите. Постулат (10), заимствованный *Bohr'ом* из теории фото-электрического эффекта *Einstein'a*, является трудновыполнимым пунктом теории. По замечанию [*Stark'a* ²⁾] постулат (10) сводится к тому, что событие, последующее во времени, предопределяет характер предыдущего.

В числе немногих классических законов электродинамики, сохранившихся ненарушенными в теории *Bohr'a*, является закон сохранения энергии. Механически этот закон выводится из более широкого по содержанию второго закона *Ньютона*, начала сохранения количества движения или импульса. Это начало шире *Ньютона* уравнения силы хотя бы потому, что в него укладывается релятивистская механика [*Einstein'a* ³⁾]. Момент импульса атома в теории *Bohr'a*

$$p = \frac{nh}{2\pi} \dots \dots \dots (11),$$

где n — целое число. В классической электродинамике момент импульса излучения атома должен целиком перейти во внешнюю среду. Можем ли мы требовать выполнимости этого начала в теории *Bohr'a* и какие ограничения мы при этом получим? Такой вопрос был поставлен и разрешен *Рубиновичем* ⁴⁾. Какова величина момента импульса

¹⁾ П. Энштейн, 1, с.

²⁾ J. Stark. Jahrb. d. R. u. E. 17, p. 150, 1920.

³⁾ Ср., напр., F. State. Phil. Mag. 40, p. 34, 1920.

⁴⁾ A. Rubinowicz. Phys. Ztschr. 19, p. p. 441, 465, 1918.

при излучении в классической теории? Для простоты рассмотрим случай волны, поляризованной по кругу ¹⁾. Если такая волна падает в материальную среду, состоящую из заряженных ядер и электронов, то электроны начнут вращаться по кругу с угловой скоростью $\frac{2\pi}{T}$. Вращающийся электрон излучает, как мы видели в § 1, следовательно, для поддержания его в прежней орбите затратится некоторая работа, черпаемая из падающего света; величина этой работы $M \cdot \frac{2\pi}{T}$, где M — момент вращения. Если обозначим через W световую энергию, поглощаемую в единицу времени, то

$$W = M \cdot \frac{2\pi}{T},$$

отсюда:

$$M = \frac{W}{2\pi\nu} \dots \dots \dots (12).$$

Это выражение, дает, очевидно, также момент импульса волны, излучаемой электроном, вращающимся по кругу. Для общего случая эллиптически поляризованной волны *Abraham* ²⁾ вывел такое выражение момента импульса волны:

$$M = \frac{W}{2\pi\nu} \cdot \frac{2ab \sin \gamma}{a^2 + b^2} \dots \dots \dots (13).$$

a, b — полуоси эллипса колебания, γ — разность фаз слагающих прямолинейных колебаний вдоль a и b . Для луча, поляризованного по кругу, $a = b$; $\gamma = \frac{\pi}{2}$, т.е. удовлетворяется (12). *Рубинович* предполагает, что уравнение (13) имеет силу и для атома *Bohr'a*. На основании (8)

$$W = h\nu.$$

Следовательно,

$$M = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2ab \sin \gamma}{a^2 + b^2} \dots \dots \dots (14).$$

По теории *Bohr'a*, изменение момента импульса атома (11) может происходить только таким образом, что n остается целым числом. Обозначим новое значение целого числа в (11) при передаче момента импульса (14) внешней среде через n' . Тогда на основании начала сохранения импульса:

$$\frac{nh}{2\pi} - \frac{n'h}{2\pi} = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2ab \sin \gamma}{a^2 + b^2}$$

¹⁾ К. Schaposchnikow и Н. Busch. Phys. Ztschr. 15, p. 454, 1914; так же К. Н. Шапошников. Пондермоторные явления и т. д. Москва, 1915.

²⁾ М. Abraham. Phys. Zeitschr. 15, 914, 1914; также А. Sommerfeld. Atombau, p. 521. 1921.

или:

$$n - n' = \frac{2ab \sin \gamma}{a^2 + b^2} \dots \dots \dots (15)$$

a и b входят в это выражение симметрично; пусть, напр., $a > b$, в таком случае $(a - b)^2 > 0$, т. е. $a^2 + b^2 - 2ab > 0$

или:

$$a^2 + b^2 > 2ab,$$

и *a fortiori*

$$a^2 + b^2 > 2ab \sin \gamma \dots \dots \dots (16)$$

Следовательно,

$$n - n' \leq I \dots \dots \dots (17)$$

Числитель и знаменатель равенства (15) равны только в том случае, когда $a = b$, $\gamma = \pm \frac{\pi}{2}$. Но по теории *Bohr'a* $n - n'$ может быть только целым числом.

Такое условие совместимо с полученным из начала сохранения импульса выражением (17), только для трех случаев;

$$n - n' = \begin{cases} +I \\ 0 \\ -I \end{cases} \dots \dots \dots (18)$$

Мы приходим таким образом к замечательному правилу, показывающему, что не все спектральные линии, возможные на основании (10) и комбинационного принципа *Ritz'a* ¹⁾, совместимы с началом сохранения момента импульса; это — правило отбора, открытое *Рубиновичем*.

Правило (18) позволяет сделать и дальнейшие не менее важные выводы относительно поляризации излучаемой волны. В самом деле для $n - n' = \pm I$, $a = b$, $\gamma = \pm \frac{\pi}{2}$, т. е. волна необходимо поляризована по кругу вправо или влево, для $n - n' = 0$, или $b = 0$, или $\gamma = 0$, во всех случаях волна прямолинейно поляризована. В обыкновенных условиях наблюдения спектральных линий, излучающие атомы, не имеют определенной ориентировки и потому поляризация линий ускользает от наблюдения, она начинает определенно проявляться только при наложении сильных магнитных или электрических полей, ориентирующих излучающие молекулы (явления *Zeeman'a* и *Stark'a*). *Рубинович* распространил свою теорию на случай, осцилляторов с несколькими степенями свободы и также на тот случай, когда молекулы находятся под действием внешнего поля. Именно эта часть теории дает богатый опытный материал для испытания нового принципа (тонкая структура спектральных линий, расщепление линий в магнитном и электрическом поле). Теория безукоризненно подтвердилась на опыте.

¹⁾ *П. Эйнштейн*, л. с.

Таким образом ограничение теории *Bohr'a* началом сохранения момента импульса позволило сразу определить существенную характеристику излучаемой волны, ее поляризацию, и одновременно исключить огромное число спектральных линий, возможных по теории *Bohr'a* и комбинационному принципу *Ritz'a*, как несовместимых с вторым законом Ньютона.

Почти одновременно с появлением работы *Рубиновича* *Bohr* опубликовал ¹⁾ крайне интересное исследование, в котором формулируется принцип соответствия между частотой излучения и временем обращения электрона на соответствующей орбите. Читатель найдет изложение этого принципа в статье *Ю. А. Крюткова* ²⁾. В противоположность принципу отбора *Рубиновича* принцип соответствия носит совершенно эмпирический характер, оправдание этого принципа пока только в опыте. По словам *Sommerfeld'a*, „*Bohr* нашел в своем принципе соответствия ту волшебную палочку, которая позволяет воспользоваться результатами классической волновой теории для теории квант без устранения принципиальных противоречий“. Новый эмпирический принцип *Bohr'a* сразу разрешает вопрос об интенсивности и поляризации излучения, включая, как часть, все результаты принципа *Рубиновича*. Теоретическая сущность принципа соответствия пока не ясна ³⁾. Странное соответствие между классической теорией и принципами теории квантов, вскрытое работой *Bohr'a*, дает надежду подойти ближе к загадке квантов, заданной почти 20 лет тому назад и до сих пор не разгаданной. Для правильности исторической перспективы заметим, однако, что *Planck* в своей теории черного излучения решая задачу вполне, т.-е. определяя сразу энергию, частоту и поляризацию излучения, принужден был значительно ранее *Bohr'a* устанавливать принцип соответствия, приравнивая результаты квантовой и классической теорий ⁴⁾.

§ 4. *Проблема затухания колебаний в теории Bohr'a*. Характеристика излучения, даваемая всеми вышеизложенными формальными постулатами и принципами теории *Bohr'a*, еще не полна. Нехватает уравнения, определяющего протекание излучения во времени его затухания. После появления работы *Рубиновича* и принципа соответствия *Bohr'a*, было весьма естественным попытаться идти в том же направлении поисков соответствия классической и квантовой теории также для затухания излучения. Поэтому почти одновременно появляются работы *Эмштейна* ⁵⁾, *Reiche* ⁶⁾ и *Wien'a* ⁷⁾, пытающиеся найти разрешение проблемы затухания распространением принципа соответ-

¹⁾ *N. Bohr*. Copenhagen Academic, 1918.

²⁾ *Ю. А. Крютков*. Принцип аналогий Бора в теории квантов см. стр. 272.

³⁾ *A. Sommerfeld*. Atombau, p. 527. 1921.

⁴⁾ *M. Planck*. Wärmestrahlung. p. 159. 1913.

⁵⁾ *P. S. Epstein*. Sitzb. d. math.-phys. Klasse der Bayer Ak. d. W. zu München, 1919, Heft 1, p. 73.

⁶⁾ *F. Reiche*. Phys. Zeitschr. 20, p. 296. 1919.

⁷⁾ *W. Wien*. Ann. d. Phys. 60, p. 587. 1919.

ствия. Теория, развиваемая в указанных работах, совершенно тождественна, в нашем обзоре мы придерживаемся изложения *Энштейна*.

Различие точек зрения классической и квантовой теорий на механизм излучения заключается в следующем. Классический электрон излучает непрерывно, при непрерывном изменении орбиты. Квантовый электрон, находясь на определенных орбитах, как мы видели, не излучает. Излучение происходит только в ограниченный промежуток времени перескока электрона с одной орбиты на другую.

В своем принципе соответствия *Bohr* констатирует, что классическая и квантовая теории приводят к практически тождественным результатам в отношении частоты, поляризации, а также интенсивности излучаемых спектральных линий для длинных волн и постулирует такое же соответствие для волн любой длины. *Энштейн* так расширяет положение *Bohr'a*: „В предельном случае бесконечно больших орбит с началом перехода электрона с одной орбиты на другую входят в силу законы классической электродинамики, и движение электрона сопровождается классическим излучением до тех пор, пока не достигается ближайшая стационарная орбита“. Дальнейший способ рассуждения таков. Возьмем для общности осциллятор с 3 степенями свободы, начальная и конечная орбиты электрона пусть характеризуются квантовыми числами

$$m_1, m_2, m_3,$$

$$n_1, n_2, n_3,$$

В случае длинных волн разности квантовых чисел $m_1 - n_1, m_2 - n_2, m_3 - n_3$ очень малы сравнительно с самими числами, начальная и конечная орбита практически сливаются. Дело происходит, следовательно, так, как будто бы электрон, оставаясь на той же орбите, в некоторый момент t_1 начинает излучать и излучает до тех пор, пока не потеряет целый квант $h\nu$. По примеру приема, примененного *Bohr'ом*, в принципе соответствия, то же представление совершенно формально и эмпирически экстраполируется на случай волн любой длины.

Рассмотрим *Bohr'овский* атом водородного типа, при чем для упрощения пренебрегаем движением ядра атома, изменением массы электрона благодаря движению и предполагаем орбиту круговой. Обозначим через a радиус орбиты, через φ — азимут, для круговой орбиты находим:

$$\left. \begin{aligned} x &= a \cdot \cos \varphi = a \cdot \cos \Omega(t - t_0) \\ y &= a \cdot \sin \varphi = a \cdot \sin \Omega(t - t_0) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (19).$$

Обозначим через p момент импульса $\frac{nh}{2\pi}$, через k — число зарядов ядра, через μ — массу электрона. По теории *Bohr'a* ¹⁾ энергия системы A и радиус орбиты a выражаются так:

$$A = -\frac{\mu k^2 e^4}{2p^2} \quad a = \frac{p^2}{\mu k e^2} \dots \dots \dots (20)$$

¹⁾ П. Энштейн I, с.

С другой стороны угловая скорость:

$$\Omega = \frac{ak^2 r^4}{f^3} \dots \dots \dots (21).$$

Из (20) и (21) имеем:

$$a = \left(\frac{kr^2}{\mu \Omega^2} \right)^{\frac{1}{3}} \dots \dots \dots (22).$$

В классической теории на основании (1) можно вывести, что энергия, излучаемая электроном движущимся с ускорением v равна:

$$-\frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \dot{v}^2 \dots \dots \dots (1).$$

Но в нашем случае движения электрона по кругу, на основании (19):

$$\dot{v}^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 = a^2 \Omega^4,$$

где \dot{x} и \dot{y} — вторые производные от x и y по времени. Таким образом изменение энергии электрона вследствие излучения в 1 секунду:

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{2}{3} \frac{e^2 a^2 \Omega^4}{c^3} \dots \dots \dots (23).$$

Электрон по исходной гипотезе Эйнштейна начинает себя вести „классически“ с момента t_1 ухода с начальной орбиты и до момента t_2 прихода на конечную орбиту. За промежуток времени $t_2 - t_1$ электрон „классически“ излучает энергию hr . Таким образом на основании (23) и постулата (8)

$$\frac{2}{3} \frac{e^2 a^2 \Omega^4}{c^3} (t_2 - t_1) = hr \dots \dots \dots (24).$$

Для весьма длинных волн

$$r = \frac{\Omega}{2\pi} \dots \dots \dots (25).$$

Из (21), (22), (24), (25) имеем

$$t_2 - t_1 = \frac{3}{2} \left(\frac{h}{2\pi} \right)^6 \frac{c^3}{\mu^{10} k^4} n^5 \dots \dots \dots (26).$$

Таким образом вычисляется время излучения для длинных волн. Это время в противоположность классической модели, конечно, и о затухании, в частности, о декременте затухания колебаний, говорить собственно не приходится, в теории *Bohr'a* существует только длительность излучения, все время происходящего с одной амплитудой. Аналогично тому, как в классической теории наличие затухания обращает монохроматическую спектральную линию в линию конечной (или, строго говоря, бесконечной) ширины, так и в квантовой теории *Bohr'a* конечная длительность колебаний, т.е. конечное

число волн способных еще интерферировать необходимо должно повести к спектральной линии конечной ширины ¹⁾. Эммитейн вычисляет эту величину на основании (25) и (26) переходя от частот к длинам волн. Ширина спектральной линии $\Delta\lambda$ приближенно равна ²⁾:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{N},$$

где N число колебаний длины волны λ , происходящих за время $t_2 - t_1$. Обозначая:

$$\alpha = \frac{3h}{16\pi^3} \left(\frac{2\pi c^7 \mu^2}{e^{10}} \right) = 2,27 \cdot 10^9 \quad \dots \dots (27).$$

Эммитейн находит

$$N = \frac{\alpha}{k^{2/3}} \lambda^{2/3}, \quad \Delta\lambda = \frac{k^{2/3}}{\alpha} \lambda^{1/3} \quad \dots \dots (28).$$

Полученные результаты (26) и (28) не имеют, однако, пока практического значения, так как относятся к волнам бесконечно большим. Смелый и по существу ничем небоснованный шаг, который делает далее Эммитейн, заключается в экстраполяции формул (26) и (28) на волны любой длины по примеру *Bohr'a*, проделавшего такую-же рискованную а priori, но оправдавшуюся а posteriori экстраполяцию. Эммитейн распространяет свою теорию также на систему с несколькими степенями свободы, и в результате довольно сложных и не свободных от произвола вычислений приходит к формулам, формально схожим с (26) и (28). Мы не считаем нужным вскрывать всех недоумений, таящихся в распространении формул (26) и (28) на область коротких волн, так как очевидно, что ни классическая теория, ни квантовая порознь и последовательно проведенные не в состоянии дать таких результатов. Как и в принципе соответствия *Bohr'a*, мы встречаемся в этих формулах пока с чисто интуитивным угадыванием истинного положения вещей.

Теория Эммитейна допускает экспериментальную проверку в двух направлениях: 1) непосредственным измерением длительности свечения атома и 2) измерением ширины спектральных линий. Во второй экспериментальной части нашего обзора мы опишем те, довольно многочисленные методы, которыми может быть измерена длительность атомного свечения. Мы увидим, что соответствующие измерения *Stark'a* ³⁾ и *Wien'a* ⁴⁾ над линиями водорода и других веществ привели к совершенно противоречивым результатам. С этой стороны вопрос об экспериментальной обоснованности уравнений Эммитейна нужно считать пока открытым. Измерение ширины спектральных линий в

1) Ср. *P. Drude. Lehrbuch d. Optik. p. 143. 1906.*

2) *Ib.*

3) *J. Stark. Ann. d. Phys. 49, p. 731. 1916.*

4) *W. Wien. l. c.*

видимой, или ультра-фиолетовой части спектра не может служить для проверки формулы (28) в силу того, что значительно большее уширение вызывается совершенно иными причинами: эффектом *Doppler'a*, или влиянием одних молекул на колебания других ¹⁾). Ширина спектральной линии, т.-е. расстояние в длинах волн между теми двумя точками кривой распределения интенсивности, где интенсивность уменьшается вдвое в сравнении с максимальной, будет такова (если влияет только эффект *Doppler'a*):

$$\Delta \lambda_D = 0,82 \cdot 10^{-6} \lambda \sqrt{\frac{T}{M}} \dots \dots \dots (29)$$

здесь *T*—абсолютная температура, *M*—молекулярный вес. Только для очень коротких волн и низких температур можно надеяться обнаружить чистый эффект. *Эмштейн* вычисляет следующую табличку для *Schumann*'овского спектра:

λ	$\frac{\Delta \lambda_D}{\Delta \lambda}$
$1,87 \cdot 10^{-5}$ см.	60
$6,56 \cdot 10^{-6}$	30
$1,20 \cdot 10^{-6}$	10

Таким образом в области рентгеновского спектра должен наблюдаться чистый эффект затухания вследствие излучения. Для линий α рентгеновских серий *K*, *L*, *M* $\Delta \lambda$, вычисляемые по формуле (28) таковы:

K_α	0,0001 μ
L_α	0,0002 μ
M_α	0,0003 μ

Разбирая единственную работу *Stenström'a* ²⁾, посвященную вопросу о ширине рентгеновских линий, *Эмштейн* находит в ней по крайней мере качественное подтверждение (28).

Таким образом в отличие от других постулатов теории *Bohr'a*, формулы *Эмштейна*, являясь по существу произвольной экстраполяцией теории, не имеют пока и должной экспериментальной опоры.

§ 5. *Заключение.* Классический атом не в состоянии объяснить всех реально наблюдаемых особенностей излучения, но нельзя не обратить внимания на то, что все заключения § 1 относятся по существу к электрону, а не к атому. Поскольку нет прямых экспериментальных данных об излучении изолированного электрона, находящегося вне атома, мы не имеем еще основания отрицать классиче-

¹⁾ Cp. *J. Stark*. Jahrb. d. R. u. E. 12, p. 349. 1916.

²⁾ *Stenström*. Ann. d. Phys. 57, p. 347. 1918.

ского вывода для электрона. Только для электронов, связанных с ядром в реальные атомы, возникает сомнение в применимости классических законов. Не следует забывать, что самое понятие кванта $h\nu$ относится исключительно к внутренней энергии, к энергии системы, которой нет у изолированного электрона. В этом отношении крайне важно изучение законов непрерывного рентгеновского спектра, получающегося по обычным представлениям при ускорении движения свободных электронов (т. е. внеатомных) при ударе их об антикатод. Экспериментальные данные в этом отношении пока еще недостаточно определены и слишком разноречивы.

Едва ли приходится сомневаться в правильности основного постулата теории квант (9), однако, этот постулат дает очень мало для понимания и описания атомного излучения во всех отношениях. Этот постулат не определяет ни длительности, ни поляризации, ни амплитуды элементарного излучения. Кроме того с равным основанием он может быть истолкован, как статистический, верный для большого числа молекул, или же как элементарный.

Вывод дальнейших свойств элементарного излучения дается теорией *Bohr'a* с изумительной точностью, описывающей все сложные закономерности спектров. Наложение начала сохранения момента импульса автоматически приводит, как мы видели, к решению проблемы поляризации излучаемой волны и одновременно к выделению реальных линий из числа принципиально возможных. Формальное решение вопроса об интенсивности и затухании элементарного излучения найдено в принципе соответствия классической и квантовой теории, сформулированном *Bohr'ом* и распространенном *Энштейном* и др.

Эмпирическая правильность принципа соответствия является, однако, одновременным ударом как для классической теории, так и для теории *Bohr'a*. Логический анализ той и другой теории приводит к результатам асимптотически сближающимся только при переходе к длинным волнам¹⁾: эмпирически совпадение найдено во многих отношениях для волн какой угодно длины. Единственный вывод при таком положении вещей — заключение о не правильности каждой теории в отдельности.

Мы говорили в начале статьи о крушении классической теории атома *Planck'a* после удара, нанесенного ей тем же *Planck'ом*, в анализе особенностей черного излучения. В заключение статьи нам приходится говорить о крушении теории *Bohr'a* после формулировки эмпирического „принципа соответствия“ тем же *Bohr'ом* и *Энштейном*. Этот принцип, будучи эмпирически верным, таит в себе, несомненно, пути и к теоретическому разрешению проблемы излучения.

¹⁾ Ср. *A. Sommerfeld. Atombau*, p. 527.

Принцип аналогии Бора в теории квантов.

Ю. А. Крутков.

1. Когда Планк почти 21 год тому назад для получения формулы распределения энергии в спектре черного тела высказал свою гипотезу квантов, то ему не надо было нового предположения о частоте света, испускаемого его моделью материи. Эта модель была линейным вибратором; очевидно, что испускаемый ею свет имеет частоту, равную частоте собственных колебаний вибратора.

Свойства Планкова вибратора противоречили классической электродинамике, но все-же связь его с излучением мыслилась такой, как в старой „квазиупругой“ оптике. Так, напр., поляризация испускаемого вибратором света, очевидно, должна была определяться направлением (и характером) его колебаний.

Бор принял за модель испускающей материи модель атома Рёзерфорда, снабдив ее квантовыми свойствами. Планкова гипотеза квантов приобрела у него такой вид: атомная система принимает только определенный ряд состояний, коим соответствует разрывный ряд значений энергии; при всяком изменении энергии системы, включая сюда испускание и поглощение энергии, система переходит из одного из этих состояний в другое ¹⁾. Так как рассматриваемые системы отнюдь не совершают гармонического колебательного движения, то требуется еще одна гипотеза, а именно о частоте испускаемого моделью света. У Бора—это его второе правило: излучение, испускаемое (или поглощаемое) при переходе из одного состояния в другое, монохроматично с частотой ν , даваемой уравнением:

$$E' - E'' = h\nu, \dots \dots \dots (1)$$

где h — постоянная Планка, а E' , E'' — энергии двух состояний.

Сперва казалось, что это второе правило, быть может, должно быть заменено другим, но вывод спектральной формулы Планка, данный Эйнштейном ²⁾, показывает с большой убедительностью, что оно должно быть сохранено.

Очевидно, что из правила, определяющего частоту из баланса энергии, нельзя извлечь ничего относительно поляризации и интенсивности испускаемого света. Интенсивность должна зависеть от числа атомов, находящихся в данном состоянии, и от вероятности

¹⁾ N. Bohr. On the Quantum-Theory of Line-Spectra I. Acad. Copenhagen 8 série, t. IV, n° 1, fasc. 1 (1918).

²⁾ A. Einstein. Verh. d. D. phys. Ges. 18, p. 318, (1916).

перехода из этого состояния в данное другое. О поляризации нельзя сказать ничего.

В 1918 году Бор дал правило, которое до некоторой степени устраняет этот пробел ¹⁾).

2. Рассмотрим для простоты систему с одной степенью свободы. Если через q обозначить ее обобщенную координату, через p —соответствующий ей момент, то при некоторых общих предположениях о характере движения можем высказать гипотезу квантов для нашей системы так: система принимает ряд состояний, даваемых уравнением:

$$J = 2 \int p dq = nh, \dots \dots \dots (2)$$

где интеграл распространен на всю область изменения q , а n — целое число: 0, 1, 2, 3, ; J функция от энергии E рассматриваемого состояния; от E зависят пределы интеграла, а под интегралом — p ; на пределах подинтегральная функция исчезает, поэтому

$$\frac{\partial J}{\partial E} = 2 \int \frac{\partial p}{\partial E} dq;$$

но $\partial p / \partial E = 1/q$; следовательно,

$$\frac{\partial J}{\partial E} = 2 \int \frac{1}{q} dq = 2 \int dt = T,$$

где T —период движения. Обозначая через $\omega = \frac{1}{T}$ частоту движения, имеем

$$\frac{\partial E}{\partial J} = \omega \dots \dots \dots (3)$$

Рассматриваем переход между состояниями, даваемыми квантовыми числами n' и n'' . По второму правилу Бора имеем:

$$v = \frac{1}{h} (E' - E'').$$

Пусть теперь n' n'' велики, а их разность $n' - n''$ мала по сравнению с n' и n'' .

Тогда, пользуясь (3), можем вместо $E' - E''$ (приблизженно) написать $\omega (J' - J'')$.

$$v = \frac{\omega}{h} (J' - J'').$$

Но $J = n'h$ и $J'' = n''h$, следовательно

$$v = \omega (n' - n'') \dots \dots \dots (4)$$

Итак, при больших n' , n'' и малой разности $n' - n''$ система испускает согласно теории квантов частоту ω и ее обертоны.

Какие частоты испускает наша система по классической электродинамике?

¹⁾ N. Bohr l. c.

Проекцию ξ смещения системы на любое направление при тех предположениях о характере движения, о коих уже упоминалось, можно представить таким рядом Фурье ¹⁾:

$$\xi = \sum C_{\tau} \cos 2\pi (\tau\omega t + c_{\tau}). \quad \dots \dots \dots (5)$$

Таким образом система испускает по классической электродинамике частоту ω и ее обертоны $\tau\omega$.

Сравнение этого результата и формулы (4), в которой мы разности $n' - n''$ даем разнообразные значения, показывает, что для больших квантовых чисел и малой их разности квантовая теория и классическая электродинамика дают для испускаемой частоты ν совпадающие результаты. Но следует помнить, что процессы, при коих происходит испускание, по двум теориям различны: согласно электродинамике, все $\tau\omega$ испускаются одновременно, по теории квантов каждому $(n' - n'')\omega$ соответствует свой переход из состояния n' в состояние n'' .

Согласно электродинамике коэффициенты („амплитуды“) C_{τ} в разложении (5) определяют интенсивность различных линий испускаемого спектра. Бор предполагает, что для больших n эти коэффициенты измеряют вероятность для перехода из состояния $n = n'$ в соседнее состояние $n = n'' = n' - \tau$ ($n' - n'' = \tau$); зная C_{τ} , можем заключать об интенсивности испускаемых линий.

Такое утверждение — можем называть его *принципом совпадения* — весьма естественно: для больших квантовых чисел все формулы теории квантов переходят в классические формулы.

Далее Бор предполагает, что и для *небольших* квантовых чисел знание „амплитуды“ C_{τ} в разложении (5), соответствующей частоте $\tau\omega$, позволяет оценить вероятность перехода, для коего $n' - n'' = \tau$. Так, например, если для всех движений некоторое C_{τ} равно нулю, то следует утверждать, что нет перехода $n' - n'' = \tau$. Это *принцип аналогии* Бора.

Для *Планкова* линейного вибратора разложение (5) сводится к одному члену $\tau = 1$. Отсюда заключаем, что для него $n' - n''$ всегда равно единице: испускаемая частота равна его частоте ω .

3. Переходим к системе с s степенями свободы. Если система принадлежит к так называемым „условно-периодическим“ ²⁾, то (при отсутствии так называемых „соизмеримостей“ между движениями) гипотеза квантов гласит:

$$J_k = 2 \int p_k dq_k = n_k h \quad (k = 1, 2, \dots, s) \dots \dots \dots (6)$$

Энергия E система функция всех J_k . Нетрудно показать, что вместо (3) будем теперь иметь формулы

$$\frac{\partial E}{\partial J_k} = \omega_k \quad (k = 1, 2, \dots, s), \dots \dots \dots (7)$$

¹⁾ См. *Charlier*. *Mechanik d. Himmels*, I.

²⁾ I. c.

где ω_k „средние частоты“ колебаний отдельных степеней свободы.

Для v имеем формулу (1). Положим снова, что все n'_k, n''_k велики и что разности $n'_k - n''_k$ малы по сравнению с этими числами. Тогда получаем, пользуясь (7):

$$v = \frac{1}{h} (E' - E'') = \frac{1}{h} \sum_{k=1}^s \omega_k (J'_k - J''_k) = \sum_{k=1}^s \omega_k (n'_k - n''_k) \dots (8)$$

Система испускает частоты ω_k , обертоны $(n'_k - n''_k) \omega_k$ и комбинационные тоны $(n'_1 - n''_1) \omega_1 + (n'_2 - n''_2) \omega_2 + \dots$

Какие частоты система испускает по электродинамике? Можно показать, что „координаты“ q_k , а, следовательно, и смещение ξ в любом направлении, представляются s -кратным рядом Фурье³⁾:

$$\xi = \sum_{\tau_1} \dots \sum_{\tau_s} C_{\tau_1 \dots \tau_s} \cos 2\pi [(\tau_1 \omega_1 + \dots + \tau_s \omega_s) t + c_{\tau_1 \dots \tau_s}]; \quad (9)$$

испускаемый спектр имеет частоты $\tau_1 \omega_1 + \dots + \tau_s \omega_s$.

Для больших квантовых чисел два спектра совпадают, для меньших они совершенно различны.

Коэффициенты $C_{\tau_1 \dots \tau_s}$ в разложении (9) определяют интенсивность и поляризацию света частоты $\tau_1 \omega_1 + \dots + \tau_s \omega_s$. Бор заключает, что в предельном случае больших n_k эти коэффициенты измеряют вероятности самопроизвольных переходов, для коих $n'_k - n''_k = \tau_k$, и далее переносит это правило и на случай конечных n_k .

На основании правила возможны разнообразные заключения. Напр., так как в разложении (9) τ принимают все значения от $-\infty$ до $+\infty$, то нужно допустить и такие переходы, при коих не все n_k убывают (в противность предположению Зоммерфельда), что подтверждается наблюдениями над явлением Штарка и над тонкой структурой водородных линий. Далее: если какой-либо коэффициент $C_{\tau_1 \dots \tau_s}$ равен нулю для всех движений системы и любого направления, то переход $n'_k - n''_k = \tau_k$ ($k=1, 2, \dots, s$) нужно считать невозможным. Если $C_{\tau_1 \dots \tau_s}$ равно нулю только для смещения в определенном направлении, то переход $n'_k - n''_k = \tau_k$ ($k=1, 2, \dots, s$) дает излучение, поляризованное в плоскости, перпендикулярной к этому направлению.

4. Рассмотрим систему с тремя степенями свободы, для которой одна из „координат“ циклична. Пусть это, напр., угол. Тогда соответствующий момент количества движения — величина постоянная.

Берем за координаты этот угол ϑ , расстояние частицы от оси вращения ρ и z , отсчитываемое по оси вращения, т.е. цилиндрические координаты.

Тогда

$$\left. \begin{aligned} z &= \sum_{-\infty}^{+\infty} \sum_{\tau_1 \tau_2} C_{\tau_1 \tau_2} \cos 2\pi \left[(\tau_1 \omega_1 + \tau_2 \omega_2) t + c_{\tau_1 \tau_2} \right] \\ \rho &= \sum_{-\infty}^{+\infty} \sum_{\tau_1 \tau_2} C'_{\tau_1 \tau_2} \cos 2\pi \left[(\tau_1 \omega_1 + \tau_2 \omega_2) t + c'_{\tau_1 \tau_2} \right]; \end{aligned} \right\} \dots (10)$$

далее для ϑ легко получить

$$\pm \vartheta = 2\pi\omega_3 t + \Sigma \Sigma C''_{\tau_1 \tau_2} \cos 2\pi [(\tau_1\omega_1 + \tau_2\omega_2) t + c''_{\tau_1 \tau_2}], \dots \quad (10')$$

где ω_3 — средняя частота вращения вокруг оси. Вводя вместо ρ, ϑ прямоугольные координаты x, y , легко получаем:

$$\left. \begin{aligned} x &= \rho \cos \vartheta = \Sigma_{-\infty}^{+\infty} \Sigma_{-\infty}^{+\infty} D_{\tau_1 \tau_2} \cos 2\pi [(\tau_1\omega_1 + \tau_2\omega_2 + \omega_3) t + \vartheta_{\tau_1 \tau_2}] \\ y &= \rho \sin \vartheta = \pm \Sigma_{-\infty}^{+\infty} \Sigma_{-\infty}^{+\infty} D_{\tau_1 \tau_2} \sin 2\pi [(\tau_1\omega_1 + \tau_2\omega_2 + \omega_3) t + \vartheta_{\tau_1 \tau_2}] \end{aligned} \right\} \quad (10'')$$

Мы видим, что согласно (10) и (10''), движение составлено из гармонических колебаний по оси z с частотами $|\tau_1\omega_1 + \tau_2\omega_2|$ и из круговых движений перпендикулярно оси с частотами $|\tau_1\omega_1 + \tau_2\omega_2 + \omega_3|$; излучение будет иметь составляющие поляризованные линейно и циркулярно.

По принципу аналогии нужно заключить, что n_3 может или оставаться постоянным; тогда при изменении n_1, n_2 , на которое ограничений не налагается, излучение поляризовано линейно по оси z ; или n_3 изменяется на ± 1 , излучение поляризовано по кругу. Наблюдения над действием электрического и магнитного поля над атомом водорода эти заключения подтверждают. Заключение, что n_3 изменяется только на ± 1 , получает еще подтверждение из закона сохранения суммы механического и электромагнитного количеств движения ¹⁾.

Число примеров, выясняющих значение нового правила *Бора*, можно было бы и увеличить. Весьма замечательное применение к вопросу об интенсивностях спектральных линий водорода содержит мемуар *Крамерса* ²⁾; интенсивности линий ионизованного гелия (серия *Фоллера*) при явлении *Штарка* рассмотрел *Эпштейн* ³⁾. Правило *Бора*, оставаясь теоретически непонятным, дает превосходные совпадения с данными опыта.

¹⁾ См. N. Bohr l. c. и Rubinowicz. Phys. Zschr. 19, pp. 441, 465 (1918).

²⁾ H. A. Kramers. Intensities of Spectral Lines. Acad. Copenhagen. 8 série, t. III, n° 3 (1919).

³⁾ P. Epstein. Ann. d. Phys. (IV), Bd. 58 (1919), p. 553.

Измерения силы радио-приема, ионизации атмосферы и других метеорологических элементов во время солнечного затмения 8 апреля 1921 года.

Во время солнечного затмения 8 апреля 1921 года мною благодаря любезному содействию заместителя Наркомпочтеля Любовича было организовано параллельное измерение силы радио-приема, ионизации атмосферы и других метеорологических элементов.

Сигналы посылала московская мощная радио-станция на Ходынке.

Отчеты о наблюдаемых силах приема в разные моменты солнечного затмения по методу омов и гальванометром получены в данное время из Москвы (2 пункта), из Саратова и из Минска. Измерения ионизации производились в Москве (район передающей станции).

Приборы для измерений были предоставлены благодаря любезности академика П. П. Лазарева и профессора А. П. Соколова. Результаты наблюдений сведены в прилагаемые таблицы. Начало солнечного затмения в Москве по декретному времени 1 ч. 20 м., максимум покрытия солнца 2 ч. 40 м., конец — 3 ч. 58 м.

Сила приема.

(Цифры Саратова, Минска, Протопопова дают силу приема по методу омов; цифры Ржевкина и Введенского получены гальванометром).

Часы	12 ^{1/2}	13	13 ^{1/2}	14	14 ^{1/2}	15	15 ^{1/2}	16	16 ^{1/2}	17
Саратов	4.76	4.76	7.69	9.09	11.11	5.00	5.00	5.00	—	5.00
Минск	—	—	—	25.0	33.3	31.3	17.9	17.9	14.3	14.3
Москва	3.13	3.03	4.17	6.67	7.69	5.88	4.44	4.88	3.77	4.17
(Б. А. Протопопов)										
Москва	—	17	15	17(?)	18	10	12	13	10	13
С. Н. Ржевкин и Б. А. Введенский					maximum.					

Ионизация.

Рассеяние отр. заряда. 12^{1/2} 13 13^{1/2} 14 14^{1/2} 15 15^{1/2} 16 16^{1/2} 17 17^{1/2}
 Прибором Gerdien'a — 0.50 — 0.77 0.85 **0.77** 0.73 0.78 0.36 0.43 0.26
 (В. И. Баранов).

Рассеяние полож. зар.
 Прибором Ebert'a — 3.0 — 2.9 2.3 **2.0** 3.0 — 3.5 — 2.6
 (А. Ирисов).

Прибором Schmidt'a — — — 0.25 0.20 **0.15** — 0.25 — — —
 (Э. В. Шульский и В. В. Шулейкин) minimum.

Сила приема в момент наибольшего покрытия солнца проходит чрез maximum, а ионизация атмосферы чрез minimum (запаздывает).

Аналогичные измерения для радио-сигналов из Парижа производили Take und Vos (Ver. d. D. Phys. Ges. 10 (1912)) во время солнечного затмения 17 апреля 1912 года и получили тот же результат.

В. А. Курчагиным (Физический Институт Моск. Университета) производились измерения поляризации солнечного света.

Поляризация солнечного света.

	12 ^{1/2}	13	13 ^{1/2}	14	14 ^{1/2}	15	15 ^{1/2}	16	16 ^{1/2}
Поляризация R. .	0.53	0.51	0.50	0.47	0.44	0.40	0.34	0.26	0.40

Обнаружен сдвиг минимум'a с полудня.

Наконец, Б. В. Дерягин (Физический Институт Московск. Научного Института), работая с дефлектором де-Колонга, с точностью до 0.3% не обнаружил во время солнечного затмения какого-либо изменения магнитных элементов земли.

Настоящее сообщение составлено на основании не всех наблюдаемых цифр. Полный и точный отчет о полученных результатах будет опубликован.

Институт Биологической Физики.

Б. Ильин.

Москва.

Распределение энергии в спектральных сериях.

L. Vegard. Lichterzeugung in Glimmlicht und Kanal-Strahlen. Ann. d'Phys. 39, p. 111, 1912.

J. Holstmark. Versuche über die Lichterregung durch Kathodenstrahlen in Wasserstoff. Phys. ZS. 15, p. 605. 1914.

R. Beatty. Energy Distribution in Spectra. Phil. Mag. Vol. 33, p. 49. 1917.

P. Foote and W. Meggers. Atomic Theorie and Low Voltage Arcs in Caesium Vapour. Phil. Mag. Vol. 40, p. 80. 1920.

В настоящее время, в виду продолжающейся разработки теории Бohr'a, изучение распределения энергии в спектральных сериях необходимо как для подтверждения теории, так и для уяснения физического смысла ее деталей.

Вопрос о распределении энергии в линейчатых спектрах давно уже интересовал физиков. Первыми исследователями по данному вопросу были: *Lockyer, Vogel, Angström, Langenbach, Pflüger* и др. Из их работ следовало, что закон распределения энергии в спектре абсолютно черного тела до известной степени применим и к линейчатым спектрам. Следует только сравнивать линии одной и той же серии с соответственными местами в спектре черного тела при известной температуре. Главной причиной линейчатых спектров считалась высокая температура газа.

Так как с течением времени все более стала выясняться роль химических ионных процессов в излучении газа, то вопрос о распределении энергии стал усложняться. Прежде, чем говорить о распределении, необходимо тщательно проконтролировать все условия, при которых происходит излучение. Прежде всего следовало выяснить влияние электрического напряжения и давления в газе, ибо от этих двух величин зависит значение кинетической энергии электрона в момент ионизирующего столкновения. Из работ *Vegard'a* над свечением в канальных лучах и работы *Holstmark'a* над свечением в катодных лучах выяснилось, что величина электрического напряжения в разрядной трубке не влияет на распределение энергии, при изменении же давления распределения энергии несколько изменяется. При уменьшении давления интенсивность коротких длин волн увеличивалась на 10%, больше, чем интенсивность длинных волн. Объяснений этих фактов *Vegard* и *Holstmark* не дали.

В 1917 году появилась по данному вопросу более обширная работа *Beatty*, который исследовал распределение энергии в линиях Бальмеровской серии H_{α} , H_{β} , H_{γ} , возбуждаемых в гейслеровой трубке при различной силе тока и различном давлении. *Beatty* дал абсолютные значения энергии данных линий, пользуясь фотоэлементом, соединенным с электрометром. Предварительно происходила градуировка показаний при освещении фотоэлемента источником известного распределения энергии.

Главнейшие результаты работы *Beatty* таковы.

Максимум энергии приходится на линию H_{α} . Отношение интенсивностей для линий H_{γ} , H_{β} , H_{α} , $\frac{H_{\beta}}{H_{\alpha}}$, $\frac{H_{\gamma}}{H_{\alpha}}$, $\frac{H_{\gamma}}{H_{\beta}}$ остается постоянным при давлениях выше 3 мм. Если же давление ниже 3 мм., то отношения $\frac{H_{\beta}}{H_{\alpha}}$, $\frac{H_{\gamma}}{H_{\alpha}}$, $\frac{H_{\gamma}}{H_{\beta}}$ увеличивается до 2-х и более раз. В виду того, что независимость распределения энергии от напряжения электрического поля была ранее установлена опытами *Vegard'a* и *Holstmark'a*, *Beatty* объясняет обнаруженное им изменение интенсивностей спектральных линий следующим образом.

По теории *Bohr*'а линии H_{α} , H_{β} , H_{γ} , излучаются при перескоках электрона на внутреннее кольцо с различных внешних орбит. Радиусы этих орбит увеличиваются с уменьшением длины волны излучаемой спектральной линии. Поэтому атом, излучающий линии H_{α} , H_{β} , H_{γ} , имеет различный диаметр и различную длину свободного пути между двумя столкновениями. Так как интерференция света наблюдается при разности хода лучей до 1.000.000 и более волн, то, следовательно, квант излучается не мгновенно, и, по мнению *Beatty*, если промежуток времени между двумя столкновениями меньше того промежутка, в течение которого квант может излучаться, то излучается только часть кванта $h\nu$, остальная же часть переходит в энергию другой частоты. Если обозначить квант через S_1 , свободный пробег излучающего атома через λ_1 , пробег, на протяжении которого квант успел бы целиком излучиться через f_1 , то по *Beatty* количество излученной энергии атомом между двумя столкновениями можно приблизительно положить равным

$S_1 \frac{\lambda_1}{f_1}$, для другой частоты $S_2 \frac{\lambda_2}{f_2}$; отношение интенсивностей

$$\frac{H_{\alpha}}{H_{\beta}} = S_1 \frac{\lambda_1}{f_1} : S_2 \frac{\lambda_2}{f_2}.$$

Так как величины S_1 , S_2 , f_1 , f_2 , — постоянны, то изменение $\frac{H_{\alpha}}{H_{\beta}}$ зависит только от $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$. В виду того, что λ_1 и λ_2 изменяются обратно пропорцио-

нально давлению, отношение их $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ не зависит от давления; следовательно и

$\frac{H_{\alpha}}{H_{\beta}}$ не зависит от давления, что и наблюдалось при давлениях выше 3 мм.

При давлениях же более низких λ_1 больше или равно f_1 , т.е. квант успевает излучиться между двумя столкновениями, поэтому $\frac{H_{\alpha}}{H_{\beta}}$ теперь уже за-

висит только от λ_1 . При дальнейшем понижении давления энергия H_{α} остается неизменной, энергия же H_{β} увеличивается, $\frac{H_{\beta}}{H_{\alpha}}$ увеличивается,

пока, наконец, λ_2 будет равно f_2 . Когда будет достигнуто такое давление, $\frac{H_{\beta}}{H_{\alpha}}$ достигает максимума и при дальнейшем понижении давления $\frac{H_{\beta}}{H_{\alpha}}$ уже не

изменяется. В подтверждение этого *Beatty* ссылается на опыты *Vegard*'а, работавшего с очень низкими давлениями, где изменение отношения энергии $\frac{H_{\beta}}{H_{\alpha}}$ было очень небольшое. Вычисляя, сколько правильных колебаний H_{α}

может излучить атом при мм. в промежуток между двумя столкновениями, *Beatty*, получает число $8 \cdot 10^5$, близкое к данным из опытов дан интерференцией света.

Интересно отметить, что *Beatty*, исходя из основ теории *Bohr*'а, не получает кванта излучения при высоких давлениях в газе. Следует также обратить внимание, что у *Beatty* электрон излучает квант на первоначальной орбите, а затем уже перескакивает на соответствующую внутреннюю. *Beatty* совершенно не касается вопроса, какова вероятность нахождения электрона на той или иной первоначальной орбите и связанная с этим вероятность того или иного перескока.

К этому вопросу значительно ближе подошли *Foot* и *Meggers* в 1920 г. Их работа носит название „Атомная теория и дуа при низком потенциале в парах цезия“. *Foot* и *Meggers* различают атомы возбужденные и невозбужденные в излучению. В невозбужденном атоме электрон находится на самой внутренней *Bohr*'овской орбите. Если обозначить главную спектральную серию

$1,5S-pm$, то можно эту внутреннюю орбиту обозначить через $1,5S$. Под влиянием внешнего тока электрон выбрасывается с этой орбиты на какую-либо внешнюю. Атом приходит в возбужденное состояние, ибо при обратном перескоке электрона он излучает энергию. Если кинетическая энергия ударяющегося об атом электрона соответствует ионизационному потенциалу, то электрон в атоме выбрасывается с внутренней орбиты в бесконечность. Если же кинетическая энергия соответствует резонансному потенциалу, то электрон с внутренней устойчивой орбиты выбрасывается на ближайшую к ней внешнюю орбиту. При обратном перескоке электрона получается так называемое резонансное излучение. Если же кинетическая энергия ударяющегося электрона занимает некоторое промежуточное значение между вышеуказанными значениями, то при ударе электрон выбрасывается из внутренней орбиты не на ближайшую резонансную, но на какую-либо иную, лежащую дальше от центра. Затем совершается обратный перескок электрона на внутреннюю орбиту, причем излучается соответствующая частота. Но теперь вместо одного обратного перескока может получиться несколько последовательных перескоков, которые происходят оттого, что электрон не сразу перескочит на внутреннюю орбиту, но перескакивает последовательно с одной из возможных орбит на другую, пока не достигнет окончательной внутренней орбиты. При этих условиях атом способен излучать несколько частот. Количество энергии, приходящееся на линию известной частоты, зависит от вероятности при данных условиях соответствующего перескока. Если данные условия таковы, что максимум энергии ударяющегося электрона равняется резонансному потенциалу, то может появиться в спектре только одна резонансная линия (однолинейный спектр). Если же кинетическая энергия сталкивающегося электрона будет увеличиваться, то должны появляться в спектре новые спектральные линии в известном порядке, который можно определить, зная число и расположение квантовых орбит между внутренней и соответствующей данному потенциалу внешней орбитой.

Для своего исследования *Foot* и *Meggors* берут цезий, ибо у него главная и побочная спектральные серии лежат в таком участке спектра, который легко можно фотографировать на специально сенсibilизированных пластинках. Поток электронов выходил из раскаленного катода. Между катодом и анодом создавалось электрическое поле известного напряжения. На пути к аноду электроны, ударяясь при встрече с атомами цезия, возбуждали их к свечению. При низком потенциале $1,5$ V (резонансный потенциал) *Foot* и *Meggors* рассчитывали получить спектр, состоящий из одной резонансной линии, в данном случае первого дублета главной серии $8541, 8943$. Это подтвердилось на опыте. При постоянном приближении от несколько большего потенциала к резонансному *Foot* и *Meggors* нашли, что отношение интенсивности вышеуказанного дублета главной серии к интенсивности других линий постепенно приближается к бесконечности. Таким образом, в пределе при $1,5$ V существует только однолинейный спектр. При высшем же потенциале появляются новые спектральные линии, интенсивность же первого дублета ослабевает в виду того, что некоторые электроны, которые при сравнительно медленной скорости давали лишь начало серии $1,5S-2p$, теперь производят более сложный сериальный спектр, и те линии серии $1,5m$, для которых $m > 2$, возбуждаются за счет уменьшения интенсивности линии $1,5S-2p$. Выше известного вольтажа интенсивность линии, отнесенная к определенному числу электронов, достигающих анода, получает некоторое определенное значение, в согласии с теорией квантов, которая требует, чтобы число излучаемых квантов было пропорционально числу столкновений и, следовательно, числу присутствующих электронов.

† *Н. Метелкин.*

Новая теория оптических серий.

J. J. Thomson. On the Origin of spectra and Planck's Law. Phil Mag. 38, p. 1919.

Со стороны оптических свойств атома любая теория его должна быть развиваема в двух направлениях.

С одной стороны, она должна описывать законы сериального излучения; с другой—должна дать Планковское распределение энергии по спектру черного тела.

Атом Бора с величайшей точностью описывает газовое излучение; но до сих пор без дополнительных гипотез не удалось на основах атома Бора получить формулу для распределения энергии по спектру черного тела. Больше того, основные посылы названной теории настолько необычны, что с точки зрения классической электродинамики истолковать их почти не представляется возможным.

Работа *J. J. Thomson'a* стремится под атом Бора подвести динамические основы. *Thomson* полагает, что непонятные „арифметические принципы“ Бора могут быть исключены надлежащим обобщением закона Кулона. Закон Кулона, по мнению автора, справедлив лишь на расстояниях от ядра больших, чем размеры атома; электрическое притяжение между двумя зарядами только асимптотически приближается к закону Кулона.

Поэтому, электрическая сила, действующая со стороны ядра на электрон, в самом общем виде может быть написана следующим образом:

$$f = \frac{Q}{r^2} f\left(\frac{c}{r}\right) \dots \dots \dots (1)$$

где c — некоторая постоянная определяемая так, чтобы при расстояниях больших размеров атома отношение $\frac{c}{r}$ было весьма мало.

c — имеет линейные размеры и, очевидно, величина характерная для данного атома функция $f\left(\frac{c}{r}\right)$ равна единице при малых значениях $\frac{c}{r}$ (за пределами атомного пространства) и обращается многократно в нуль внутри атома.

Понятно, таких функций имеется целое множество; на одну из них указывает *Thomson* именно:

$$f\left(\frac{c}{r}\right) = \frac{Sn \frac{c}{r}}{c} = \frac{Snx}{x}$$

где $\frac{c}{r} = x$.

следовательно, электрическая сила будет выражена формулой:

$$f = \frac{Qe x^2}{c^2} \cdot \frac{Snx}{x} = \frac{Qex Snx}{c^2} \dots \dots \dots (2)$$

Так обобщенный закон Кулона позволяет *J. Thomson'u* нарисовать возможную картину газового излучения. Затруднительные для понимания незатухающие орбиты атома Бора заменяются здесь естественно следующими из обобщенного закона электрического притяжения—положениями равновесия (нулевые положения).

В самом деле, если положить $r = \frac{c}{n\pi}$, то напряжение электрического поля ядра в соответствующих точках обратится в нуль и, следовательно, электрон, пошавший в эти места, будет находиться в равновесии бесконечно долго. Выведенный из положения равновесия электрон начнет колебаться, однако, характер этих колебаний определяется по *J. Thomson*'у не электрической силой описанного вида, а особым магнитным полем. Величина магнитной силы направлена радиально вдоль электрических линий сил и определяется формулой:

$$H = \mu (a^2 - r^2) \dots \dots \dots (3)$$

где a определяет внешнюю границу магнитного поля, а r — расстояние какой-либо точки от ядра.

Такой вид магнитной силы *Thomson* выбирает очевидно затем, чтобы получить Ридберговский закон излучения. В самом деле, если положить внешнюю границу магнитного поля совпадающей с одним из нулевых положений, то будем иметь для

$$a = \frac{c}{n\pi} \text{ для } r = \frac{c}{m\pi}.$$

Отсюда величина магнитной силы в некотором нулевом положении порядка m — будет:

$$H = \mu \cdot \frac{c^2}{\pi^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \dots \dots \dots (4)$$

Интегралы дифференциальных уравнений движения электрона в магнитном поле направленном по оси z — ов будут:

$$x = A \operatorname{Sn} \frac{eH}{m} (t - t_0); \quad y = A \operatorname{Cs} \frac{eH}{m} (t - t_0) \quad z = z_0 + Bt.$$

А потому для частоты колебания электрона, находящегося в некотором нулевом положении порядка m , получим формулу:

$$\nu = \frac{e}{m} \frac{c^2}{\pi^2} \cdot \frac{\mu}{2\pi} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \dots \dots \dots (5)$$

А это и есть Ридберговский закон излучения. Если атом содержит несколько электронов, то вследствие электрического взаимодействия между ними, положение каждого из них будут смещено, и если положить смещенной внешнюю границу магнитного поля, то, очевидно, вместо предыдущей формулы следует написать выражение:

$$\nu = k \left[\frac{1}{(n + \delta_1)^2} - \frac{1}{(m + \delta)^2} \right].$$

Таким образом, введением особой электрической и магнитной силы вблизи атома мы можем объяснить все многообразие газового излучения.

Thomson, указав на эту возможность, идет дальше. Он старается выработать магнитную и электрическую силу так, чтобы помимо объяснения законов газового излучения, получился бы еще и квантовый закон излучения. Делает это он таким образом:

Пусть B поток магнитной индукции и пусть R — электрическая сила попрежнему узлового характера, пусть ω сечение трубки потока электрической силы; предположим, что падение магнитной индукции вдоль линий

сил пропорционально в данной точке падению потока электрической силы, другими словами, пусть имеется равенство:

$$\frac{dB}{ds} = k \frac{d\omega R}{ds} \dots \dots \dots (6)$$

Причем k есть функция места, т.е. s . Отсюда, интегрируя, имеем:

$$B_{s_1} = \int_{s_2}^{s_1} k \frac{d(\omega R)}{ds} \cdot ds = \left[k\omega R \right]_{s_2}^{s_1} - \int_{s_2}^{s_1} \omega R \cdot \frac{dk}{ds} \cdot ds$$

или
$$B_{s_1} - B_{s_2} = - \int_{s_2}^{s_1} \omega R \frac{dk}{ds} ds \dots \dots \dots (7)$$

Выберем далее фактор пропорциональности так, чтобы величина:

$$\omega \frac{dk}{ds} = -A = Const$$

тогда

$$B_{s_1} - B_{s_2} = A \int_{s_2}^{s_1} R ds \dots \dots \dots (8)$$

Очевидно, интеграл правой части выражает работу электрической силы при переходе электрона из нулевого положения S_2 в положение S_1 .

Итак

$$B_{s_1} - B_{s_2} = AW$$

умножая это равенство на $\frac{e}{m} \frac{1}{2\pi}$, получим:

$$\nu_{s_1} - \nu_{s_2} = \frac{Ae}{m} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot W \dots \dots \dots (9)$$

Чтобы левая часть совпала с правой по размерности, мы должны положить

$$\frac{Ae}{m} \cdot \frac{1}{2\pi} = \frac{1}{h} \dots \dots \dots (10)$$

где h — постоянная, размерности действия.

Итак:

$$W = h\nu_{s_1} - h\nu_{s_2} \dots \dots \dots (11)$$

Эту формулу *J. Thomson* трактует, как планковский закон излучения; действительно, атом подобного вида нетрудно приспособить по характеру излучения к резонатору *Planck'a*. Формулу (10) в общем случае мы можем переписать так:

$$\frac{Ae}{m} \frac{1}{2\pi} = \frac{1}{qh}$$

где q — отвлеченное число, которое можно считать целым.

Если электрон, находящийся в нулевом положении, где магнитная сила исчезает, выбить из этого положения, то он при переходе в новое нулевое положение растратит всю свою кинетическую энергию в виде излучения.

Величина этой энергии определится из формулы (11); и в данном случае, с введенным обобщенной постоянной действия, для нея мы будем иметь:

$$W = qh\nu \dots \dots \dots (12)$$

Вид этой формулы уже совершенно совпадает с законом излучения резонатора *Planck'a*. Если бы мы захотели на атоме *J. Thomson'a* обосновать закон распределения энергии по спектру черного тела, в том виде, в котором его дал *Planck*, то мы, очевидно, должны выбрать только те из них, для которых переход электрона из одного положения равновесия в другое, управляется формулой (12), а не (11). Переходы обоих типов дадут формулу более общую, чем формула *Planck'a*.

Если взять соотношение для ν_s в интегральной форме, то получим:

$$\nu_s = \frac{Ae}{m \cdot 2 \pi} \int_a^s R ds \dots \dots \dots (13)$$

a — определяет внешнюю границу магнитного поля, которое, как прежде, совпадает с одним из нулевых положений.

Чтобы из этой формулы получить Ридберговский закон, мы должны обобщить соответствующим образом Кулонову силу.

Пусть попрежнему:

$$R = \frac{Qe}{r^2} f\left(\frac{e}{r}\right) = \frac{Qe}{c^2} x^2 f(x) = \frac{Qe}{c^2} x^2 \frac{dF(x)}{dx} \dots \dots (14)$$

Если вставить это выражение в соотношение для ν_s , будем иметь:

$$\nu_s = \frac{Ae}{m \cdot 2 \pi} \int_a^s - \frac{Qe}{c} \frac{dF(x)}{dx} dx = \frac{Ae}{m \cdot 2 \pi} \cdot \frac{eQ}{c} [F(a) - F(s)]$$

или

$$\nu_s = \frac{Qe}{hc} [F(a) - F(s)] \dots \dots \dots (15)$$

очевидно вид функции $F(x)$ должен быть подобран так, чтобы в знаменателе содержался x^2 , и чтобы при малых значениях x 'а производная $\frac{dF(x)}{dx}$ равнялась бы единице и внутри атома dx многократно обращалась в нуль.

Однако, при таких условиях задача однозначно не решается. Без труда можно придумать целый ряд функций, удовлетворяющих указанным ограничениям.

Соотношению (15) можно придать иной вид, исходя из следующих соображений. Работа, которую нужно затратить, чтобы электрон сбить из положения равновесия и увести в бесконечность, на основании формулы (4) может быть написана

$$\int_{r_0}^{\infty} eRdr = - \frac{Qe}{c} \int_{x_0}^0 \frac{dF(x)}{dx} dx = - \frac{Qe}{c} [F(0) - F(x_0)]$$

где x_0 — величина, определяющая крайнее положение электрона.

С другой стороны та же работа, выраженная через ионизирующий потенциал V будет $= Ve$; следовательно:

$$\frac{Qe}{c} [F(o) - Fx(x_0)] = Ve$$

откуда

$$c = \frac{Q}{V} [F(o) - F(x_0)]$$

Вставляя это в формулу (15) будем иметь:

$$v_s = \frac{e.V}{h [F(o) - F(x_0)]} [F(a) - F(x)] \dots \dots (16)$$

Thomson полагает $F(x) = \left\{ \frac{Sn^2x}{x^2} + Snx \ Cs^2x \right\}$

Для нахождения нулевых положений *Thomson* пользуется решениями такого трансцендентного уравнения: $Csx = 0$, что верно лишь приближенно. Поэтому окончательный вид формула (16) получит такой:

$$v_s = \frac{e.V}{h \left(1 - \frac{4}{\pi^2}\right)} \left\{ \frac{1}{(P_0 + 0,5)^2} - \frac{1}{(P + 0,5)^2} \right\}$$

где P_0 и P суть целые значения.

Или

$$v_s = \frac{e.V.\pi^2}{h(\pi^2 - 4)} \left\{ \frac{1}{(P_0 + 0,5)^2} - \frac{1}{(P + 0,5)^2} \right\} \dots \dots (17)$$

Трудно, конечно, говорить о том, какое значение может иметь работа *Thomson'a* для оптических явлений, связанных с структурой атома; тем не менее, несмотря на некоторую фантастичность его соображений, здесь мы имеем дело с интересной попыткой обойти каббалистику, внесенную в науку теорией квантов. Стремление дать диамическое толкование загадочных арифметических принципов в сериальном измерении можно только приветствовать.

А. Предводителев.

Происхождение актиния.

- 1) *Otto Hahn und Lise Meitner*. Die Muttersubstanz des Actiniums, ein neues radioaktives Element von langer Lebensdauer, Phys. ZS. 19, 208, 1918.
- 2) *Otto Hahn und Lise Meitner*. Über das Protactinium und die Lebensdauer des Actiniums. Phys. ZS. 20, 127, 1919.
- 3) *Otto Hahn und Lise Meitner*. Der Ursprung des Actiniums. Phys. ZS. 20, 529, 1919.
- 4) *Otto Hahn*. Protactinium, seine Lebensdauer und sein Gehalt in Uranmineralien. [Vorträge der 86 Naturforscherversammlung in Nauheim vom 19—25 September 1920. Phys. ZS. 21, № 21/22, 1920].

Как показали исследования *Boltwood*'а¹⁾ и *Fussler*'а²⁾, отношение содержания актиния и урана в минералах приблизительно постоянно. Отсюда можно вывести заключение, что ряд актиния находится в генетической связи с рядом урана. Однако невозможно поместить *Ac* в главный ряд урана, так как отношение активностей (по α -лучам) *Ac* и *U* в минералах, как показал *Boltwood*¹⁾, значительно меньше, чем должно бы было быть в случае прямой генетической связи. Поэтому было высказано предположение, что актиний является побочным продуктом в ряде урана, т. е. что один из членов этого ряда распадается таким образом, что большая часть его атомов превращается в дальнейшие элементы главного ряда, а остальные дают начало ряду актиния.

Всего естественнее является предположение, что *Ac* происходит от *U*, который несомненно является побочным продуктом в ряде урана, и связь которого с ураном доказана непосредственными наблюдениями. Однако *U* не может быть непосредственным предком *Ac*, так как между ураном и актинием должен находиться промежуточный элемент большой продолжительности жизни, ибо образования актиния в солях урана непосредственно доказать не удавалось.

Первая из реферируемых работ посвящена отысканию этого промежуточного звена между ураном и актинием.

Актиний помещается в 3-й группе менделеевской системы и по закону смещения³⁾ может быть продуктом распада элемента 2-й группы, дающего β -лучи или элемента 5-й группы, дающего α -лучи⁴⁾.

¹⁾ Amer. Journ. Sc. 25, 269, 1908.

²⁾ Phys. Rev. 9, 142, 1917.

³⁾ Закон смещения состоит в том, что выбрасывание α -частицы смещает элемент на две группы влево в том же ряду периодической системы; а выбрасывание β -частицы смещает элемент на одну группу вправо.

⁴⁾ Ни один из известных радиоэлементов ряда урана не может непосредственно превращаться в актиний. Из элементов 2-й группы в ряде урана имеется лишь *Ra*, дающий как α , так и β -лучи. Но тщательные опыты *Fajans*'а, *Soddy* и других исследователей доказали, что актиний не образуется из *Ra* или одного из дальнейших членов ряда.

Единственный известный элемент 5-й группы (в начале ряда урана) брейвий (*UX₂*) также не может быть непосредственным предком актиния, т. к. обладает малой продолжительностью жизни и не дает α -лучей.

Вероятная связь актиния с $U\ Y$ заставляет обратиться к поискам предка актиния в 5-й группе (т. к. $U\ Y$ находится в 4-й группе и дает β -лучи, продуктом его дезинтеграции должен быть элемент 5-й группы).

Так как по химическим свойствам предок актиния должен быть подобен танталу, *Hahn* и *Meitner* попытались выделить новый элемент из остатков от растворения урановой руды в азотной кислоте, состоящих, главным образом, из кремнекислоты. К такому остатку прибавлялось небольшое количество калийной соли танталофтористоводородной кислоты, и из смеси путем обычных химических операций выделялись *Ta* и сходные с ним элементы. Полученный в результате осадок, состоявший главным образом из смеси танталовой и ниобиевой кислот, действительно заключал в себе новый радиоэлемент, испускающий α -частицы, которому было дано название „протактиний“ (химический символ *Pa*).

Путем переработки большого количества остатков от заводской обработки урановой руды было выделено 73 mgr вещества, богатого *Pa*.

Пользуясь сильным препаратом, авторы реферируемых работ измеряли по методу *Kleeman*'а и *Bragg*'а величину пробега α -лучей *Pa*. Эта величина оказалась равной 3,34 см. (при 0° и 760 мм. давления). Точность определения оценивается авторами в 1—2%.

Знание величины пробега α -частиц позволяет вычислить приблизительно продолжительность жизни протактиния.

Между константой распада λ и пробегом α -лучей *R* радиоэлементов существует, как показали *Geiger* и *Nuttall* ¹⁾, следующее соотношение:

$$\log \lambda = A + B \log R,$$

где *A* и *B* постоянны для каждого радиоактивного ряда. Значение констант *A* и *B* для ряда актиния нам точно не известно. Если принять крайние значения, полученные *Meyer*'ом и *Paneth*'ом ²⁾, то период полураспада протактиния будет равен 1.200 лет или 180.000 лет.

Образование актиния из протактиния было доказано непосредственно двумя способами.

1) Наблюдалось увеличение с течением времени количества эманации актиния, увлекаемой током воздуха из препарата протактиния. Количество эманации увеличивалось согласно закону, отвечающему ходу распада в ряде актиния.

2) Исследовалось изменение с течением времени количества активного налета, оседавшего на заряженной отрицательно металлической пластинке, помещаемой на известное время близ препарата протактиния. Полученный налет обладал всеми свойствами активного налета актиния, и количество его, оседавшее на пластинке, увеличивалось по тому же закону, как и количество эманации.

Вновь открытый элемент *Pa* является изотопом UX_2 , бывшего единственным представителем соответствующей „плеяды“ и получившего поэтому особое название бревия. Так как принято считать типичным для данной плеяды наиболее долговечный изотоп, то протактиний должен занять место UX_2 (порядковый номер 91).

Вторая и третья из реферируемых работ посвящены определению продолжительности жизни актиния и отношения актиния и урана в минералах.

Определение продолжительности жизни актиния произведено было двумя способами. Вследствие накопления актиния и продуктов его распада, дающих α -лучи, первоначальная активность препарата *Pa* растет с течением времени. Из кривой роста можно найти период полураспада актиния.

¹⁾ Phil. Mag. 22, 613, 1911; 23, 439, 1912.

²⁾ Wien. Ber. 123, 1453, 1914.

Уменьшение с течением времени активности препарата актиния также позволяет определить период полураспада. Тот и другой метод дали согласные результаты, и период полураспада актиния был определен в 20 лет с точностью до 10%. *Soddy* и *Cranston*¹⁾, независимо выделившие *Pa*, названный ими экзактантл (*UZ*), нашл для периода полураспада актиния 3460 лет. *Hahn* и *Meitner* объясняют полученное разногласие несовершенством метода выделения, примененного *Soddy* и *Cranston*'ом.

В последней работе *Hahn* и *Meitner* определяют отношение *Pa/U* в австрийской урановой руде. Так как протактиний превращается непосредственно в актиний, найденное отношение выражает в то же время отношение *Ac/U*. Определение при помощи *Pa* дает следующие преимущества:

1) Выделение *Pa* из минерала можно выполнять более совершенно, чем выделение *Ac*.

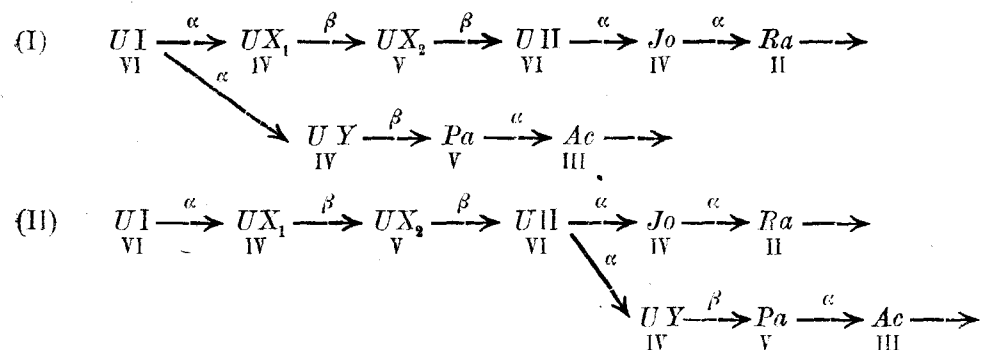
2) Выделенный *Pa* можно немедленно сравнивать по α -лучам с ураном, тогда как в случае актиния нужно ждать несколько месяцев достижения радиоактивного равновесия, так как сам актиний не дает α -лучей.

Протактиний выделялся из руды тремя различными способами²⁾ и сравнивался с ураном по α -лучам, принимая во внимание все нужные поправки. Полученные для разных препаратов числа вполне согласны между собой (отклонения менее 10%).

В результате *Hahn* и *Meitner* нашли, что в ряде урана отщепляется на актиний не 8%, как принималось до сих пор, а только 3%. Измеренная *Hahn* и *Meitner* величина несомненно более близка к истине в виду упомянутых преимуществ метода. Полученная величина хорошо согласуется с принятой для *UY* величиной 2,1%, характеризующей отношение, в котором происходит разветвление в ряде урана.

Полученный авторами реферлируемых работ материал дает возможность следующим образом представить превращения в ряде урана.

А priori равно вероятными являются две схемы:



Следующие соображения говорят в пользу схемы (II).

Если изобразить графически связь между пробегом и продолжительностью жизни для рядов урана и актиния, то, как показали *Meyer* и *Paneth* (l. c.), прямая, характеризующая ряд актиния, пересекается с прямой ряда урана близ *UII*.

Правило *Fajans*'а, связывающее атомный вес изотопов с продолжительностью жизни³⁾, показывает, что члены ряда актиния лучше всего укла-

1) Proc. Roy. Soc. London A. 94, 384, 1918.

2) Подробности см. Chem. Ber. 52, 1812, 1919.

3) Правило *Fajans*'а: внутри плеяды продолжительность жизни изотопов, излучающих α -частицы убывает с убыванием атомного веса; а продолжительность жизни изотопов, излучающих β -частицы возрастает с уменьшением атомного веса.

дываются в периодическую систему, если принять для атомного веса Ac число 227. В таком случае ответвление должно происходить у U_{II} , так как излучение α -частицы понижает атомный вес элемента на 4 единицы, а атомный вес $UI = 238,2$.

На съезде естествоиспытателей в Naucheim'e 19—25 сентября 1920 г. *О. Hahn*'ом была доложена работа, доказавшая экспериментально образование Ac из U . Было произведено определение количества Ra в старых солях U . Соли урана, приготовленные обычными способами, первоначально свободны от Ra . Так как отношение активностей U в Ra в равновесии известно, то по величине активности Ra , выделенного из соли U известного возраста можно непосредственно определить период распада Ra .

Были исследованы три соли U возрастом от 20 до 60 лет. Результаты получились вполне согласные между собой, и величина средней продолжительности жизни Ra в среднем оказалась равной 12.000 лет. Отсюда легко вычислить отношение количеств Ra и U в равновесии:

$$\frac{0,03 \cdot 12 \cdot 10^3}{5 \cdot 10^3} = 7,2 \cdot 10^{-3}.$$

1 тонна U содержит 72 *mgr* Ra (соотв. количество $Ra = 330 mgr$). При технической обработке урановой руды большое количество Ra остается в отбросах. Автором реферируемой работы ведутся исследования по выделению Ra из таких отбросов, и он высказывает надежду, что со временем Ra будет получен как новый химический элемент.

Непосредственное определение атомного веса Ra даст возможность окончательно установить связь актиния с рядом урана.

В. Баранов.

Из текущей литературы.

О приложении второго принципа термодинамики к живому организму.

Curt Wachtel. Über die Anwendbarkeit des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik auf Vorgänge im tierischen Organismus. Pflügers Archiv. Bd. 171. p. 66 (1918).

„Исследование приложимости второго принципа термодинамики к процессам в живом организме кажется многим излишним, так как 2 й принцип представляет общепризнанный закон природы и не может быть подвергнем сомнению. Следует однако указать на то, что второй принцип термодинамики является опытным законом, приложимость которого к явлениям, изучаемым физикой, стоит вне сомнения, наоборот, ни в одном случае до сих пор не удалось обнаружить приложимость второго принципа к явлениям в живых организмах с той степенью бесспорности, как это соответствует физическим дисциплинам“. Этими словами начинает автор свою статью, которая представляет критическую сводку имеющегося в распоряжении физиологов материала по приложимости термодинамики к жизненным явлениям.

Автор пишет первый и второй принципы термодинамики в их обычной классической форме и изучает на основании многочисленного материала главным образом коэффициент полезного действия ($k = \frac{A}{Q}$, где k — коэффициент полезного действия, A — количество произведенной работы, Q — количество полученного при этом тепла).

Методов подсчета коэффициента полезного действия автор приводит несколько.

Прежде всего, Данилевский, принимая, что рабочий в течение одной секунды может произвести 7 килограммов, работы и что рабочий день равен 8 часам, находит работу за день в среднем 200.000 килограммометров, в это же время общее потребление энергии организмом равно 1.371.000 килограммометров. Считая, что работа сердца и дыхания составляет 100.000 килметр., Данилевский находит $k = \frac{300.000}{1.371.000}$, т.е. около 22%. Если предполагать более подходящие к условиям действительности результаты, то коэффициент k получается меньше и вообще, смотря по роду работы, как показали более поздние исследования, он колеблется от 1% до 20%.

Далее следуют работы *Chauveau*, который воспользовался формулой

$$D = A + Q_1 + Q_2,$$

где D — общее потребление энергии, A — работа двигателя, Q_1 — энергия доставляемая двигателю, если он поддерживает груз, Q_2 — энергия, доставляемая двигателю, идущему входостую со скоростью, одинаковой с той, с которой он идет, совершая работу A . *Chauveau* однако не удалось точно проверить свою формулу на мускуле из-за невозможности выразить численно все члены формулы, и в лучших случаях можно было получить только приближенно значение D .

Zuntz получил коэффициент полезного действия всего организма, изучая с одной стороны обмен при ходьбе по ровному месту и с другой обмен при подъеме, когда совершается определенная работа. Увеличение обмена, выражаемое в калориях, и идет по *Zuntz*'у на работу подъема.

Для вырезанных лягушечьих мышц *Fick* находит $k = 25\% - 30\%$. *Bernstein*, рассматривая работу мышцы, как следствие капиллярных сил, находит $k = 20\%$.

Особняком стоят работы *Baron*'а и *Pólányi*, которые исходили при своих подсчетах из определенных реакций в теле животного и подсчитали, какую работу могут дать эти реакции; авторы предполагали, что реакция течет при постоянной температуре и что, например, виноградный сахар превращается в CO_2 и H_2O по формуле $C_6H_{12}O_6 + 6O_2 = 6CO_2 + 6H_2O$ ($t = 37^\circ C$). Такие же схемы для белков, жиров и т. д. „Вполне убедительных результатов для приложимости 2-го принципа, однако, эти опыты не дали“, как и отмечает *Wachtel*.

Подводя итоги всему приведенному и принимая во внимание, что k колеблется от 1% до 30% , *Wachtel* приходит к справедливому заключению, что количественного подтверждения приложимости 2-го принципа термодинамики к жизненным явлениям не существует, хотя все качественные явления говорят в пользу приложимости.

П. Лазарев.

Радиоактивность и физиология.

H. Zwaardemaker. On physiological radioa-ktivity. Journal of Physiology. Vol. LIII, p. 273 (1920).

За последние пять лет утрехтский физиолог *Zwaardemaker* сделал целый ряд сообщений о своих работах из области радиоактивных явлений на почве процессов в живом организме. В указанной статье дается краткая сводка этих работ. В теле человека, главным образом, в клетках мышц и красных кровяных телец содержится 40 гр. калия. Кроме этого, фиксированного в клетках количества, в нашей крови содержится калия в виде свободного иона около 1 грамма. Согласно представлению автора этот циркулирующий в крови калий способен развивать радиоактивное действие; что калий вообще имеет радиоактивные свойства и относится к легким радиоактивным элементам, как рубидий, а также и цезий, доказано было *Campbell*'ем и *Wood*'ом. Исходным фактом для *Zwaardemaker*'а служит следующий, установленный им и его сотрудниками, ряд опытов. Известно, что, если в так наз. жидкости *Ringer*'а отсутствует хлористый калий, то лягушечье сердце, промываемое такою жидкостью, перестает сокращаться. Прибавление калия в соответствующей дозе вновь вызывает сокращение сердца. Уже *Ringer* указывал, что можно взять соседний с последним в ряду менделеевской системы рубидий, и в полученном, таким образом, растворе сердце работает неопределенно долго. *Zwaardemaker* идет дальше и обращает внимание на то, что замена в *Ringer*'овской жидкости калия рубидием зависит не от химической близости этих металлов, а оттого, что один и другой радиоактивны. Благоприятное действие на сердце калия и рубидия приписывается, таким образом, их радиоактивности. *Zwaardemaker* доказал прямыми опытами, что в жидкости *Ringer*'а можно вместо калия взять не только рубидий, но и всякий другой тяжелый радиоактивный элемент, как уран, торий, радий, ионий, лантан, церий, нион. Существенным пунктом всей аргументации автора является то обстоятельство, что все эти элементы заме-

няю калий, хотя и не родственны ему по химическим свойствам и отстоят от него далеко в системе элементов, что замена их идет не в эквивалентных отношениях, а именно в эквивалентных отношениях. Каждый из перечисленных радиоактивных элементов, будь он легкий или тяжелый, является заместителем калия в *Ringer*'овской жидкости. Удивительным и в сущности не совсем ясным представляется то обстоятельство, что если мы в жидкость *Ringer*'а наряду с калием или рубидием введем еще какой-нибудь из перечисленных тяжелых радиоактивных элементов, то получится не сумма их влияний, а, наоборот, вычитание. Таким образом можно приготовить жидкость *Ringer*'а содержащую хлористый калий и азотнокислый уран в количествах, совершенно уравновешивающих друг друга, и такая жидкость будет действовать таким же образом, как жидкость *Ringer*'а, лишенная калия: и одна и другая жидкость, пропущенная через вырезанное лягушечье сердце, вызовут остановку его сокращений. Такое сердце, как утверждает *Zwaardemaker*, можно опять заставить нормально работать, если направить на него излучение, исходящее из какого-нибудь радиоактивного элемента, как радий или мезоторий. К сердцу, остановившемуся вследствие пропускания Рингеровской жидкости, лишенной калия (или содержащей, кроме калия, уравновешивающее его количество урана), подносят стеклянную трубочку, содержащую 5 мгр. мезотория или 3 мгр. радия на расстоянии около одного сантиметра от сердца, и последнее начинает сокращаться. Этот опыт возбуждения сердца к деятельности при помощи радиоактивности наиболее поразителен из всего, что сообщает *Zwaardemaker*. Из дальнейшего изложения оказывается, однако, что спит этот не всегда одинаково успешен. Иногда сокращения восстанавливаются через три минуты после начала радиации, иногда позже, лишь по истечении часа, в среднем после 28 минут. По следам *Zwaardemaker*'а пошли и другие исследователи. Так, например, *Hamburger*, известный физиолог в Гронингене, показал, что *Ringer*'овский реактив, лишенный калия и пропускаемый через лягушечью почку, ведет к тому, что клубочки почки не удерживают виноградного сахара. приближение к почке радия восстанавливает ее свойство удерживать глюкозу. Мы приведем выводы *Zwaardemaker*'а полностью:

1. В большом количестве систем атом калия в отношении его функции может быть заменен всяким другим радиоактивным элементом, тяжелым или легким, в эквивалентной дозе.

2. Вещества, высылающие α лучи, и вещества, высылающие β -лучи будучи применены одновременно, действуют противоположно.

3. Калий (как носитель физиологической радиоактивности) есть раздражитель для целого ряда клеток; он восстанавливает и поддерживает их функции, если приведен в контакт с поверхностью клеток, как свободный ион, содержащийся в циркулирующей жидкости.

4. Свободная радиоактивная радиация может заменять калий, если последний предварительно удален из циркулирующей жидкости.

А. Ф. Самойлов.

Простые тоны и их основные свойства.

Beiträge sur Akustik und Musikwissenschaft herausgegeben von C. Stumpf:

1. W. Köhler, Akustische Untersuchungen I, 1909, Heft 4.
2. P. Liebermann u. G. Revers, Ueber Ortophonie, 1909, Heft 4.
3. W. Köhler, Akustische Untersuchungen II, 1911, Heft 6.
4. C. v. Maltzew, Das Erkennen sukzessiv gegebener musikalischer Intervalle in der äusseren Tonregionen, 1913, Heft 7.
5. C. Stumpf, Ueber neuere Untersuchungen zur Tonlehre, 1915, Heft 8.

Простые тоны отличаются друг от друга по их силе и высоте. Это, казалось, бесспорное положение претерпело в кругах психологов в течение последнего времени некоторое существенное изменение: простому тону приписываются, помимо его силы и высоты, некоторые иные первоначальные качества. Большинство относящихся сюда работ произведено в лаборатории профессора *C. Stumpf*'а в Берлине и отпечатано в его журнале; ниже приведены рефераты этих работ.

Если мы, начиная от какого-нибудь исходного простого тона, станем последовательно увеличивать число его колебаний, то мы будем переходить к тонам все больше и больше отличающимся от начального тона. Однако, вскоре мы заметим, что прогрессивное повышение тона ведет к тому, что он начинает все больше и больше напоминать первоначальный тон, и это сходство достигает максимума, когда оба тона находятся друг к другу в октавных отношениях. Транспонирование какой-нибудь музыкальной фразы на октаву не изменяет ее существенно. Желая пропеть какую-нибудь знакомую нам мелодию, мы нередко ошибаемся на одну и две октавы, совершенно не замечая этого. Перечисленные и подобные им факты приводят к мысли, что два тона, находящиеся в октавных отношениях, отличаются друг от друга, но в то же время и имеют нечто общее, сходное. То, что два октавных тона имеют общего, психологи относят на счет их качества (*Qualität*) то, что отличает два октавных тона друг от друга, психологи называют теперь обыкновенно не высотой, а яркостью (*Helligkeit*).

Обстоятельство, что октавные звуки имеют нечто общее и в то же время нечто различающее их, уже давно известно, и, если психологи оказались вынужденными теперь различать на основании этого качество и яркость тона, то это находится в связи с некоторыми новыми фактами. В работе 2-й приведен случай патологического изменения слуха, когда основные свойства тона, яркость и качество, разъединены друг от друга. На одном интеллигентном больном с хорошим музыкальным слухом можно было установить, что одно его ухо временами, во время приступов болезни, не различало никаких интервальных свойств в пределах g^2 — dis^4 , между тем, как различия высоты оставались неизменными. Нужно думать, что подобное разъединение встречается не только в патологических случаях; сюда относится, очевидно, и обширный класс „немузыкальных“ людей, которые без труда отличают яркость (высоту), но не разбираются в качестве звуков. В крайних для нашего слуха пределах звуков мы все страдаем этим: выше звуков c^3 мы еще улавливаем, что один звук выше другого, но качество звука все больше и больше кажется поблекшим. Особенно интересна переходная к высшим звукам область, когда мы еще способны различать качество и интервал, т. е. во второй половине четвертой октавы и первой половине пятой октавы: здесь, по мере повышения, тон оценивается как более низкий и в связи с этим интервал между двумя октавами как более тесный, чем это соответствует числу колебаний. Этим вопросом занималась *Е. Мамцева*, представившая очень обстоятельное исследование (4). *Мамцева* доказала, что, если мы к тону c^4 возьмем тон с удвоенным количеством колебаний, то в результате получатся не интервал октавы, а интервал, оцениваемый нами, как большая септима. Подобные же отношения *Мамцева* предполагает и в областях звуков, переходных к низким предельным звукам.

Кроме отмеченного „качества“ (*Qualität*) тона, последнему приписывается еще другое основное свойство, — именно „гласность“ (*Vokalität*). Если бы мы пожелали расположить наши главные звуки в известном порядке, то, как это нередко уже раньше отмечалось, мы большею частью пришли бы к такому порядку: У, О, А, Е, И — в этом порядке нам казалось бы, что мы переходим от более низкого звука к более высокому. Большая часть акустиков встречалась с фактом, что в простом тоне слышится иногда ха-

рактир гласного звука, так, например, камертон звучит на гласную „У“. Уже давно утверждали, что, если повышать тон последовательно, то можно слышать весь порядок, гласных: У, О, А, Е, И. Этот вопрос очень подробно разработан *Köhler*'ом (1 и 3). *Köhler* доказывает, что в определенных точках непрерывно повышающегося ряда тонов мы слышим с полной отчетливостью гласные звуки, причем эти определенные точки отстоят друг от друга на величину октавы. Гласные слышны хорошо и отчетливо только на тонах определенной высоты, именно: c^1 — „У“, c^2 — „О“, c^3 — „А“, c^4 — „Е“, c^5 — „И“. Если мы возьмем не указанные тоны, а промежуточные, напр., то услышим гласную неопределенную, ибо она будет промежуточной между У и О. Точно так же g^1 дает гласную, промежуточную между О и А. Таким образом видно, что только на немногих определенных местах мы можем воспринимать отчетливо главный характер тона, большую же часть он трудно определим. Этим и объясняется, что до сих пор это новое качество тона, его *Vokalität*, не было с определенностью констатировано. Многосторонность тона с его свойствами яркости и качества наводят *Stumpf*'а (5) на мысль о том, что эти два свойства развивались на фоне эволюции животных форм неодновременно. Это же, как выясняется теперь, следует принимать по отношению к световым ощущениям: бесцветное ощущение более раннего возраста, чем цветное. Наиболее ранней формой звукового раздражения был, вероятно, шум; периодическое колебание, в особенности синусоидальное, продукт позднейший. Вместе с появлением звуков плавных, ровных, должна была развиваться способность различать высоту (яркость) звука. Физиологические опыты последнего времени учат, что животные, напр., собаки, отличают чрезвычайно тонко звуки по их высоте; но у них отсутствует еще или слабо развита способность отличать качество. Впоследствии, вместе с развитием центральной нервной системы в сторону гемисфер, у человека способность различать в тонах качество становится все больше и больше определенной и в историческую эпоху нашей жизни приводит нас к установке наших музыкальных интервалов.

А. Самойлов.

Роль валентности при электрокоагуляции коллоидов.

W. Ostwald. Über die Rolle der Wertigkeit bei der Elektrolyt-koagulation besonders der Suspensioide. Kolloid-Zeitschrift, B. 26, Januar 1920.

Валентность с точки зрения электронной теории обуславливается периферическими электронами. Этим дается простое объяснение значения валентности для целого ряда физических и химических процессов.

Если коагуляция коллоида вызывается адсорбцией ионов на гранулы коллоидального раствора, то увеличение валентности иона должно при прочих равных условиях ускорить коагуляцию. *Ostwald* подвергает подробному критическому разбору имеющийся экспериментальный материал и приходит к выводу, что определенного, всегда наблюдающегося эффекта ускорения адсорбции и коагуляции с увеличением валентности не наблюдается. Правило — увеличивается валентность, ускоряется коагуляция — является грубым (имеется ряд исключений). Нужно думать, что побочные процессы (образование оболочки около ионов, изменение вязкости и пр.) маскируют влияние валентности.

Б. Ильин.

Поглощение силы тяжести.

Q. Majorana, On gravitation. Theoretical and Experimental Researches. Phil. Mag. 39, p. 488. (1920).

В связи с возбуждавшим в последние годы столь большой интерес общим принципом относительности и связанной с ним теорией тяготения, начали за последнее время появляться новые экспериментальные исследования, цель которых пересмотреть наши основные представления о силе тяжести. К этим работам относится и реферируемая работа Q. Majorana, изучавшего специально вопрос о поглощении силы тяжести материей.

Теоретические исследования Q. Majorana сводятся к следующему:

Пусть Φ поток силы тяжести в телесном угле $d\omega$, пусть dm масса, вызывающая силу тяготения, пусть, наконец, k постоянная тяготения, тогда

$$\Phi = k \frac{dm d\omega}{4\pi},$$

согласно основному закону Ньютона.

Пусть, затем, x толщина поглощающей среды, через которую проходит поток Φ , H коэффициент поглощения, δ_v — величина, которую Majorana называет „истинной плотностью“, тогда по Majorana должно иметь место соотношение:

$$\Phi = k \frac{dm d\omega}{4\pi} e^{-Hx} = k \frac{dm d\omega}{4\pi} e^{-h \delta_v x}$$

Это выражение для Φ Majorana применяет к шару с постоянной „истинной“ плотностью δ_v , и с радиусом R . С помощью простых вычислений он находит, что полный поток силы, исходящий из этого шара, будет:

$$F = k\pi \delta_v R^3 \left[\frac{1}{p} - \frac{1}{2p^3} + e^{-2p} \left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{2p^3} \right) \right], \text{ где } p = R.H$$

Пусть M_a та „кажущаяся“ масса шара, которой по нашим обычным представлениям следует приписать действие тяготения, тогда $F = kM_a$

$$\text{и } M_a = \pi \delta_v R^3 \left[\frac{1}{p} - \frac{1}{2p^3} + e^{-2p} \left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{2p^3} \right) \right]$$

$$\text{Положим } \phi = \frac{3}{4} \left[\frac{1}{p} - \frac{1}{2p^3} + e^{-2p} \left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{2p^3} \right) \right] \text{ и назовем}$$

$M_v = \frac{4}{3} \pi R^3 \delta_v$ „истинной“ массой шара; имеем: $M_a = M_v \phi$; $\delta_a = \delta_v \phi$.

При $p = RH = 0$, т. е. при $H = 0$ или $R = 0$, имеем $\phi = 1$. При возрастании p т. е. при увеличении поглощения или радиуса шара, от которого зависит кажущаяся масса, ϕ быстро уменьшается.

$$\text{Из } p = RH = R\delta_a \frac{h}{\phi} \text{ следует } h = p\phi \frac{1}{R\delta_a}.$$

R и δ_a для частных случаев известны (напр., для солнца).

При увеличении δ_v величина ϕ уменьшается, в пределе для $\delta_v = \infty$, $p = \infty$, $\phi = 0$ величина ϕ имеет предельное значение, которое из данных в таблице ($R = 6,95 \cdot 10^{10}$ и $\delta_a = 1,41$) выводится равной $h = 7,64 \cdot 10^{-12}$.

Постоянную h Majorana считает „универсальной постоянной“.

Этим теоретические исследования Majorana ограничиваются.

Пусть имеется теперь маленький шарик с истинной массой m_v и пусть он находится в большем шаре с радиусом r и плотностью δ ; соотношение между „кажущейся“ массой и „истинной“ будет

$$m_a = m_v e^{-h \delta r} = m_v (1 - \delta_v h r + \dots)$$

Приближенно $\epsilon = m_v - m_a = m_v h \delta r$

Если взять $m_v = 1$; $\delta = 13,60$ (ртуть), $r = 10$ и $h = 7,64 \cdot 10^{-12}$, то $\epsilon = 1,4 \cdot 10^{-7}$ гр.

Эту разницу в весе Majorana и считает возможным определить из опыта:

К чувствительным весам, с одной стороны коромысла, на длинной нити подвешен свинцовый шар весом в 1274 кило. Этот шар может быть окружен со всех сторон ртутью, общий вес которой 104 кило и так, чтобы ртуть ни к шару, ни поддерживающей его нити не прикасалась. Шар взвешивается окруженный ртутью и без ртути.

При этом наблюдалась разница в весе, равная

$$\epsilon = 0,00209 \pm 0,00007 \text{ mgr.}$$

Соответствующая такому ничтожному весу, — при сравнительно большой общей нагрузке весов, — чувствительность достигается тем, что наблюдения производятся зеркалом и шкалой на расстоянии двенадцати метров от зеркала (!). При непостоянном положении ноли шкалы, кривые дающие точки равновесия для весов в присутствии ртути и без нее (если нанести их как функции времени), располагаются так, что находятся на определенном расстоянии друг от друга. Это расстояние и дает ϵ и не может быть сомнения в том, что, действительно, в присутствии ртути положение равновесия весов другое, чем без ртути.

Majorana исследует всевозможные причины, которые могли бы вызвать эту разницу в весе. Результат этого исследования в Phil. Mag. не приведен. Он кратко резюмирован в следующей таблице:

Т А Б Л И Ц А.

	mgr.
Наблюдаемый эффект	0,00209 ± 0,00007
Действие силы тяжести, вызываемой ртутью	— 0,00085
” ” ” ” ” сосудом	0,00007
” ” ” ” ” некоторыми вспомога- тельными частями прибора	— 0,00034
Поправка на перемещение ноли	0,00001
Наибольшая допустимая ошибка, происходящая от асимметрии прибора	± 0,00009
<hr/>	
Действительное отклонение $\epsilon =$	+ 0,00098 ± 0,00016

Majorana перечисляет также и другие причины, могущие на первый взгляд влиять на результат опыта и именно:

- 1) пертурбации механического характера,
- 2) пертурбации calorического характера,
- 3) радиометрические действия,
- 4) магнитные действия,
- 5) электростатические действия,
- 6) электромагнитные действия.

Но Majorana полагает, что они не могут заметно повлиять на результат опыта. Так как в реферруемой статье никаких объяснений по этому поводу не дается, то трудно сделать какое-нибудь заключение о правиль-

ности его выводов. Несомненно, однако, что *Zeeman*, сравнивая по способу *Eötvös'a* инертную и тяготеющую массы и имея дело с наблюдениями приблизительно той же самой точности, что и *Majorana*, обнаружил в некоторых случаях настолько сильное влияние магнитного поля, что оно совершенно маскировало истинный ход вещей.

Так как в опыте *Majorana*

$$\epsilon = 9,8 \cdot 10^{-7} \text{ gr.}; m_a = 1278 \text{ gr.}; \delta = 13,60; \gamma = 8,40$$

то

$$h = 6,73 \cdot 10^{-12}$$

что очень хорошо согласуется с теоретическим числом, приведенным выше.

В приложении к солиду это дает, если положить $\delta_a = 1,41$, для истинной плотности величину приблизительно в три раза большую: $\delta_a = 4,27$.

Слишком краткое изложение работы в *Phil. Mag.* не позволяет дать строго критический разбор полученных результатов. Необычайно высокая чувствительность прибора и может быть слишком хорошее совпадение вычисленного и наблюдаемого значения для h заставляет высказать пожелание, чтобы проектируемые *Majorana* повторения этих опытов на более широких основаниях были бы опубликованы с достаточными подробностями не только в исключительно спец. альных изданиях, но и в широко распространенных физических журналах. Не подлежит сомнению, что полученный *Majorana* результат, если только он подтвердится, будет иметь огромное теоретическое значение.

В. Фредерикс.

Отношение массы к весу для кристаллов и радиоактивных веществ.

P. Seeman. Some Experiments on gravitation. The ratio of mass and weight for crystals and radioactive Substances Koninklijke Akademie van Wetenschappen. The Amsterdam. Proceedings Vol. XX № 4, p. 542.

Автор прежде всего указывает на тот интерес, который приобрел в последнее время в связи с общим принципом относительности вопрос об отношении массы к весу. Только в том случае, если существует силовое поле, дающее одинаковое ускорение весам телам, возможно „создать“ поле тяготения преобразованием координат.

Самым чувствительным методом определения этого соотношения следует признать метод *Eötvös'a*, пользовавшегося крутильными весами следующим образом. Две разных массы (напр., пробка и латунь) одинакового веса подвешивают к двум концам стержня крутильных весов. Стержень этот имеет направление *W O*. Силы, действующие на обе массы, будут: 1) сила тяготения пропорциональная весу и 2) сила центробежная пропорциональная массе. Если веса обеих масс одинаковы, но массы по величине различны, то равнодействующая для двух масс имеет разное направление, что создает пару сил, закручивающую весы на некоторый угол α . Если повернуть весы на 180, то пара сил будет иметь обратное направление и закручивание произойдет в обратном направлении, на угол $-\alpha$; угол 2α может легко быть определен из опыта. Согласно опытам *Eötvös'a*, принимая во внимание возможные погрешности в наблюдениях, отношение веса к массе остается постоянным с точностью до $\frac{1}{2 \cdot 10^7}$.

Zeeman повторяет опыты *Eötvös'a* с целью выяснить это соотношение для „ориентированных“ кристаллов и для радиоактивных веществ. *Zeeman*

прежде всего усовершенствует крутильные весы *Eötvös'a* делал их более чувствительными. Результаты его опытов следующие:

1) *Влияние ориентации кварцевого кристалла на отношение массы к весу*
меньше, чем $\frac{1}{30.000.000}$ веса кристалла.

2) *Для урана отклонение от закона постоянства отношения веса к массе*
меньше $\frac{1}{20.000.000}$ веса вещества.

Значение этого второго вывода важно еще в следующем отношении; радиоактивные вещества включают огромные количества энергии; так один грамм радия в течение своей жизни, не считая продуктов распада, включая сюа и радий *F*, выделяет $3,7 \cdot 10^9$ калорий, что, согласно нашим настоящим взглядам на энергию, соответствует $0,6 \cdot 10^{-4}$ gr. массы. Имеет ли эта энергия, которая находится в радиоактивном веществе, и которая будет в течение его жизни потеряна им в виде определенного количества калорий, не только массу, но и вес? Вот на этот чрезвычайно интересный вопрос опыт *Зеемана* и дает утвердительный ответ, так как количество энергии, находящейся в радиоактивном веществе, вполне достаточно для того, чтобы обнаружить его вес, если допустить, как это теперь обычно делается, что оно имеет массу ¹⁾.

В. Фредерикс.

Попытка истолкования результата опыта *Michelson'a*.

R. Birkeland. An attempt to explain the Michelson Interference — Experiment
Philosophical Magazine, 37, p. 150 (1919).

Результат опыта *Michelson'a* равносителен по *Birkeland'у* анизотропии эфира вокруг земли. Анизотропия может возникать вследствие движения земли, при чем степень анизотропии должна уменьшаться с возрастающим расстоянием от земли. Если скорость света в направлении движения земли *C*, то из опыта *Майкельсона* следует, что скорость света в некотором направлении, образующем с направлением земли угол φ , будет:

$$C_{\varphi} = C \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \varphi \right)$$

Частота световых колебаний, распространяющихся из некоторой точки на поверхности земли, не должна зависеть от направления.

Написанная выше формула верна очевидно только на поверхности земли. Вопрос о зависимости C_{φ} от расстояния от земли *Birkeland'ом* не рассматривается.

• *С. Вавилов.*

Измерение длины свободного пути нейтрального атома.

Max Born Eine direkte Messung der freien Weglänge neutraler Atome.
Phys. ZS., 21, p. 518, 1920.

Идея метода, которым пользовался автор, чрезвычайно проста. Имеется *Knudsen'овский* одном рный луч из серебра, в него на определенных расстояниях помещаются зонды, доходящие до центра луча; относительные толщины, осевшего на зондах серебра определяются при помощи фотометра, отсюда уже легко подсчитывается длина свободного пути.

¹⁾ Под словом „масса“ здесь следует подразумевать то, что часто теперь называют более пространно „инертной массой“.

Кварцевая трубка около 3 см. диаметром соединена при помощи шлифа со стеклянными частями аппарата, на дне этой трубки помещается кусочек серебра, над ним в трубку вставляется латунный цилиндр, имеющий снизу по оси трубочку диаметром в 3 мм.; этот цилиндр внутри себя несет четыре перегородки, отстоящие друг от друга на расстоянии 1 см. и имеющие в центре отверстия диаметром 5 мм. Зондами служили стеклянные пластинки в виде квадрантов. Размещались они следующим образом: первая стеклянная пластинка-квадрант располагалась на первой перегородке так, чтобы центр ее совпал с осью луча, помещаемая на второй перегородке, вторая пластинка поворачивается относительно первой на 90° и т. д., так что каждая стеклянная пластинка-квадрант уловляет только соответствующую ей часть серебряного луча.

Снаружи к стенкам кварцевой трубки прилегал латунный ящик с твердой углекислотой; непосредственно к дну трубки—электрическая печь, при помощи которой кусочек серебра мог быть расплавлен и обращен в пар.

Давление измерялось при помощи манометров *MacLeod* и *Knudsen*'а.

При давлении $p=0$ уменьшение зачернения на 4-х последовательных квадрантах было ничтожно, но уже давление $p=5,8 \cdot 10^{-3}$ мм. рт. столба вызывает сильное уменьшение зачернения с расстоянием (столкновение атомов серебра с молекулами воздуха). Об этих толчках можно судить и потому, что граница осадка при этом давлении размыта, тогда как в первом случае ($p=0$) чрезвычайно резка.

Как я уже упомянул выше, сравнение относительных толщин осадков производилось при помощи фотометра.

Автор из предварительных результатов подсчитывает длину свободного пути. Если D_{10} —толщина слоя серебра на первом квадранте при наивысшем вакууме, то толщина слоя при средней длине свободного пути λ —будет

$$D_1 = D_{10} e^{-\frac{z_1}{\lambda}},$$

где z_1 —расстояние первого квадранта от источника луча; точно так же для второго квадранта (пластинки-зонда) имеем:

$$D_2 = D_{20} e^{-\frac{z_2}{\lambda}},$$

Из этих двух формул:

$$\lambda = \frac{Z_2 - Z_1}{\lg \left(\frac{D_1}{D_2} \cdot \frac{D_{20}}{D_{10}} \right)}.$$

У автора $Z_2 - Z_1 = 1$ см., выражение $\frac{D_1}{D_2} \cdot \frac{D_{20}}{D_{10}}$ равно 1,8 или 1,5

и для $p=5,8 \cdot 10^{-3}$ мм. он получает $\lambda=1,7$ см. или $p\lambda=9,9 \cdot 10^{-3}$

” $p=4,5 \cdot 10^{-3}$ ” ” ” ” $\lambda=2,4$ ” ” $p\lambda=10,8 \cdot 10^{-3}$

Имея в виду, что здесь даны предварительные результаты— $p\lambda$ надо считать достаточно постоянным.

Далее автор, принимая во внимание найденный результат для $p\lambda$ и пользуясь *Maxwell*'овым выражением для длины свободного пути λ , подсчитывает расстояние δ между центрами молекулы воздуха и атома серебра в момент удара и находит $\delta=2,6 \cdot 10^{-8}$ см., что достаточно хорошо совпадает с порядком величины диаметра атома.

Т. Молодой.

Непосредственное измерение тепловых молекулярных скоростей.

O. Stern. Eine direkte Messung der thermischen Molekulargeschwindigkeit.
Phys. Zeitschr. 21, p. 582, (1920).

Stern осуществил непосредственное измерение молекулярных скоростей следующим образом. Слегка посеребренная платиновая проволочка накаливалась в вакууме током до такой степени, что серебряная оболочка плавилась и испарявшиеся атомы серебра разлетались радиально во все стороны. Параллельно накаливаемой проволочке устанавливалась щель, за которой помещалась стеклянная пластинка. Щель пропускала только узкий пучок атомов серебра, осаждавшихся в виде тонкой полоски на стеклянной пластинке. Вся система, т.е. проволочка, щель и стеклянная пластинка были закреплены на общей рамке, которую можно было быстро вращать вокруг оси, проходившей через середину проволочки и щели. Благодаря тому, что молекулы обладают некоторой конечной скоростью, им требуется некоторое время для прохождения от щели к стеклянной пластинке, результатом чего явится смещение серебряной полоски, оседающей на стекле относительно направления проволочки в направлении, противоположном вращению системы. Зная скорость вращения, угол смещения и размеры системы, можно вычислить среднюю скорость движения молекул. Найденное автором числа хорошо совпадают с теоретическими.

С. Вавилов.

Определение величины и внутренней структуры коллоидальных частиц при помощи рентгеновских лучей.

P. Scherrer. Bestimmung der Größe und der inneren Structur von Kolloidteilchen mittels Röntgenstrahlen. Nachrichten v. d. Kön. Gesellschaft d. Wiss. zu Göttingen. N. 1, p. 98, 1918.

Внутренняя структура коллоидальных частиц до сих пор не установлена. P. Scherrer, применив метод интерференции рентгеновских лучей от беспорядочно расположенных частиц исследовал внутреннее строение типичных неорганических и органических коллоидов.

Возможны два случая:

1) Коллоидальные частицы обладают *кристаллической структурой*. Тогда мы должны ожидать рентгенограммы с богатым числом интерференционных полос, расположенных характерным образом для данной кристаллической решетки. При чем *положение* этих полос от величины отдельной кристаллической частицы совершенно не зависит, а определяется исключительно их пространственной решеткой; *ширина* — же интерференционной полосы зависит от величины отдельных кристалликов.

2) Коллоидальные частицы *аморфны*. Тогда рентгенограмма даст одну или два очень слабых максимум'а вблизи падающего рентгеновского луча, и в этом случае трудно что-либо сказать о внутреннем расположении атомов.

Рассматривая с этой точки зрения полученные им рентгенограммы различных коллоидов, Scherrer нашел, что:

1) Коллоидальные частицы золота и серебра — кристаллически и дают точно такую же пространственную решетку, как и макроскопические кристаллы золота. Замечательно, что даже частицы невидимые в ультрамикроскоп обладают той же пространственной решеткой.

2) Гели кремневой и оловянной кислот рядом с признаками аморфных тел дают чрезвычайно яркую интерференционную картину, так что эти тела можно рассматривать, как тела „готовые к кристаллизации“.

3) Типичные органические коллоиды (яичный белок, желатина, казеин, крахмал и т. д.)—аморфны. Вероятнее всего, что частицы этих коллоидов состоят из отдельной молекулы или же из ряда беспорядочно расположенных молекул.

Т. Молдэй.

Ориентировка атомов в кристалле.

T. R. Merton. An Experiment relating to atomic orientation Phil. Mag. 38, p. 463, (1919).

В современных теориях строения атома *Rutherford'a* · *Bohr'a* предполагается, что атомная структура такова, что можно говорить об оси атома, перпендикулярной к плоскости электронных орбит. С другой стороны, в настоящее время прочно установлена правильность расположения атомов в кристалле. Возникает вопрос, ориентированы ли оси атомов кристаллической решетки также вполне определенно, или же наклон их распределяется по закону случая. Если предполагать зависимость направления выбрасывания α и β -частиц радиоактивными атомами от направления их оси, то является возможность экспериментально решить вопрос о регулярной или же хаотической ориентировке атомных осей в случае радиоактивных кристаллов. В случае регулярной ориентировки число α -и β -частиц, посылаемых разными гранями кристалла, должно быть различным. Автор проделал соответствующий опыт с большим кристаллом азотнокислого урана. Для измерения активности служил электроскоп, типа *Rutherford'a*. С точностью до 3% количество α -частиц, посылаемых разными гранями кристалла, оказалось одинаковым. Таким образом, либо направление выбрасывания α частицы ядер радиоактивного атома не зависит от направления оси атома, либо атомные оси расположены в кристалле по закону случая. Однозначного ответа на поставленный выше вопрос опыт *Merton'a* дать не в состоянии.

С. Василев.

Расположение электронов в атомах и молекулах.

J. Langmuir. The Arrangement of Elektrons in Atoms and Molecules. Physical Review 22, pp. 505, 587, 7895 (1919).

В основу теории легли представления о „кубических“ атомах *Lewis'a* ¹⁾ и о насыщенных и ненасыщенных атомных кольцах *Kossel'a* ²⁾. Сопоставляя результаты этих работ с формулой *Rydberg'a* ³⁾, выражающей атомный и мер благородных газов в виде ряда: $N = 2 (1 + 2^2 + 2^2 + 3^2 + 3^2 + 4^2 + \dots)$ автор приходит к заключению, что целый ряд физических и химических свойств элементов и соединений можно объяснить, если принять следующие постулаты.

1) Электроны в атомах благородных газов располагаются в парных плоскостях, симметричных относительно ядра. Атомы имеют ось симметрии, перпендикулярную к этим плоскостям.

¹⁾ *Lewis*. Journ. Amer. Chem. Soc. 38, p. 362 (1916).

²⁾ *Kossel*. Amer. Physik. 49, p. 229 (1916).

³⁾ *Rydberg*. Phil. Mag. 28, p. 144 (1914).

2) Электроны находятся внутри ряда концентрических шаровых слоев одинаковой толщины, радиусы которых относятся как 1:2:3:4:, а поверхности, как $1^2 : 2^2 : 3^2 : 4^2 :$

3) Каждый сферический слой распадается на несколько ячеек равного объема. Первый слой (в сущности шар), содержит две ячейки, отделенные друг от друга экваториальной плоскостью. Второй слой распадается на 8 ячеек, третий на 18 и т. д.

4) Каждая из двух внутренних ячеек может содержать только по одному электрону, все же остальные — по два или по одному.

5) Электроны воздействуют друг на друга электростатическими и электромагнитными силами, уравновешивающимися взаимно.

6) В случае превышения предельного устойчивого количества электронов во внешнем слое — начинают преобладать электростатические силы и излишний электрон отталкивается в следующий слой.

7) Свойства атома обусловлены числом электронов во внешнем слое.

8) Наиболее устойчивыми и симметричными являются расположения электронов в благородных газах, характеризующихся максимальными внутренними силами, при минимальных внутренних полях.

9) Наиболее устойчивой системой является атом гелия.

10) Очень устойчивой является система, состоящая из одного ядра и восьми электронов, располагающихся вокруг него („октет“).

11) У двух „октетов“ могут быть взаимно связаны одна, две, три или более пар электронов. Точно также связь может оказаться и между „октетом“ и устойчивой системой, построенной наподобие атома гелия.

Ни один из электронов не может участвовать более, чем в двух „октетах“. Электроны могут переходить из одного „октета“ в другой.

Расположение электронов в „октете“ может быть двух родов: или по одному в вершинах куба (с положительным ядром в центре), или — по два (связанных электромагнитными силами) в вершинах правильного тетраэдра.

В атомах всех элементов, кроме инертных газов, внешние электроны не образуют полных „октетов“, а потому они вступают в химические соединения между собой, при чем электроны из одного атома переходят в другой для образования полного „октета“.

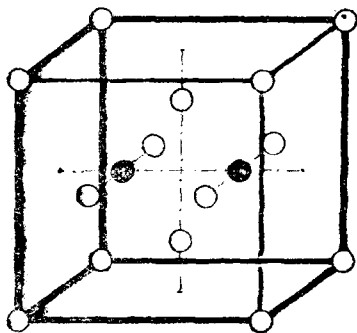


Рис. 1.

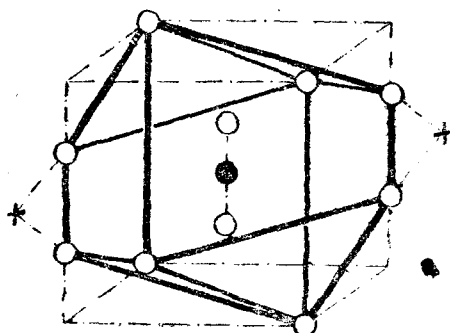


Рис. 2.

Теория *Langmuir*'а, к сожалению, пока лишена математической обработки и не объясняет, почему электроны остаются на своих местах в состоянии покоя (впрочем, автор ссылается на работу *J. J. Thomson*'а, исследовавшего равновесие атомных систем с точки зрения „силовых трубок“), но схемы, предложенные *Langmuir*'ом, очень наглядно иллюстрируют целый ряд химических и физических процессов: образование сложных соединений, плавление, кипение, электропроводность.

В качестве примера приведем модели а) молекулы воды и б) молекулы азота.

а) У воды черный кружок на рис. 1 обозначает ядро кислородного атома, черные крестики—ядра водородных атомов, а белые кружки—электроны. Электростатические силы сместили четыре электрона из вершины куба, где они находились в молекуле кислорода.

б) Целый ряд свойств азота сближает его с благородными газами, поэтому модель молекулы азота, по теории автора, должна иметь вид, представленный на рис. 2, где черными кружками обозначены ядра атомов азота, соединившихся в молекулу, и белыми кружками—электроны.

Вас. Шулейкин.

Поглощающее сечение молекул в отношении к медленным электронам.

1) *H. F. Mayer*. Über das Verhalten von Molekülen gegenüber freien langsamen Elektronen. Ann. d. Phys. 64, p. 45, 1921.

2) *C. Ramsauer*. Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen. Ann. d. Phys. 64, p. 513, 1921.

P. Lenard в 1903 г. показал, что поглощение свободных электронов в веществе происходит по обычному абсорбционному, экспоненциальному закону:

$$J = J_0 e^{-ax} \dots \dots \dots (1)$$

где J_0 начальная интенсивность электронного потока, J — интенсивность потока после прохождения слоя газа толщиной x и при давлении p , a — удельная абсорбционная способность, пропорциональная, очевидно сечению потока электронов, поглощаемого одной молекулой.

Lenard нашел, что величина a увеличивается с уменьшением скорости электронов, асимптотически приближаясь к постоянной величине, начиная от скоростей, соответствующих приблизительно 10 volt. Явление поглощения электронов в газах в течение многих лет тщательно изучается учениками *Lenard*'а по всем направлениям.

Обе реферлируемые работы, вышедшие из лаборатории *Lenard*'а, посвящены вопросу о зависимости величины a от давления газа и скорости электронов для различных веществ. Методы обоих авторов совершенно различны. *Mayer* пользуется для получения медленных электронов катодом с накаливаемой вольфрамовой виткой и наложением добавочных противоположных электрических полей, выделяет достаточно однородные, в отношении скорости, катодные лучи. *Ramsauer* пользуется фото-электронами, достигая большей однородности электронов, но проигрывая в отношении возможности широкой вариации скоростей.

При прохождении параллельного пучка электронов через толщину газов возможны следующие случаи:

1) Электрон не испытывает никакого изменения в отношении направления и скорости движения.

2) Направление и скорость движения электронов несколько изменяются, при чем скорость остается порядка электронной, изменяясь по отношению к средней в очень узких пределах (*диффузия*).

3) Скорости и направления электронов после прохождения через вещество распределяются по обычному закону *Maxwell*'а; абсолютные значения скоростей становятся порядка молекул рных (*абсорпция*).

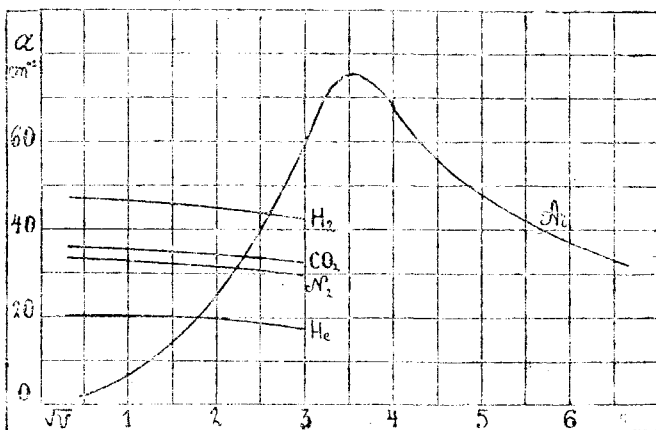
4) Скорости и направления распределяются по тому же закону *Maxwell*'а, однако максимальная скорость остается порядка электронной (*отражение*).

Метод *Ramsauer*'а был разработан с целью изучения суммарной пертурбации в движении электронов, состоящей из диффузии, абсорбции и отражения, в работе *Mayer*'а можно было определять только количество абсорбированных электронов. Однако, в том интервале скоростей, в котором работали оба автора (1—10 volt), количество абсорбированных электронов настолько велико в сравнении с числом рассеянных или отраженных, что величины, определенные обоими авторами для тех же веществ, практически совпадают. В таблице мы приводим результаты измерений *Ramsauer*'а.

Таблица I.

Вещество.	v	q	r
Воздух	0,80	$8,9 \cdot 10^{-16}$	1,4
Водород	0,85	$12,6 \cdot 10^{-16}$	3,4
Азот	0,75	$9,2 \cdot 10^{-16}$	1,4
Гелий	0,75	$5,5 \cdot 10^{-16}$	2,3
Аргон	0,75	$0,75 \cdot 10^{-16}$	0,14
	1,10	$1,60 \cdot 10^{-16}$	0,30

В таблице v — скорость электронов в вольтах, q — сечение потока электронов, поглощаемого одной молекулой, причем q вычисляется на основании a (форм. (1)), определяемого на опыте, r — отношение q к сечению молекулы, вычисляемому по данным кинетической теории газов. Величина q совершенно не зависит от давления газа и практически не зависит от скорости электронов для небольших скоростей. Единственным исключением является аргон, для которого q сильно увеличивается при небольшом изменении скорости. Совершенно те же, но более полные результаты получены *Mayer*'ом они приведены на чертеже. По оси абсцисс отложены величины



пропорциональные скоростям в \sqrt{V} volt, по оси ординат значения α , кривые проведены точно через многочисленные точки, определенные на опыте. Мы видим, что для всех газов, за исключением аргона, кривые асимптотически

приближаются к параллельности с осью абсцисс, т. е. независимости от скорости. Для аргона существуют, как видно из чертежа, резкое „избирательное“ поглощение с максимумом около 12 volt. Следует заметить, что поток электронов в опытах *Mayer*'а не был достаточно однородным, автор оценивает его условную „ширину“ в 0,5 v. Надо думать, что при электронах более однородных кривая для аргона получилась бы еще более резкой. Авторы не делают окончательных теоретических выводов из найденных результатов, предлагая дальнейшую разработку найденного ими явления. „избирательного поглощения“ электронов. Отметим чрезвычайно малое значение q для аргона у основания полосы поглощения. Молекула аргона является как бы „прозрачной“ для электронов в противоположность молекулам других изученных газов, для которых „поглощающее сечение“ во всех случаях больше „кинетического сечения“. Изучение q для различных веществ представляет чрезвычайно многообещающий метод для определения пространственной конфигурации молекулярных электро-магнитных полей.

С. Вавилов.

Новое определение заряда атомного ядра.

J. Chadwick. The charge of the Atomic Nucleus and the Law of Force. Phil. Mag. 40, p. 734 (1920).

Заряд атомного ядра является одной из важнейших констант элемента и потому точное определение его представляет собою в высшей степени важную проблему. Уже из ранних наблюдений *Geiger*'а и *Marsden*'а ¹⁾ над рассеянием α — лучей *Rutherford* заключил, что этот заряд равен $\frac{1}{2} Ae$, где A атомный вес элемента, — e заряд электрона. Дальнейшие опыты тех же *Geiger*'а и *Marsden*'а ²⁾ подтвердили это заключение. Однако экспериментальные трудности помешали им произвести определение заряда ядра лишь грубо, с ошибкой в пределах 20%.

Van den Broek ³⁾ высказал гипотезу, что заряд ядра равен атомному номеру Z элемента. Эта гипотеза была первоначально использована *Moseley*'ем в его классической работе о рентгеновских спектрах элементов ⁴⁾ для объяснения открытого им факта линейной зависимости между частотой колебаний соответствующих линий одного и того же ряда (например K — ряда или L — ряда) и некоторым целым числом, изменяющимся на единицу при переходе от элемента к элементу.

Но наиболее прямым методом определения заряда ядра все же остается изучение рассеяния α — лучей. Главная трудность, которая и обусловила собою большую ошибку в опытах *Geiger*'а и *Marsden*'а сводится к тому, что интенсивность первичного и рассеянного пучка очень сильно отличаются друг от друга, и потому приходится прибегать к различным методам для ее измерения в том и другом случае. — По мысли *Rutherford*'а, *Chadwick* осуществил расположение, позволявшее подсчитывать число α — частиц как в первичном, так и в рассеянном пучке, на одном и том же экране из сернистого цинка. Рассеивающий листок имел, в его опытах, форму не маленького кружка, как у *Geiger*'а и *Marsden*'а, но кольца, стягивавшего значительно больший телесный угол. На чертеже R — источник α — лучей,

¹⁾ *Geiger and Marsden.* Phil. Mag., 25, p. 604 (1913).

²⁾ *Geiger and Marsden.* Phil. Mag.

³⁾ *Van den Broek.* Phys. ZS. 14, p. 32 (1913).

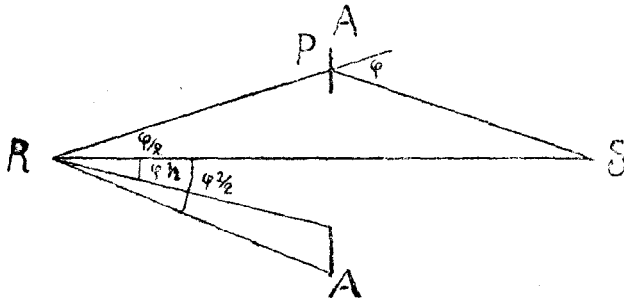
⁴⁾ *Moseley.* Phil. Mag. 24, p. 1024 (1913); 29, p. 703 (1914).

S — экран из сернистого цинка. Рассеивающее кольцо AA' расположено так, что $RA = AS$. При таких условиях можно показать, что число рассеянных α -частиц будет

$$\frac{Qnt b^2}{64r^2} \left(\log \operatorname{tg} \frac{\varphi_2}{4} - \log \operatorname{tg} \frac{\varphi_1}{4} + \operatorname{cotg} \frac{\varphi_1}{2} \operatorname{cosec} \frac{\varphi_1}{2} - \operatorname{cotg} \frac{\varphi_2}{2} \operatorname{cosec} \frac{\varphi_2}{2} \right),$$

где

- Q = числу α -частиц, испускаемых источником в единицу времени,
 - n = числу атомов в единице объема листка,
 - t = толщине листка,
 - $b = \frac{2E}{mv^2} Ne$, где E , m и v суть соответствующий заряд, масса и скорость α -частицы, а Ne искомый заряд ядра.
- Углы φ_1 и φ_2 см. на чертеже.



Число же α -частиц, непосредственно попадающих на единицу поверхности экрана S , очевидно, будет

$$\frac{Q}{4\pi l^2}, \text{ где } l = RS.$$

Нетрудно подсчитать, что если число рассеянных α -частиц будет порядка 30 в минуту, то число α -частиц в первичном пучке будет 30.000 в минуту.

Чтобы, все-таки, можно было считать сцинтилляции в обоих случаях на одном и том же экране, автор прибегал к следующему приспособлению:

Когда считалось число частиц в рассеянном пучке, отверстие кольца закрывалось толстым свинцовым диском; когда же считалось число частиц в первичном пучке диск убирался и перед экраном на пути пучка пускался в ход вращающийся сектор. Таким образом, наблюдаемое число частиц могло быть как угодно уменьшено, а зная отверстие сектора, легко было по наблюдаемому числу определить и полное число частиц в первичном пучке.

Опыты производились с платиной, серебром и медью. Результаты их сопоставлены в следующей таблице.

	Атомный номер.	Заряд ядра.
Платина	78	77,4
Серебро	47	46,3
Медь	29	29,3

Таким образом, в пределах 1% точности число элементарных зарядов ядра равно атомному номеру элемента.

Плутонно с этим Chadwick исследовал вопрос о зависимости силы от расстояния вблизи от ядра. Именно, Darwin ¹⁾ показал, что если сила

¹⁾ Darwin. Phil. Mag. 27, p. 499 (1914).

изменяется с расстоянием по формуле $\frac{1}{r^p}$, то число рассеянных α -частиц, в зависимости от скорости будет, caeteris paribus, —

$$\left(\frac{1}{u^2}\right)^{\frac{2}{p-1}},$$

где u — скорость α -частиц в первичном пучке. Для того, чтобы изменять эту скорость перед источником, располагалось то или иное число слюдяных листков. В результате оказалось, что количество рассеянных α -частиц обратно пропорционально четвертой степени скорости т.-е. $p=2$. Можно подсчитать, что в случае платины быстрые α -частицы приближаются к ядру на расстояние 7.10^{-12} ст., медленные — на расстояние 14.10^{-12} ст. Отсюда следует, что закон Кулона выполняется еще на расстояниях порядка 10^{-11} ст. от ядра.

Э. Шпольский.

Электрические диполи в жидких диэлектриках.

J. Herweg. Die elektrischen Dipole in flüssigen Dielektrizen. Phys. ZS. 21, p. 572 (1920).

Кинетическая теория диэлектриков, предложенная в 1912 году *Debye*'ем, объясняет отклонения от классической формулы *Clausius-Mossotti*, обнаруживающиеся в некоторых жидких диэлектриках. По теории *Debye*'я, внутри молекул, кроме эластично связанных электронов, имеются еще жесткие электрические диполи с постоянным моментом. Экспериментальная работа *Ratnowsk*'ого (в 1913 г.), казалось бы, подтвердила существование таких диполей в некоторых органических соединениях, но, как долагает автор реферируемой заметки, в вычислениях *Ratnowsk*'ого вкралась ошибка и, по ее исправлению, результаты работы нельзя признать согласными с теорией *Debye*'я. Приступая к новой экспериментальной проверке теории *Debye*'я, автор заметки приходит прежде всего к заключению, что: 1) нельзя рассматривать поляризацию жидкого диэлектрика, пренебрегая смещением эластично связанных электронов; 2) нельзя ожидать определенного ответа от опытов, если они производятся с той степенью точности, как у *Ratnowsk*'ого.

Последнее соображение заставило автора заметки разработать очень совершенный способ наблюдения весьма малых изменений диэлектрической постоянной. Идея этого метода заключается в следующем. В исследуемый жидкий диэлектрик погружаются обкладки небольшого конденсатора, включенного в контур, в котором возбуждаются электрические колебания, с помощью генераторной лампы.

Этот контур связан (слабо) с другим таким же контуром, в котором (с помощью переменной емкости) устанавливается число колебаний, отличающееся от первого контура на 1000 колебаний в секунду. Телефонная трубка включается в цепь лампы второго контура, позволяет следить за числом биений, сравнивая звук телефона и звук камертона, делающего 1000 колебаний в секунду. Это позволяет весьма точно наблюдать за изменением числа колебаний. Так, например, если первый контур настроен на 1.000.000 колебаний в секунду, а второй на 1.001.000, то звук телефона совпадает со звуком камертона, если же число колебаний первого контура изменяется всего лишь 10^{-6} , т.-е. делается равным 1.000.001, — между звуком телефона и

камертона возникнут биения (1 биение в секунду). Исходя из формулы *W. Thomson'a*, нетрудно подсчитать, что изменение емкости конденсатора в первом контуре на 10^{-5} вызовет 5 биений в секунду.

Поворот диполей, как и в опытах *Ratnowsky'го*, производится с помощью электростатического поля между обкладками конденсатора. Напряжение поля могло достигать 100 C.G.S.

Автор пытался обнаружить диполи в смеси из 10% — 20% амил-ового спирта и бензола, с которой работал *Ratnowsky*, но положительного результата не получил. Между тем в этиловом эфире известные величины диэлектрической постоянной, с изменением напряжения поля, оказались как раз того же порядка, как этого требует теория *Debye'a*, равною для момента электрического диполя в молекуле этилового эфира величину $m = 11,8 \cdot 10^{-19}$. При изменении напряжения поля, от нуля до 95,2 C.G.S. диэлектрическая постоянная уменьшалась на $\Delta\epsilon = 6,7 \cdot 10^{-6}$. Теоретический подсчет, произведенный автором, дал величину $\Delta\epsilon = 9,40 \cdot 10^{-6}$. Разница между теоретической и экспериментальной величиной не выходит из пределов погрешностей.

Таким образом, автору реферируемой работы удалось показать, что диэлектрическая постоянная некоторых жидкостей изменяется с изменением напряжения электростатического поля, при чем изменение это может быть удовлетворительно объяснено поворотом молекулярных электрических диполей, потенциальная энергия которых, при этом, уменьшается, как этого требует теория *Debye'a*.

Вас. Шулейкин.

О работе ионизации и диссоциации водорода.

Tea Krüger. Ionisations- und Dissociationsarbeit d. Wasserstoffs. Ann. d. Phys. 64, p. 288 (1921).

Среди многочисленных подсчетов, которые позволяют вычислить модель водородного атома, предложенная *Bohr'ом*, видное место занимает величезная работа ионизации атома и работы диссоциации водородной молекулы. Однако, до последнего времени не было исчерпывающих экспериментальных работ по этому вопросу, несмотря на то, что целый ряд авторов уже произвел исследования, страдающие всегда одними и теми же недостатками. Именно ни в одном из предшествующих исследований а) не разделялись работа ионизации и работы, поглощаемая резонансным излучением; б) не принималось во внимание, что свободно летящие электроны, при своих ударах, встречают не атомы, а молекулы водорода.

Автору реферируемой работы удалось детально исследовать диссоциацию и ионизацию водорода и проследить за всеми этапами этих процессов. Источником свободных электронов служила раскашенная вольфрамовая нить *P*, окруженная двумя коаксиальными платиновыми сетками D_1 и D_2 и, наконец, сплошным платиновым цилиндром *Z*.

Между *P*, D_1 , D_2 и *Z* можно было устанавливать произвольные разности потенциалов; цилиндр *Z* отводился к земле через чувствительный ($10^{-9}a - 5 \cdot 10^{-11}a$) гальванометр.

Расстояния от *P* до D_1 и от D_2 до *Z* были не больше свободного пути электрона (при имевшихся давлениях в сосуде, измерявшихся с помощью манометра *MacLeod'a*). Расстояние же от D_1 до D_2 значительно превышало эту величину. Электрические поля между *P* и D_1 , D_1 и D_2 , D_2 и *Z*, подбирались так, чтобы электроны, и лучавшие ускоренно на пути *P* — D_1 , не могли достигнуть цилиндра *Z* (поле D_1 — D_2 и D_2 — *Z* было направ-

лено противоположно $P D_1$), между тем, как положительные ионы, образовавшиеся благодаря соударениям в участке $D_1 D_2$ — все направлялись к цилиндру Z , вызывая в гальванометре ток. Автору удалось освободиться от погрешностей, вносимых начальной скоростью электронов, вылетающих из разжатой нити, падением потенциала в последней и контактными потенциалами сеток.

Нанося на диаграмму исправленные значения потенциалов, вызывающих ионизацию (по оси абсцисс) и силу тока в гальванометре, пропорциональную количеству образующихся положительных ионов (по оси ординат), можно было обнаружить довольно резкие переделы на кривых — переделы, соответствующие моментам резкого возрастания ионизации.

Такие моменты, как оказалось, соответствуют потенциалам $17,1 \pm 0,25$ volt и $30,4 \pm 0,5$ volt. Но кроме ионизации через столкновение в приборе может иметь место также и появление резонансного излучения, на которое, очевидно, также расходуется работа. Чтобы проследить за последним явлением, автор воспользовался методом *Bergen Davis'a* и *Goucher'a*. Разность потенциалов между D_1 и D_2 была установлена равной $+ 36$ volt, тогда как между D_2 и Z разность потенциалов равнялась $- 10$ volt. При возникновении резонансного излучения, последнее действует на сетку D_2 , и эта сетка начинает испускать электроны, увлекаемые полем к цилиндру и сообщаемые ему отрицательный заряд по отношению к земле. Таким образом, в гальванометре появляется ток, направленный в сторону, противоположную ионизационному току. Кривая $i = f(v)$ загибается вниз от оси абсцисс и по моменту изгиба можно судить о моменте возникновения резонансного излучения.

Общий ход кривых, полученных автором, показал следующее:

- a) при $11,5 \pm 0,7$ volt наступает слабая ионизация и слабое ультрафиолетовое излучение
- b) при $13,6 \pm 0,7$ volt — сильное излучение
- c) при $17,1 \pm 0,25$ volt — первая стадия сильной ионизации;
- d) при $30,4 \pm 0,5$ volt — вторая стадия сильной ионизации.

Чтобы истолковать полученные результаты с точки зрения теории *Bohr'a*, автор рассматривает изменения, которые могут произойти в *Bohr'овской* молекуле водорода:

1) Если возможно существование молекул-ионов, то при соответствующем ионизирующем потенциале из молекулы удаляется один электрон, и она превращается в положительный молекулион.

2) Если молекулы поглощают энергию, равную сумме энергии резонансного излучения R и энергии диссоциации D , то возникает один нейтральный стационарный и один излучающий атом.

3) Если энергия, поглощенная молекулой, окажется равной энергии диссоциации D плюс энергия ионизации одного атома J , то возникает один нейтральный атом и один атом-ион.

4) Если поглощенная энергия равна сумме $J + R + D$, то возникает один атом-ион и один излучающий атом.

5) Если поглощенная энергия равна $D + 2R$, то возникает два излучающих атома (первая стадия сильной ионизации).

6) Если поглощенная энергия равна $D + 2J$, то возникают два атом-иона (вторая стадия сильной ионизации).

Если откинуть случаи 4 и 5, требующие необыкновенно чувствительных методов для своего обнаружения, то все остальные очень хорошо обнаруживают экспериментальные результаты автора.

В самом деле, сопоставляя c с b и d с b , можно заключить, что

$$\begin{aligned} J + D &= 17,1 \text{ volt} \\ 2J + D &= 30,4 \text{ volt} \end{aligned}$$

Отсюда (принимая во внимание вес наблюдений и находя среднее) автор получает окончательно

$$J = 13,3 \pm 0,25$$

что превосходно согласуется с величиной 13,5 V , полученной *Wohlfarth* теоретически.

$$D = 3,53 \pm 0,3 \text{ volt}$$

что в переводе на тепловые единицы дает

$$D = 81300 \pm 5700 \text{ gr-cal.}$$

число, отличающееся от теоретического (60000) на 25%.

Величина D вычисляется автором также несколько иным путем. Именно, сильное излучение, наблюдаемое при 13,6 V , соответствует, очевидно, случаю 2, а, следовательно

$$13,6 = D + R.$$

Но резонансный потенциал R может быть определен из исследования линий абсорбционного спектра.

Вычисления дают для R величину $R = 10,1$, а следовательно:

$$D = 3,6 - 10,1 = 3,5$$

что хорошо согласуется с цифрой, найденной выше.

Остается упомянуть еще о случае 1, когда молекула обращается в молекулион. Этот случай, по мнению автора, как раз имеет место при 11,5 вольт, когда наблюдается слабая ионизация, в широких пределах меняющаяся с изменением давления и совершенно прекращающаяся при давлениях, больших 0,08 мм. ртутного столба.

Такой зависимости от давления не наблюдается для обеих ступеней сильной диссоциации (при 17,6 V и 30 V), что автор объясняет большим объемом молиона по сравнению с атомоном.

В заключение работы приведен целый ряд наблюдений других исследователей, косвенно подтверждающих выводы автора.

Вас. Шулейкин.

Численное значение универсальной постоянной *Planck'a* h .

R. Ladenburg. Bericht über die Bestimmung von Plancks elementarem Wirkungsquantum h . Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 17, p. 93, 1920.

Постоянной h суждено, повидимому, фигурировать во всех соотношениях, количественно описывающих взаимоотношения света и вещества. Независимо от гипотез, которые кладутся в основание вывода соответствующих формул, последние в большинстве случаев безукоризненно точно описывают явление. Опытные возможности определения h расширяются таким образом с каждым годом. Автор реферлируемого обзора выбирает те случаи, где h может быть определено наиболее точно, дает краткое изложение теории и методов определения и делает сводку значений h на основании экспериментального материала до 1920 г. включительно. (Таблица 1).

Т а б л и ц а 1.

М Е Т О Д.	$h \cdot 10^{27}$
I. Излучение черного тела:	
a) Метод изохромат (<i>Warburg</i> и сотрудники)	$6,540 \pm 0,02$
b) Постоянная σ закона <i>Stefan'a - Boltzmann'a</i> при $\sigma = 5,8 \cdot 10^{-5}$ (по <i>Gerlach'y</i>)	$6,518 \pm 0,03$
II. Уравнение <i>Einstein'a</i> :	
a ₁) Фотоэлектрические измерения <i>Millikan'a</i> с <i>Na</i> и <i>Li</i> .	6,577
a ₂) Фотоэлектрические измерения <i>Hennigs'a</i> и <i>Kadesch'a</i> с <i>Mg, Al, Zn, Cu, Fe, Sn</i>	6,43
b ₁) Резонансные и ионизационные потенциалы, среднее из 16 значений	$6,58 \pm 0,03$
b ₂) Ионизационный потенциал <i>He</i> и <i>Hg</i> по <i>Franck'y</i> и <i>Knipping'y</i>	$6,54 \pm 0,03$
c ₁) Граница непрерывного рентгеновского спектра по <i>Wagner'y</i>	$6,520 \pm 0,02$
c ₂) Тоже по <i>Blake</i> и <i>Duane</i>	$6,557 \pm 0,013$
III. Теория спектральных серий <i>Bohr'a</i> .	
Значения постоянной <i>Rydberg'a</i> по измерениям <i>Paschen'a</i> .	$6,545 \pm 0,013$

Точность различных методов, приведенных в таблице, разная, поэтому выводить среднее значение не имеет смысла. Наибольшую точность (заранее оцениваемую) нужно приписать измерениям излучения черного тела и спектральным определениям постоянной *Rydberg'a*. Тот и другой метод дают для h согласную величину

$$h = 6,54 \cdot 10^{-27} \text{ erg. sec.}$$

с точностью около 2 промилле. Если за величину заряда электрона принять цифру *Millikan'a*

$$e = 4,774 \pm 0,004 \cdot 10^{-10}$$

то мы получим следующую таблицу значений постоянных, часто фигурирующих во многих физико-химических соотношениях. (Таблица 2).

$$h = 6,54 \cdot 10^{-27} \text{ erg. sec.}$$

$$e = 4,774 \cdot 10^{-10}$$

$$m = 8,996 \cdot 10^{-27}$$

$$m_n = 1,6490 \cdot 10^{-24}$$

$$\frac{e}{m} = 1,769 \cdot 10^{17} \cdot 3 \cdot 10^{10} = 5,307 \cdot 10^{17} \text{ C. G. S.}$$

$$\frac{e}{m_n} = F = 9650 \cdot 3 \cdot 10^{10} = 28950 \text{ C. G. S.}$$

$$\frac{m_n}{m} = 1833$$

$$\frac{m_n}{m} = 1843$$

$$N = \frac{1}{m_n} = \frac{F}{e} = 6,064 \cdot 10^{23}$$

$$M_n = 1,0077$$

$$M_{He} = 4,002$$

$$R_0 = 8,315 \cdot 10^{17}$$

$$A = 4,185 \cdot 10^7$$

$$k = \frac{R_0}{N} = 1,3711 \cdot 10^{-16} \text{ erg. grad}^{-1}$$

$$R_\infty = 109737,11$$

$$R_n = 109677,69$$

$$R_{nHe} = 109722,14$$

$$c_2 = \frac{c \cdot h}{k} = 1,430 \text{ cm. grad.}$$

$$\sigma = \left(\frac{\pi \cdot k}{e} \right)^4 \left(\frac{e}{m} \right) \cdot R_\infty =$$

$$= 5,738 \cdot 10^{-5} \frac{\text{erg. cm.}^{-2} \text{ sec}^{-1}}{\text{grad}^4}$$

$$b = \frac{c \cdot h}{k \cdot 4,9651} = 0,2885 \text{ cm. grad.}$$

$$a = \frac{2 \pi \cdot e^2}{h \cdot c} = 7,299 \cdot 10^{-8}$$

$$r_1 = \frac{c}{m} \cdot \frac{h^2}{4 \pi^2 e^3} = 0,528 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

$$C_0 = \lg \frac{(2 \pi)^{3/2} \cdot k^{5/2}}{N^{3/2} \cdot h^3 \cdot 1,013 \cdot 01^6} = -1,587$$

Постоянная *Planck*'а.

Заряд электрона.

Масса покоящ. электрона.

Масса атома водорода.

Фарадеево число.

Отношение массы атома водорода к массе электрона.

Число молекул в грамм-молекуле.

Атомный вес водорода.

Атомный вес гелия.

Газовая постоянная.

Механический эквивалент.

Постоянная *Rydberg*'а, в предположении бесконечно большой массы ядра атома.

Постоянная *Rydberg*'а для атома водорода.

Постоянная *Rydberg*'а для атома гелия.

Постоянная закона *Planck*'а.

Постоянная закона *Stefan*'а *Boltzman*'а.

Постоянная закона смешения *Wien*'а.

Постоянная тонкой структуры спектральных линий *Sommerfeld*'а.

Радиус первой электронной орбиты водорода по *Bohr*'у.

Универсальная часть химической постоянной по *Nernst*'у.

О влиянии магнитного поля на фотоэлектрические явления.

H. Dember. Über die Beeinflussung der Lichtelektrizität durch ein Magnetfeld. Phys. Zeitschr. 21, 508, (1920).

Автор обнаружил весьма сильное влияние внешнего магнитного поля на фотоэлектрическую активность диамагнитных металлов (висмут, сурьма, палладий). Опыт ставился таким образом: фотоэлементом служила латунная коробка (для защиты от внешних электро-статических влияний), внутри которой помещались тонкая висмутовая пластинка и противостоящая ей латунная сетка, соединенные с соответственными полюсами батареи. Положительный заряд висмутовой пластинки измерялся квадратным электрометром. Освещение производилось кварцевой ртутной лампой через кварцевое окошко в коробке. Воздух из коробки откачивался вращающимся насосом *Gaebe* и диффузионным насосом. Для получения равномерного электрического поля висмутовая пластинка окружалась защитным кольцом. Коробка помещалась между полюсами электромагнита *Du Bois* таким образом, чтобы магнитные силовые линии были параллельны электрическому и перпендикулярны к плоскости висмутовой пластинки. При электрическом поле 0,67 в на 1 ст. получилось следующее изменение силы фото-тока (таблица 1):

Таблица 1.

Сила магн. поля.	Процентное изменение фото-тока.
0 Gauss.	0%
600 "	15
1000 "	15,5
3380 "	21,0
4550 "	23,8
6800 "	26,7

Перемена направления магнитного поля заметного влияния не оказывает. Увеличение ускоряющего электрического поля уменьшает влияние магнитного поля: (табл. 2).

Таблица 2.

Элект. поле на 1 см.	Уменьшение фото-тока при магн. поле в 4900 Gauss.
0,22 V.	38,6 %
1,98	24,3
6,93	17,1
25,3	3,2
263,0	2,1
710,0	1,8

Свеже-приготовленная поверхность и поверхность находившаяся долгое время в соприкосновении с воздухом при атм сферном давлении вели себя в отношении влияния магнитного поля совершенно одинаково. Весьма резкое влияние на эффект оказывает температура. Так, при одном и том же поле в 7460 Gauss уменьшение силы фото-тока достигало 22% при 25° C и 50% при —79° C (твердая углекислота).

Автор сопоставляет найденный им эффект с изменением проводимости и диамагнитной восприимчивости висмута в магнитном поле, при чем оба эти явления весьма сильно зависят от температуры. Повидимому, в этом случае мы имеем дело с влиянием магнитного поля на свободные электроны внутри металла, обладающие для висмута весьма значительной длиной свободного пути. *Demer* указывает как возможную причину наблюдавшегося им эффекта—изменение траектории фото-электронов, вылетающих из ерзительно глубоких слоев металла в магнитном поле.

С. Вавилов.

Флюоресценция паров ртути.

Chr. Fichtbauer. Über eine neue Art der Erzeugung von spektrallinien durch Einstrahlung (Fluoreszenz). Phys. Zeitschr. 21, 635 (1920).

При освещении паров ртути светом ртутной дуги до сих пор удавалось получать только так называемое резонансное излучение линий 253,7 и 184,9. Автору реферируемой работы удалось совместно с *A. Kröner* и *G. Joos* вызвать в парах ртути при освещении получение и других линий, не поглощаемых парами ртути в обычном состоянии (флюоресценция). Достигнуть этого удалось повышением энергии возбуждающего света. Возбуждающая ртутная лампа (кварцевая) имела форму полого цилиндра, внутри которого можно было помещать трубку с парами ртути (также кварцевую). Отросток этой внутренней трубки, заключающий в себе капельку ртути погружался в воду желаемой температуры. Таким способом можно было изменять плотность паров ртути внутри резонансной трубки. Резонансная трубка закрывалась с одного конца плоско параллельной кварцевой пластинкой, прилегающей к цели спектрографа. Для усиления возбуждающего света ртутная лампа с внешней стороны окружалась цилиндрической стеклянной оболочкой, внутри которой наливалась ртуть, служившая зеркалом. Лампа питалась током 10—12 Амр. Спектр флюоресценции был настолько ярок, что экспозиции в 15 сек. было достаточно для получения на фотографической пластинке отчетливого изображения семи линий. Автор исчерпывающе истолковывает наблюдавшийся им спектр с точки зрения теории *Bohr*'а.

С. Вавилов

Температурный коэффициент разложения хлорофилла на свету.

Л. А. Иванов. О влиянии температуры на разложение хлорофилла светом. Журн. Русск.-Ботанич. О-ва т. 4, стр. 11, 1920.

Автор измерял зависимость начальной скорости разложения спиртовой и скипидарной вытяжки хлорофилла из свежих листьев *Aspidistra* от температуры. Интервал температур 5°—40°, источник света 3000 св. лампы Nitro. Количество разложившегося хлорофилла измерялось спектрофотометрически. Часть опытов проделана с коллоидными пленками, окрашенными хлорофиллом и нанесенными на стекло. Результаты приведены в таблице.

Т А Б Л И Ц А I.

Среда	Темпер. коэфф.
Скипидар	1,040
Спирт	1,065
Коллоидная пленка .	1,024

Кроме того, измерен температурный коэффициент разложения хлорофилла нанесенного на фильтровальную бумагу, и и чем после освещения хлорофилл смывался с бумаги спиртом и окрашенный раствор подвергался спектрофотометрированию. Найденный таким способом температурный коэффициент 1,285. Указанный способ смывания хлорофилла делает цифру несколько смнута. Более точные результаты могли бы быть получены спектрофотометрированием бумаги в отраженном свете. На основании полученных цифр автор заключает о значительном влиянии среды растворителя на температурный коэффициент фотохимического разложения хлорофилла.

C. Вазова.

Сплошной ультрафиолетовый спектр.

G. Gekkhoff. Ueber eine konstante Lichtquelle mit kontinuierlichem ultraviolettem Spektrum. ZS. fur techn. Phys. 10, p. 224, (1920).

Обычно сплошной ультрафиолетовый спектр получают или при помощи дуги или лампы *Ари* (электроды из Al в воде). Если первый метод неприятен своим непостоянством, то второй — достаточной трудностью установки. Поэтому автор предлагает в качестве постоянного источника сплошного у.-ф. спектра полуваттную лампу накаливания с металлической нитью. Им исследовались параллельно две лампы одна с танталовой нитью и вторая с вольфрамовой спиралькой.

Распределение энергии в спектре вычислялось им по формуле *Aschkinass'a* для металлов.

Отношение энергии у ф. части спектра от 0,3μ до 0,4μ к той энергии видимого спектра (0,4μ—0,8μ) равно 0,22%, а при перегрузке в 30% — 1,23% для танталовой лампы; соответствующие величины для вольфрамовой лампы суть 1,17% и 2,02%. При применении фотографической пластинки эти соотношения становятся еще более выгодными. В самом деле, отношение энергии в области спектра 0,3μ — 0,4μ к энергии в области 0,4μ — 0,5μ выражается следующими величинами:

Для танталовой лампы 7,2%, при перегрузке в 30% — 17,7%.

„ вольфрамовой „ 16,9% „ „ „ — 21,6%.

Лампы автора представляют собой шар в 10 см. диаметром, наполненный азотом или аргоном. К шару приделан тубус, к которому заужающий прикрепляется кварцевая пластинка или линза. Для обычных абсорбционных измерений достаточно танталовая полоска длиной в 25 мм. и шириной 2—3 мм., напряжение 6—8 volt при нагрузке до 20 ампр. При том же напряжении (6—8 в.) и той же нагрузке (15—20 ампр.) вольфрамовая спиралька достаточно длиной в 10 мм., при толщине проволоки в 0,5 мм. Преимущества такого источника у.-ф. света очевидны сами собой.

T. Молодых.

Расширение ультрафиолетового спектра в сторону коротких волн.

R. A. Millikan. The extension of the ultraviolet spectrum. *Astrophys. Journ.* 52, p. 47 (1920).

Lyman, продвинувший спектр до 500 \AA , пользовался вакуумспектрографом с дифракционной решеткой. Таким путем он мог избавиться от всех поглощающих твердых тел между источником света и фотографической пластинкой. Поглощение излучения искры, служившей источником света, находившейся в пространстве спектрографа, могло совершаться разреженным газом, наполнявшим спектрограф.

Я здесь только упомяну, что *Richardson*'у и *Vassoni* несколько другим методом удалось обнаружить волны длиной в 420 \AA ¹⁾. *Millikan* же в общем пользуясь методикой *Lyman*'а усилил его средства. В самом деле, он пользовался вакуумом в 10^{-4} мм. ртутного столба, для откачки служил ртутный диффузионный насос, источником света была искра между электродами, отстоявшими на расстоянии от 0,1 до 2-х мм., при большой емкости и очень высоком напряжении (несколько сотен киловольт). Продолжительность экспозиции не превышала 30 минут, точность измерений была до 0,2 \AA . Электроды были из цинка, железа, серебра, никеля и угля. Наиболее короткая наблюдаемая им впервые длина волны была 202 \AA при никелевых электродах.

Надо заметить, что ему удалось установить ряд совершенно новых линий в крайней ультрафиолетовой части спектра. Между прочим, линии в промежутке от 1200 до 600 \AA он приписывает углероду, а не гелию, как это делает *Lyman*, ибо при пользовании электродами из чистого серебра эти линии не наблюдаются. Появление этих линий у *Lyman*'а в атмосфере *He*, он объясняет загрязнением *He* парами углерода (испарение угольных электродов при моментальном токе).

Т. Молодой.

Новые данные об искусственном превращении элементов.

E. Rutherford and J. Chadwick. The disintegration of Elements by α -Particles. *Nature* 107, p. 41 (1921).

Улучшенная оптика аппарата позволила *Rutherford*'у сделать ряд новых наблюдений над искусственным разложением элементов. Оказалось, что α -частицы с пробегом 7 ст.²⁾ вызывают в водороде *H*-частицы с пробегом 29 ст., но *H*-частицы, возникающие из азота обнаруживают пробег 40 ст. Частицы с большим пробегом можно было наблюдать и в других веществах, помимо азота. Так наблюдались частицы с пробегом большим 40 ст. у бора, фтора, натрия, алюминия и фосфора. Особенно интересно, что из алюминия возникают частицы с пробегом приблизительно 80 ст. Число частиц у бора и натрия значительно меньше нежели у остальных элементов.

У *Li, Be, C, O, Mg, Si, S, Cl, K, Ca, Ti, Mn, Fe, Cu, Sn, Au* если и наблюдалось действие α -частиц, то весьма слабое. Определенно

¹⁾ См. „Успехи Физ. Наук“ т. II, вып. I, стр. 117, 1920 г.

²⁾ Все цифровые данные для пробегов относятся к воздуху.

не наблюдалось возникновение частиц с пробегом большим 32 см. в O , CO_2 и SO_2 . Ни природа этих частиц с большим пробегом, ни зависимость их числа, распределения и пробега от скорости налетающих α -частиц пока не исследованы. Сопоставляя все результаты можно заключать, что разложению подвергаются только элементы с атомными весами выражающимися общими формулами $4n + 3$ или $4n + 2$ и при том не большими 31; элементы же ряда $4n$ не дают частиц с большим пробегом.

Э. Шпольский.

Относительная активность радия и урана.

J. H. L. Johnstone and B. B. Boltwood. On the Relative Activity of Radium and Uranium. Phil. Mag. 40, p. 52, (1920).

По закону Geiger'a, количество ионов, образуемых в газе α -лучами различных пробегов, выражается следующим образом

$$J = k R^{2/3},$$

где R - величина пробега α -частицы, k - постоянная для всех α -лучей.

Если мы имеем несколько членов одного радиоактивного ряда, излучающих α -частицы, то каждый из них в случае радиоактивного равновесия выбрасывает равное число α -частиц за данный промежуток времени. Поэтому отношение активностей (по α -лучам) двух радиоэлементов, находящихся в состоянии равновесия, равно отношению пробегов их α -лучей в степени $2/3$.

Если в ряде урана последовательный распад элементов происходит без разветвления от урана до радия, то отношение активностей урана к радью вычисляется следующим образом. Уран состоит из смеси двух изотопов U_I и U_{II} дающих α -лучи с пробегами соотв. 2,37 и 2,75 см. Пробег α -лучей Ra равен 3,13 см. Поэтому отношение активностей $U:Ra$ должно равняться

$$(2,37^{2/3} + 2,75^{2/3}) : 3,13^{2/3} = 1,00 : 0,57$$

Если же между ураном и радием происходит разветвление главного ряда, отношение активностей Ra/U должно быть меньше вычисленного по формуле Geiger'a.

Таким образом точное определение относительной активности радия и урана весьма важно для установления правильной схемы превращений в ряде урана. Реферлируемая работа имела целью проверить найденные Boltwood'ом в 1908 году числа, выражающие отношение активностей Ra/U в равновесии, а также отношение активностей одного урана и радия в равновесии со всеми последующими продуктами.

Определение относительной активности урана производилось обычным способом по α -лучам. Исходным материалом служил уранинит.

Сравниваемые препараты брались в весьма тонких слоях, чтобы избежать поглощения α -лучей в самом активном слое. При этом были введены поправки на присутствие тория и на потерю эманации.

Полученная величина отношения активности урана в равновесии со всеми продуктами дезинтеграции к активности одного урана 4,73 весьма близка к найденному Boltwood'ом ранее числу 4,69 ¹⁾.

¹⁾ Boltwood. Amer. Journ. Sc. 25, 278, 1903.

и помещающегося в боковой линии активности. Однако сами же авторы считают это предположение мало вероятным.

2. Может быть, величина пробега α -частиц урана известна нам неправильно.

Работы Hahn'a и Meitner ¹⁾ над происхождением активности повилимому, не были известны авторам реферлируемой статьи. Если ввести в вычисления Boltwood'a открытый Hahn'ом и Meitner протактивный, то для α -разветвления получится 6,5% вместо 8%. Между тем Hahn и Meitner нашли, что в боковую ветвь отходит лишь 3%. Получается значительное расхождение. Если же принять за более точное значение Hahn'a и Meitner, то получится еще большее разногласие между вычисленной и экспериментальной активностью радия, а именно 0,56 и 0,49.

Таким образом вопрос о распаде урана не может считаться решенным окончательно и нуждается в дальнейшем исследовании.

В. Баранов.

Успехи рентгеновской спектрометрии.

Manne Siegbahn. Precision-measurements in the X-Ray Spectra Phil. Mag. 37, p. 601 (1919).

Обширный материал относительно рентгеновских спектров, собранный до сих пор, представляет большой интерес сам по себе и, в частности, для теории строения атома. Однако, именно в этом отношении теоретики несколько опередили ту точность, которой обладал эмпирический материал. Автор задался целью, путем улучшения деталей экспериментальной техники и отчасти, методов измерения, повысить эту точность. И ему удалось получить цифры приблизительно в сто раз более аккуратные нежели прежние.

Аппаратура, которой он пользовался, не представляла ничего принципиально нового (вакуум-спектрограф) ²⁾. В конструкцию спектрографа внесено только несколько частичных улучшений, повышающих точность отсчетов.

Далее, специально для рентгено-спектрографических работ автором выработан тип мощной трубки. Она целиком металлическая и только стеклянный шлиф, на котором вставляется антикатод, изолирует его от катода. Антикатод, катод и вся трубка (двойные стенки) охлаждаются проточной водой. Катодом служит накаленная вольфрамовая спираль, причем манжетка, окружающая ее, снабжена винтовой нарезкой, при помощи которой эту манжетку можно поднимать или опускать и тем самым в широких пределах изменять величину фокусного пятна. Подобная трубка в некоторых случаях могла работать непрерывно в течение 10—15 часов при 40—50 милл-амп. (10—15 к. в.) ³⁾.

Прежде всего автор определил длину волны *Сu K α* , которая во многих измерениях играет роль стандарта. Результат:

$$1537,358 \pm 0,033 \cdot 10^{-11} \text{ см.},$$

причем постоянная каменной соли была принята $2,81400 \cdot 10^8$ ст. Далее,

¹⁾ Phys. Zeitschr. 19, 208, 1918; 20, 127, 1919; 20, 529, 1919. реферат—, Успехи Физич. Наук т. II, вып. 2, стр. 287.

²⁾ Описание см. M. Siegbahn Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik 13, p. 296 (1916). См. также превосходный обзор E. Wagner'a Phys. ZS. 18, p. 495, (1917).

³⁾ G. W. C. Kaye сообщает интересные результаты технических успехов в изготовлении рентгеновских трубок типа Coolidge'a в Америке (G. W. C. Kaye Present-day Radiography. The Electrician № 2177, p. 142 (1920)). Некоторые из таких усовершенствованных трубок выдерживали ток 200 М. А. при 7000 в. (поглощаемая мощность 18 HP) непрерывно в течение 1—3 суток!

при помощи $K\alpha$ линий Cu и Fe и $L\alpha$ линии Sn определена константа калия:

$$\log 2d = 0,7823347$$

При помощи $Cu K\alpha_1$ и $Pt L\alpha_1$ определена константа железистокальциевого калия

$$d = 8,408 \cdot 10^{-8}$$

между тем как Moseley пользовался значением $d = 8,454 \cdot 10^{-8}$, что давало систематическую ошибку в 0,54%.

Табличку новых значений для волн мы приведем полностью.

	N	$K\alpha_1$	$\lambda \cdot 10^{11}$	$K\beta_1$
<i>Cl</i>	17	4718,70	—	—
<i>K</i>	19	3733,80	—	3447,37
<i>Ca</i>	20	3551,86	—	3087,80
<i>Sc</i>	21	3025,26	—	2774,54
<i>Cr</i>	24	2285,17	—	2081,44
<i>Fe</i>	26	1932,30	—	1752,97
<i>Co</i>	27	1785,24	—	1617,58
<i>Ni</i>	28	1654,67	—	—
<i>Cu</i>	29	1537,36	—	1389,53

Наконец автор изучил тонкую структуру $K\alpha$ линии меди (дублет). Для $\Delta\lambda$ получилось значение

$$\Delta\lambda = [0,00379 \pm 0,00004] \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

Сооставление этого результата с цифрами, полученными по теории Sommerfeld'a ¹⁾, дало полное согласие.

В заключение дается сводка формул для $K\alpha$ серии. Простое соотношение Moseley'я уже не дает достаточного согласия с эмпирическими результатами. Sommerfeld ²⁾, Debye ³⁾ и Kroo ⁴⁾, исходя из определенных теоретических представлений, получили гораздо более сложные формулы. Результаты измерений, как показывают приведенные ниже примеры, говорят в пользу формулы Kroo.

№	Sommerfeld (1916)	Debye	Kroo	Опыт	Kroo—опыт в %
17	192,38	192,53	193,73	193,12	— 0,20
26	473,32	473,57	471,49	471,58	— 0,02
27	512,49	512,68	510,34	510,29	— 0,010
28	553,13	553,36	550,80	550,73	— 0,013

Э. Шпольский.

¹⁾ A. Sommerfeld. Ann. d. Phys., 51 p (1916).

²⁾ A. Sommerfeld loc. cit.

³⁾ P. Debye. Phys. ZS. 18, p. 276 (1917).

⁴⁾ J. Kroo. Phys. ZS. 19, p. 307 (1918).

P. S. Когда эта заметка была уже написана, был получен № 21/22 Phys. ZS. за 1920 г. (ноябрь месяц), в котором помещен конспект работы Wagner'a (стр. 621) на ту же тему. Конспект составлен по докладу, прочитанному Wagner'ом на съезде естествоиспытателей в сентябре месяце. Повторив опыты Zecher'a с более совершенной теханкой Wagner приходит к результатам вполне определенным, именно: граница спектра не зависит от азимута между рентгеновыми лучами и катодным пучком.

П. К.

Исследование видимого серовато-голубого излучения фокального пятна трубки Лилиенфельда.

J. E. Lilienfeld und Franz Rother. Untersuchungen über die sichtbare blaugraue Brennfleckstrahlung an der Lilienfeldröhre. Phys. Zeitschr. 21, p. 249. (1920).

Реферлируемая работа представляет собою продолжение исследования, опубликованного одним из авторов около года назад. Авторы изучают преимущественно поляризацию и спектральный состав излучения. Как и прежде объектом излучения служила трубка Лилиенфельда, питаемая трансформатором.

Субъективное, с помощью николя, наблюдение поляризации исследуемого света приводит к заключению, что лучи его поляризованы прямолинейно. Электрический вектор, на основании этих наблюдений, колеблется параллельно поверхности фокального пятна и максимум энергии лежит в сечении плоскостью симметрии трубки зеркала антакатода. Объективная, с помощью фотографирования, проверка (спектрометр Voigt'a, пластинка Savart'a и николь) этих данных вполне подтвердила это заключение. Чрезвычайно слабый свет, все таки пропускаемый николем поставленным на minimum яркости, может быть приписан свету иначе поляризованному, или же отнесен к излучению частичек пыли всегда покрывающей зеркало антакатода, или к недостаткам полировки зеркала. Во всяком случае снимками обнаружено увеличение яркости этого света при увеличении недостатков зеркала антакатода.

Для спектральных исследований поляризационный прибор Voigt'a заменялся спектрографом Steinheil'a с призмой Rutherford'a. Снимки делались главным образом при профильном положении трубки для косых лучей. Спектр получался сплошной, подобный спектру температурного источника. Для сравнения, на той же пластинке, получались спектры металлической нити лампы накаливания, температура которой была измерена в 1950° (пирометром Ваннера). Два снимка этой нити были получены так, что первый вызывал такое же почернение пластинки в оранжево-красной части спектра, что и свет фокального пятна, а другой был получен с выдержкой в 2,5 раза большей. Сравнением спектров устанавливается, что спектр фокального пятна в области коротких волн распространяется далее, чем спектры обеих ниток нити, а это указывает на чрезвычайно высокую температуру, если бы она была причиной исследуемого излучения. К определению этой температуры одним из авторов предпринимаются дальнейшие исследования.

Видимый свет фокального пятна трубки может быть вызван колебаниями электронов, покрывающих в виде облака антакатод. Под действием катодных лучей они приходят в движение и энергия эта распределяется между ними так же, как это бывает с тепловой энергией. Есть малые скорости движения, но есть и равные скорости катодных лучей. Это состояние движения, конечно, не ограничивается поверхностным слоем электронов. Приходят в движение и электроны внутри металла, но эти последние могут вызвать в пространстве только рентгеновское излучение, так как видимые

лучи не смогут выйти из металла. В полях трубки электроны, покрывающие катод, приходят в движение не испытывая соударения с атомами вещества, движение их в высокой степени упорядоченное, свет излучения поляризован прямолинейно. Рентгеновскому излучению, возникающему в глубине катода, уже нельзя приписать такую упорядоченность, свет этот или не поляризован, или поляризован отчасти. Возможно предположить, что существующие в трубке поля вообще способны обуславливать структуру двойных электрических слоев, внутри которых совершается движение электронов, подобное описанному. Совместное появление видимого излучения и рентгеновских лучей дает возможность авторам высказать предположение, что „по крайней мере некоторая часть непрерывного рентгеновского спектра представляет продолжение видимого излучения“.

Вл. Карасин.

Ультра-микрометр.

R. Whiddington. The Ultra-Micrometer; an application of the Thermionic Valve to the measurements of very small distances. Phil. Mag. 30, p. 634. (1920).

Если взять два связанных генератора незатухающих колебаний с термоионными лампами, дающих высокую частоту (ок. 10^6 периодов в сек.) и расстроить их незначительно друг от друга, то получатся биения, число которых будет равно разности чисел колебаний двух генераторов. Если эта разность лежит в пределах звуковой частоты, то в телефоне, включенном в цепь анода одного из генераторов, можно слышать звук, число колебаний которого равно упомянутой разности чисел колебаний. Ясно, что очень незначительные изменения емкости колебательного контура дают весьма значительное изменение высоты звука. Изменения высоты измерялись по методу биений со звуками определенной высоты, причем можно заметить разницу в высоте в 1 колебание в секунду. Чувствительность этого метода:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{1}{2(\pi LS)^{\frac{1}{2}}} = \frac{N}{2x}$$

где L — самоиндукция контура, S — площадь переменного (плоского) конденсатора, x — расстояние между его пластинами.

Полагая $N = 10^6$; $dN = 1$; $x = 2,5 \cdot 10^{-3}$ см., получим $dx = 5 \cdot 10^{-8}$ см. В действительности автору удалось обнаружить изменение расстояния порядка 10^{-8} см, вызванное нагрузкой в 1 мгт, положенной на рычаг длиной в 12,5 ст. изгибающий подставку одной из пластин конденсатора.

С. Ржевкин.

Б И Б Л И О Г Р А Ф И Я.

O. Dorno. Physik der Sonnen und Himmelstrahlung (Die Wissenschaft. Einzeldarstellungen aus der Naturwissenschaft und der Technik. Herausgegeben von Prof. Dr. Eilhard Wiedemann. Bd. 63). Fr. Vieweg und Sohn. Braunschweig. 1919. pp. VIII + 126.

Серия книг „Die Wissenschaft“ имеет целью ознакомить широкий круг читателей с современными взглядами на научные естественно-исторические вопросы. 63-й выпуск этой серии посвящен физике

излучения солнца и небесного свода. Уже из заглавия видно, что обсуждаемая тема распадается на два тесно связанные между собою вопроса: между источником излучения — солнцем и приемником его — землей, расположена передаточная среда — атмосфера, которая сама подвергается действию солнца и для земли становится вторым источником излучения, а вместе с тем изменяет и проникающую ее энергию. Изучение деятельности солнца сводится таким образом к изучению вторичных явлений, по которым и приходится судить о первоисточнике. Все обсуждения ведутся, как и принято, в том предположении, что солнце и атмосфера неизменны. Лишь в конце книги автор посвящает несколько страниц вопросу об изменении в деятельности солнца. Если бы при этом атмосфера оставалась постоянной, то не трудно было бы проследить за изменениями первоисточника. Но деятельность солнца прежде всего отзывается на строении самой атмосферы, при чем различные части солнечной энергии вызывают различные действия. Картина еще осложняется тем, что изменение деятельности солнца вызывает вулканическую деятельность в земле, которая, благодаря извержениям, также влияет на деятельность атмосферы. Естественно, что автор, глубоко преданный своему делу и много лет посвятивший изучению солнечной деятельности в Давосе, призывает к программному наблюдению над излучениями.

В книге собран весь богатый экспериментальный материал последних лет, отчетливо разобранный и систематизированный. В начале дается ясная картина строения и состава атмосферы. Затем разбирается вопрос излучения неба. Особенно интересна глава о спектральном исследовании солнечного излучения. Очень много работ в этом направлении сделано за последнее время американцами, в распоряжении которых большие средства их меценатов. Важнейшие наблюдения производились на горе Вильсон в Калифорнии на высоте 1730 метров, затем в Вашингтоне почти на уровне моря и, наконец, на горе Витней в Калифорнии на высоте 4420 метров. Кроме того состоялись две экспедиции в Алжир, в Бассур на высоте 1160 метров, на расстоянии $\frac{1}{3}$ окружности земного шара от обсерватории на горе Вильсон. Все наблюдения дают сравнимый между собою материал: наблюдения производились по возможности одновременно и одинаковыми приборами. С физической точки зрения интересен спектроболометр Ланглея и его приемника Аббота; автор подробно описывает его и приводит образцы полученных кривых. Фотографирование всего спектра происходит в течение 11 минут, время, за которое высоту солнца и состояние атмосферы можно считать неизменными. Съемки производятся при разных высотах солнца. По полученным спектрограммам можно изучить распределение энергии солнца как на границе атмосферы, так и у земной поверхности.

Вторая половина книги посвящена вопросу об излучении небесного свода. Так как автор по самому характеру книги избегает математического анализа, то он и в данном вопросе не пользуется им.

но ясно излагает сущность тех физических явлений, которые создают излучение небесного свода. Интересна глава о поляризации небесного свода по сжатой и полной картине наблюдаемых явлений. Все вопросы сопровождаются богатыми сведениями о полученных из наблюдений результатах, из которых автор тотчас же указывает возможность выводов для синоптики (поляризация) или для лечебных целей (задачи курортов). Следует упомянуть, что в тексте всюду автор указывает на литературу вопроса и дает очень точные сведения о приборах. К сожалению, язык книги очень тяжелый, так что даже при хорошем знании языка она читается не легко, хотя все трудности покрываются интересом содержания и глубиной обработки предмета.

А. Ферингер.

Keith Lucas. The Conduction of the Nervous Impulses, London 1917. pp. X + 102. Monographs of Physiology edited by Ernst Starling.

В последнее время в Англии выходят по инициативе и под руководством известного физиолога E. Starling'a монографии, посвященные отдельным вопросам физиологии. Эти монографии не имеют задачей давать формально исчерпывающего литературного очерка трактуемого вопроса, цель их иная: они должны представить краткое и ясное изложение результатов, достигнутых в данной области. По мысли Starling'a изложение должно быть авторитетным, читатель должен получать материал из первых рук, и потому составление монографий поручается лишь тем авторам, которые самостоятельно и продуктивно работали в данной области и являются мастерами своего дела. Всего до сих пор вышло около 10 монографий на самые разнообразные и интересные темы, например, W. Gaskell—Непроизвольная нервная система, S. Sherrington—Физиология рефлекторного акта, W. Bayliss—Вазомоторная система и др.

Монография K. Lucas'a посвящена одному из кардинальных вопросов физиологии—вопросу о проведении нервных возбуждений и опирается прежде всего на работы самого Lucas'a и его сотрудников. Проводимость нервного импульса рассматривается Lucas'ом исключительно в пределах периферического нервного волокна и передаточного механизма с нервного на мышечное волокно. Но и в этих пределах вопрос не дается во всей полноте, а ограничивается лишь тем кругом явлений, который способен на основе изучения периферического аппарата осветить всю сложность проведения импульсов в центральной нервной системе; в этом сужении задачи и вместе с тем серьезности замысла кроется некоторый особенный интерес монографии Lucas'a. Исходным пунктом отправления является вопрос о подчинении нервного волокна закону „все или ничего“ и о наличии в процессе возбуждения „рефракторного периода“. Впервые на сердечной мышце было доказано, что степень сокращения ее при прочих равных условиях оди-

накова независимо от того, раздражается ли она сильным или слабым раздражением,—мышца сокращается максимально или совсем не сокращается. Дальше выяснилось, что с момента возбуждения в сердечной мышце устанавливается состояние невозбудимости, и этот период называется рефракторным периодом. Теперь все больше и больше становится очевидным, что закон „все или ничего“ и наличие „рефракторного периода“ универсальны, что им в большей или меньшей мере подчинены все возбудимые образования, а также в частности все звенья нервно-мышечного аппарата. Таким образом, если нервное волокно восприняло раздражение, то оно отвечает на него максимальной степенью возбуждения, при нормальных условиях пробегающим с определенной скоростью без всякого ущерба преимущественно от точки к точке. Стоит, однако, только поставить какую-нибудь часть нерва в ненормальные условия, напр., охладить или подвергнуть действию алкоголя, эфира и т. п., как сейчас же обнаруживаются свойства декремента, т. е. возбуждение в измененной части пробегает, постепенно уменьшаясь, и может таким образом либо погаснуть или же, если длина участка со свойством декремента невелика, достигнуть в своем беге нормальной части нерва и здесь опять вспыхнуть с максимальной силой. Возбуждение каждой точки нерва претерпевает во времени различные фазы, как в части нервного волокна нормальной, так и части отягченной декрементом: первая фаза уже была упомянута—это рефракторный период, период полного угасания возбудимости, затем идет постепенное восстановление до первоначального состояния и в виде конечной фазы появляется временное повышение возбудимости. Описанию и выяснению указанных сторон жизненных проявлений нервного волокна посвящены первые семь глав, т. е., почти половина книги. Вторая половина содержит факты и гипотезы Lucas'a, которые должны объяснить явления суммации и угнетения в нервно-мышечном препарате. Центральным местом воззрений автора в данном вопросе является его утверждение, что наблюдаемая в нервно-мышечном препарате суммация и угнетение (явление Введенского) имеют место в передаточном аппарате между нервом и мышцей и что коренная особенность этого соединительного аппарата связана с наличием в нем декремента для пробегающего процесса возбуждения. Здесь, в этом лабильном звене, может при известных условиях появиться на фоне декремента угнетение, здесь же при других условиях вследствие использования фазы повышенной возбудимости возможно в результате и суммирование пробегающих друг за другом возбуждений. Все зависит от частоты импульсов, которые должны быть пропущены передаточным механизмом. Автор очень обстоятельно рассматривает особенность того механизма, благодаря которому только одним изменением частоты импульсов нервного волокна можно выдавать повышение или уменьшение деятельности соединенной с нервом мышцы. По мнению Lucas'a, явления суммирования и угнетения, составляющая основу того фона, на котором разыгрываются процессы возбуждения

в центральной нервной системе, не скрывают в себе ничего специфического и представляют явления того же порядка, что суммирование и угнетение в периферических возбудимых тканях. Соединительный аппарат между нервом и мышцей по своим свойствам напоминает синапсу, место контакта отростков двух соседних нейронов в центральной нервной системе; периферический аппарат имеет, однако, то преимущество, что он более доступен экспериментальному воздействию и поэтому является благодарным объектом исследования, который уяснит не только отравление периферической, но и центральной нервной системы.

Книга Lucas'a увидела свет уже по смерти автора. Молодой талантливый ученый 34 лет погиб в 1916 г. при катастрофе с аэропланом, на котором он находился в качестве работника по обороне во время всемирной войны. Он совершал полеты на аэроплане для опытов с усовершенствованным им барометром. Оконченный им незадолго до смерти манускрипт был редактирован его ближайшим сотрудником и другом Adrian'ом.

А Самойлов.

П. П. Лазарев. Текущие проблемы биологической физики. Москва 1920.

Академик Лазарев работает в области биологической физики. Его работы находятся в прямой связи с работами *Helmholtz'a*, *Nernst'a*, *Loeb'a* и других европейских ученых, поставивших своей задачей приложение физико-химических методов к биологии. Эта новая сравнительно область физики—физика биологическая—начинает привлекать все больше и больше внимания. Физико-химическую методика, единственно допускающую количественный учет изучаемых явлений, дискредитировала и помешала ее широкому применению в биологии и физиологии с одной стороны слишком поспешная и поверхностная моделизация биологических явлений (*Leduc* и др.), с другой,—очень возможно, кризис молекулярно-кинетической теории материи в начале XX века (см. напр. *Boltzmann*).

Казаось, что жизненные явления настолько сложны, что их невозможно уложить в рамки молекулярно-кинетических теорий, к которым хотели свести *universum*.

В настоящее время удалось подойти к этим явлениям и с точки зрения молекулярно-кинетических построений (*Smoluchowski* и др.), а также широко применить метод принципов, метод термодинамического анализа. И это достигнуто совместными усилиями физиков, химиков, физиологов и биологов. Не говоря о *Helmholtz'e*, который, как гигант мысли, стоял в свое время почти одиноко в капитальных исследованиях по физиологической оптике и акустике, нужно указать, что работы биолога *Loeb'a* и физико-химика *Nernst'a* открыли новую эру в биологической физике, поставили ее на прочную основу количественного учета и определенной физико-химической моделизации явлений.

В настоящее время имеются целые журналы, посвященные биологической физике (напр. *Zeitschrift für Biochemie und Biophysik*).

Еще в 1907—1908 и далее (Ж. Р. Ф.-Х. О.) *Лазарев* опубликовал результаты своих работ по фотохимии зрения—этот процесс обследован им достаточно полно и влияние яркости света, параллелизм между поглощенной и активной энергией, ход процесса во времени выяснены.

Но оказалось, что положенные в основу теории зрения *Лазарева* дифференциальные соотношения могут быть распространены и на другие физиологические процессы (раздражения слуховые, вкусовые). Общий очерк этих исследований, производимых *Лазаревым* в руководимом им институте, и указание на возможные в связи с ними новые задачи и дается в „Текущих проблемах биологической физики“.

Среда, в которой протекает раздражение, состоит из белкового раствора и раствора солей. Под действием раздражающих агентов меняется концентрация ионов солей. Если концентрация перейдет известный предел, то в белках произойдут химические изменения. По ионной теории первичные изменения в белках и есть начало процесса возбуждения.

При пороге раздражения между концентрациями активных ионов должна быть известная связь

$$f(c_1, c'_1, c''_1, \dots, c_2, c'_2, c''_2, \dots) = c,$$

которая в первом приближении и при использовании найденного экспериментально *Loeb'*ом факта существования ионов—антагонистов переходит в

$$\frac{c_1}{c_2} = const$$

для случая двух ионов антагонистов.

Изложенные здесь соображения прилагаются к объяснению процессов раздражения током (закон квадратных корней *Nernst'a*), и зрительным, слуховым и вкусовым ощущениям.

Лазаревым же подвергнут изучению вопрос о распространении возбуждения. Оказалось, что одними химическими явлениями, диффузией нельзя объяснить наблюдаемых очень больших скоростей.

Одной из ближайших задач *Лазарев* ставит дальнейшее исследование этого вопроса в связи с изучением неодинаковой проводимости плазмы и осевого цилиндра нерва.

Лазарев стремится подойти к изучению и таких сложных явлений, как деятельность нервных центров. Вопрос этот с точки зрения построения физико-химической теории сложен, методика для физического подхода еще не разработана. Поэтому соображения *П. П. Лазарева* в значительной степени гипотетичны, и со многими из них (например, механизм внушения — см. вып. 3, т. I. Известий Физического Института при Моск. Науч. Ите 1920 г.) не все согласятся, но автор

„Текущих проблем“ имеет право отметить не только уже выполненное и законченное, но и то, что еще разрабатывается и намечается в будущем. В заключение следует отметить, что биологическая физика охватывает чрезвычайно широкую область явлений и автору „Текущих проблем“ по необходимости пришлось с одной стороны придать индивидуальную окраску изложению, а с другой — сгустить круг рассматриваемых явлений.

Не затронута, например, чрезвычайно интересная и важная для физиологии и биологии область биологической физики, основы которой положены *Van't-Hoff*ом, давшим еще в 1896 г. свой известный закон о влиянии температуры на чисто-химические и физиологические процессы. Правда, главное направление работ *Van't-Hoff*'а (диффузия, осмос), может быть против его воли, направило биологическую мысль в сторону диффузионного толкования многих процессов, напр. процессов поглощения, что не всегда верно, как это показал экспериментально еще *Fischer* и что можно обосновать и теоретически ¹⁾.

Б. Илгин.

И. А. Смородицев. Ферменты растительного и животного царства ч. I (1915) и ч. II (1920). Москва.

Физику в настоящее время приходится, может быть, иногда против воли, знакомиться с соседними дисциплинами в двух направлениях.

С одной стороны пересмотр наших представлений об основных понятиях — пространство, время — связанный с принципом относительности, соприкасает физика с философией, делает понятным и более близким английский термин для физики — *Natural Philosophy*. С другой стороны проникновение физико-химической методики в биологию, физиологию поставило ряд новых задач, чрезвычайно интересных для самой физики.

Для занимающихся биологической физикой руководство о ферментах проф. *Смородицева* чрезвычайно полезно, так как вводит читателя в круг таких проблем, как катализ, брожение, активация, действие ядов, анафилаксия и пр. Большое количество литературных данных дает читателю и не-специалисту широкое знакомство с предметом.

Физику очень полезно познакомиться с чисто-химической трактовкой вопроса. В явлениях живой природы наряду с процессами чисто-физическими (диффузия, адсорпция, коагуляция, осаждение, растворение и пр.) громадное значение имеют чисто-химические реакции. Они перемешиваются.

Исследования *В. С. Гулевича* и его школы позволяют вскрыть значение таких веществ, как экстракты и ферменты. Экстракты в виду

¹⁾ В связи с работами *Лазарева* см. напр. *Kries*, ZS. f. Elektrochemie 18, p. 465 (1912); *Trendelenburg*, Ergebnisse der Physiologie 1911, p. 16; *V. Henri*, Archives des Sciences, phys 1918; *Loeb*, Proc. Nat. Acad. of Sciences, 1915; *Przibram*, Experimentelle Zoologie, т. IV, 1913.

их сравнительно незначительного количества при выделении могут показаться не столь важными для изучения процессов в организме, как это есть в действительности. Изучение их знакомит нас с продуктами распада белковых и других веществ в организме и позволяет выбрать из числа возможных лабораторных комбинаций сложных химических продуктов те, которые соответствуют живому организму. А это и является руководящей нитью по пути к одной из остальных задач биохимии—синтез белковой молекулы.

Незначительные выделяемые количества экстракта в организме ничуть не говорят за маловажность их роли в организме, а указывают на совершенство организации тех процессов, тех путей, которые быстро удаляют из данного органа образующиеся продукты обмена веществ.

Что касается ферментологии, то для нее не требуется и таких предварительных замечаний. Жизненные процессы ускоряются ферментами. Сила действия биологических реактивов громадна. Лактоза 5% раствора молочного сахара гидролизует на $\frac{1}{4}$ в течение часа; дунормальной соляной кислоте для того же эффекта нужно 5 недель.

Смординцев останавливается на теориях ферментативного действия и излагает результаты работ *Сахарова*, сводящего действие ферментов к процессам восстановления и окисления. Интересно отметить, что роль железа в ферментативных процессах находит себе аналогию в фото-химических процессах с хлорофиллом по новым английским работам. В заключение следует упомянуть о главе „Химическая динамика ферментативных реакций“, в которой указываются пути к математической обработке полученных экспериментальных результатов. Такой способ обработки, нужно думать, скоро прочно укрепитя, так как только он позволяет вести точный количественный учет.

Б. Иллн.

Bechhold. Kolloide in Biologie und Medizin. Dresden 1920.

Книга *Bechhold'a* является сжатой энциклопедией. Вследствие этого все вопросы рассмотрены очень кратко. Кроме того, может быть потому, что область коллоидной физики и химии в настоящее время разрабатывается очень быстро, многие вопросы трактуются в уже устаревшей форме и литература недостаточно полна (напр. связь адсорпции с поверхностным натяжением, Броуновское движение; в вопросе о *Lebenskurve* коллоидов не обсуждается вопрос о гистерезисе; работы *Loeb'a* излагаются не достаточно полно).

Нужно отметить также, что *Bechhold* совершенно не пользуется математическим аппаратом, получившим в настоящее время все права гражданства в подобных вопросах и позволяющим от общих качественных соображений перейти к точной формуле.

В этом отношении книга *Bechhold'a* невыгодно отличается напр. от *Freundlich*, *Karpilarchemie*, и *Kassuto*, *Allgemeine Kolloidchemie*.

Книгу можно рекомендовать лишь для предварительного, поверхностного знакомства с предметом.

Б. Иллн.

Материалы по исследованию Курской магнитной аномалии, издаваемые под ред. *Акад. П. П. Лазарева*:

Вып. 1. Отчет комиссии за 1919 г. М. 1920, стр. 60.

Вып. 2. Проф. *Э. Е. Лейст*. Курская магнитная аномалия. М. 1921, стр. 72.

Акад. П. Лазарев. Курская магнитная аномалия. (*Успехи физических наук т. II вып. I.*)

Магнитная аномалия в Курской губ. не один раз привлекала к себе внимание ряда исследователей; особенно много труда по изучению ее приложил проф. *Э. Е. Лейст*. Последний с 1894 г. производил систематические измерения в этой области; всего им сделано наблюдений в 4121 точках.

Работа была закончена, материалы обработаны, начерчены карты и результаты были доложены на colloquium'ах в Геофизическом Институте Московского Университета и в Физическом Институте М. Н. И.

Проф. *Лейст* скончался 1918 г. в Германии, вместе с его смертью исчезли все карты и каталоги наблюдений, остался лишь писанный доклад, который и напечатан ныне на 72 стр. Здесь определены лишь общие размеры и направление аномальных областей, которых оказалось две, между ними распространяется свободная от больших аномалий область шириной до 60 килом.; а также дано общее описание распределения изогон, изоклии и изодинам — H и Z , при этом оказалось, что аномалии представляют ряд гнездообразных участков, по большей части расположенных попарно.

Значение Z достигает до 19,135 G ; тогда как нормальная величина для данной области $Z=4.314 G$.

Выделив нормальную часть земного магнетизма, *Лейст* дает картину аномальных изолиний, которая показывает очень большую сложность в юго-восточной части аномалии, где хребты разветвляются и образуют переплетающиеся гнездообразные центры. В работе приведен и некоторый числовой материал, но совершенно не указаны географические координаты, куда он относится.

Акад. Лазареву удалось организовать производство геомагнитных наблюдений в этой интереснейшей в геофизическом отношении области; при чем был впервые на суше применен прибор и метод де-Колонга, дающий точность $\frac{1}{4}\%$ (у *Лейста* 0.001 — 0.002 N).

Несмотря на ряд затруднений переживаемого времени экспедиция *акад. Лазарева* за отчетный период (VII 19₂ — VII 20 г.) удалось покрыть сеть наблюдений до 50 кв. килом. в северной области, при чем промерено около 1600 точек.

Десять приложенных карт в масштабе 16 м/м = 1 килом. дают представление о распределении нормального и аномального геомагнетизма по наблюдениям 1919 — 1920 г.

Максимальное значение Z наблюдено в 15.770 G (позднее — *вимой*

20—21 г. найдено значение близкое к наблюдаемому *Лейстом* максимуму).

Важный вопрос о глубине залегания магнитоносных причин затронут в обоих работах.

Проф. *Лейст* разрешает задачу, относя ее или к единичному полюсу или к линии полюсов и приходит к следующим результатам: глубина залегания полюса равняется:

1) расстоянию между точками, где $z=h$ и $z=\text{максимум}$,

2) расстоянию между точками, где $z=h$ и $h=0$,

3) расстоянию между точками, где $i=45^\circ$ и $i=90^\circ$

или, наконец, 4) половине расстояния между точками, где $h=z$ (или $i=45^\circ$).

Глубина залегания полюса определяется *Лейстом* на основании его наблюдений для северной области около 200 метр. и для южной области аномалии свыше 600 метр. Здесь кстати заметим, что буровая скважина, заложенная в Кочетовке, доведена лишь до 230 метр. и при этом конечно магнитоносных масс не было обнаружено.

Акад. *Лазарев* представляет в земле намагниченные по плоскости пластинки — магнитные листки с однородным намагничиванием — и приводит теоретические соображения для определения глубины залегания. Весьма интересно, к каким результатам приведут расчеты и экспериментальное изучение моделей намагниченного хребта предпринятое акад. *Лазаревым* в Научном Институте.

У *Лейста* приведен еще один способ определения залегания полюсов — помощью измерений градиентов по вертикальному (вниз) направлению; в интересных точках необходимо произвести аналогичные измерения и в направлении вверх (как и намечено *Лазаревым*).

О причинах аномалии в Курской губ. проф. *Лейст* высказывает определенный взгляд, что только железные руды с высоким содержанием металлического железа могут вызвать аномалии такой интенсивности.

Только бурение (и притом глубокое) в удачно выбранных пунктах может дать решительный и окончательный ответ по вопросу о причине Курской аномалии. Вместе с тем во время бурения возможно и необходимо поставить ряд геофизических, геологических и минералогических наблюдений, и это конечно будет сделано.

Необходимо воспользоваться производящимися работами в районе Курской аномалии для полного и всестороннего изучения этой интереснейшей области. Еще проф. *Лейст* указал, по наблюдениям в Курской губ., на определенную связь между аномалиями земного магнетизма и аномалией силы тяжести; его наблюдения показали (правда, на небольшом количестве точек), что магнитная аномалия обуславливается очень плотными подземными массами. Эти наблюдения необходимо повторить в большом масштабе и с более тонкими приемами; точно также необходимо организовать наблюдения над элементами атмосфер-

ного электричества. Впрочем, задачи эти уже поставлены на очередь комиссией по изучению Курской магнитной аномалии, и надо думать наблюдения дадут интересный материал и осветят вопрос с новой точки зрения.

В. Пришелец.

В. Трофимов. — Приложение аэрологии к баллистике. (Изд. комиссии особых артиллерийских опытов). Птгр. 1920. („Артиллерийский журнал“ 1920 г. № 3 — 4).

Исследование высоких слоев атмосферы кроме общего интереса представляет громадное значение для ряда специальных вопросов. Мировая война и успехи артиллерии, особенно дальнобойной, поставили перед аэрологией новые задачи, и работа военного инженера-технолога В. М. Трофимова имеет несомненное значение особенно теперь, когда у нас так мало руководств по аэрологии.

В небольшой (37 стр.) статье автор дает основные понятия об атмосфере, ее строении и составе, о термодинамических процессах, исходя из политропического изменения состояния, и особенно подробно останавливается на статике атмосферы.

Применяя гипотезу о постоянстве температурного градиента (для тропосферы) или постоянства температуры (для стратосферы) автор выводит зависимость между давлением, температурой, плотностью и высотой в виде 6-ти уравнений, в которые входят два параметра: Z — высота однородной атмосферы и Kg — величина, связанная с показателем политропы. Особенно большой интерес представляет решение задачи для среднего годовичного состояния атмосферы и приближенное применение общих выражений при определении давления и плотности для высот до 10 километр. и свыше 10 килом. Последние страницы содержат таблицы метеорологических элементов по результатам подъемов на шарах и змеях и, что особенно важно, схемы для вычисления необходимых величин. При составлении статьи приняты во внимание новейшие достижения науки, в том числе работы *Vjerhnes'a*.

Несмотря на обилие математического материала статья читается легко и с большим интересом. Некоторое затруднение представляют обозначения для определения элементов влажности, взятые из техники по газам; совершенно неожиданно в середине статьи изменено обозначение для плотности.

В. Пришелец.

А. Эйнштейн. Эфир и принцип относительности. Перевод с немецкого А. П. Афанасьева. Петроград 1921. Научное книгоиздательство.

Брошюра является переводом знаменательной речи *Einstein'a*, произнесенной на торжественном собрании Лейденского университета 5 мая 1920 г. Изложив физические факты, сделавшие неизбежной гипотезу эфира, *Einstein* в нескольких словах очерчивает то безвыход-

ное положение, в котором очутилась эта гипотеза, попав между Сциллой и Харибдой опытов *Fizeau* и *Michelson'a*. Точкой зрения, на которую стал *Einstein* в этом вопросе с 1905 г. в своей теории относительности, было *отрицание эфира*. Реферируемая речь является поворотным пунктом в данном отношении. *Einstein* считает возможным отождествить эфир с физическим пространством общей теории относительности: „Эфир всеобщей теории относительности есть среда, сама по себе лишенная всех механических и кинематических свойств, но в то же время определяющая механические (и электро-магнитные) события“. Далее указываются затруднения, возникающие вследствие двойственной природы нового эфира (эфир механический и электро-магнитный). Этим указанием и заканчивается небольшая речь. В таком воззрении нет существенно нового, на возможность отождествления понятий „эфира“ и *Einstein'*овского физического пространства переменной кривизны указал напр. *P. Lenard* в 1918 г. Наиболее знаменательным является „снятие запрета“ с гипотезы мирового эфира самим автором этого „запрета“, гипнотизировавшего ¹⁾ 15 лет науку и несомненно тормозившего естественное развитие ценной для физика гипотезы.

Брошюра рассчитана на читателя уже знакомого с основами теории относительности.

С. Василев.

P. Lenard Über Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation,
1920 Hirzel Verlag.

Брошюра *P. Lenard'a* является рядом замечаний по поводу общего принципа относительности *A. Einstein'a*. Замечания почти не касаются существа принципа и затрагивают главным образом широкие обобщения — экстраполяции и слишком поспешные „следствия“ теории *Einstein'a*. Вполне примиряясь со старым „специальным“ принципом относительности математически точно описывающим результаты опыта в области прямолинейных равномерных движений, *Lenard* протестует прежде всего против *всеобщности* нового принципа, ограничивая применимость его областью движений, происходящих под действием сил, *пропорциональных масс* (напр. тяготения). В подобных движениях действия инерции выпадают, во всех же других случаях движения, действия инерции дают возможности *абсолютно* констатировать наличие неравномерного движения. *Lenard* предлагает назвать новую теорию *Einstein'a* „расширенным принципом относительности“ или „гравитационным принципом“. Второе замечание *Lenard'a* касается „устранения“ понятия мирового эфира из физики — как следствия принципа *Einstein'a*. *Lenard* считает это „устранение“ простым недоразумением. Устанавливая двоякость научного представления о природе, выражающегося или в чисто-математическом описании явлений, или в конструировании

¹⁾ Ср., напр., *A. Sommerfeld* Atombau S. 380, 1921, где автор извиняется за употребление термина „эфир“.

мысленных моделей тех же явлений, *Lenard* указывает, что в математическом методе эфир устранен задолго до *Einstein*'а, вернее даже и не появлялся там, а если и фигурировал иногда, то чисто внешним образом, как простое математическое обозначение. С другой стороны отказ от эфира в методе моделей очевидно равносильен отказу от самого метода. Подобное следствие однако едва ли может быть извлечено из принципа относительности, хотя бы и всеобщего. *Lenard* проницательно замечает, что многие свойства мирового эфира довольно ясно проступают в четырехмерном пространстве переменной кривизны *Einstein*'а.

В третьей части своей статьи *Lenard* указывает на возможность построения электро-магнитной теории тяготения, причем исходит из представления прерывного эфира, состоящего из частиц, движущихся со скоростью света. Теория набросана *Lenard*'ом в самых общих чертах и не совсем ясна. Основные положения следующие: 1) материя построена из вращающихся элементов (динамид), 2) две динамиды действуют друг на друга, как два круговых тока, 3) плоскости вращения этих токов могут слегка повсрачиваться, 4) магнитное поле элементарных круговых токов не сплошь заполняет пространство, но прерывно в пространстве и во времени. Автор описывает и модель своих динамид, продемонстрированную на физическом семинарии в Гейдельберге.

С. Вавилов.

La découverte de l'Électromagnétisme faite en 1820 par J. C. Oersted
Copenhague 1920.

21 июля 1920 г. исполнилось сто лет со дня опубликования знаменитого мемуара Эрстеда с описанием опытов впервые установивших связь электрических и магнитных явлений. Юбилейный комитет в Копенгагене выпустил к этой знаменательной дате три тома трудов Эрстеда, его переписку с различными учеными и наконец небольшую тетрадь с факсимиле оригинального латинского мемуара Эрстеда и переводов этого мемуара на французский, немецкий, английский, итальянский и датский языки. Латинский мемуар: „*Experimenta circa effectum conflictus electrici in acut magneticam*“, написанный необычайно сжато, вызвал самое напряженное внимание физиков всего цивилизованного мира и этим объясняется почти одновременный перевод мемуара на главные европейские языки. Открытие основного факта электродинамики поставило Эрстеда наряду с Гальвани в ряды основателей современного учения об электричестве и Дания по праву гордится этим именем наряду с именами Тихо де-Браге и Рёмера.

Факсимиле реферируемого издания выполнены безукоризненно и по достоинству будут оценены любителями истории физики. Книга украшена снимком с медали памяти Эрстеда, выдаваемой в воздаяние научных работ.

С. Вавилов.

H. A. Lorentz. The theory of electrons. Leipzig, B. Teubner. Second edition, 1919.

Книга *Lorentz'a* за те 12 лет, которые протекли со времени появления ее первого издания, стала классической и по праву может быть поставлена на ряду с „Principia“ *Ньютона* и „Treatise on electricity and magnetism“ *Maxwell'a*, как вежа, знаменующая новую стадию физического миропонимания. Книга является блестящим развитием всех многочисленных следствий вытекающих из основных дифференциальных уравнений электрона, формулированных *Lorentz'ом*, и одновременно подводит итог целому периоду теоретической физики, конец которого приблизительно совпадает со временем появления теории квантов и принципа относительности. Мы перешли уже к новому этапу истории физики, но контуры нового миропонимания пока не ясны; книга *Lorentz'a*—памятник предыдущей классической эпохи.

Второе издание „Теории электронов“ осталось по существу неизменным, сохраняя свою классическую завершенность. Первоначальный текст совершенно не тронут. Книга увеличилась на 10 страниц, причем добавления (отнесенные в примечания во второй части книги) касаются немногих новых экспериментальных данных, в значительной же части посвящены принципу относительности в применении к движению электрона. Одно небольшое добавление, чисто методологического характера, относится к теории квантов.

С. Васильев.

A. Sommerfeld. Atombau und Spektrallinien. 2 изд. Braunschweig 1921, pp. XIV + 583.

Открытие радиоактивности и связанная с ним теория строения атома, предложенная *Rutherford'ом* и обработанная далее *Bohr'ом*, привела в настоящее время *Rutherford'a*, как известно, к разложению положительных ядер элементов на их составные части, что является несомненно эрой в области физико-химических учений. С другой стороны теория атома *Rutherford'a - Bohr'a* дала такие замечательные результаты в области теории строения спектральных линий, что представляется совершенно необходимым в настоящее время объединить все полученное до сих пор и дать руководящие нити для будущих работ. Все это великолепно выполняет превосходная, ясно написанная книга *A. Sommerfeld'a*, автора ряда капитальных работ в области учения о строении атома в связи с его спектром. Книга появилась впервые в 1919 году и вышла в 1921 году вторым изданием—доказательство, что как ее содержание, так и способ изложения могут рассчитывать на образованных физически и химически читателей. У нас в России подготавливается перевод (организованный проф. *Д. А. Гольдгаммером*), и нужно только пожелать, чтоб этот перевод поскорее увидел свет и оказал на русскую науку то влияние, которое он может оказать.

П. Лазарев.

Riescke Lehrbuch der Physik. Herausgegeben von Prof. Dr. E. Lecher. Erster Band. Mechanik und Akustik. — Wärme. — Optik. 6. Auflage pp. XVI + 644. Leipzig 1918. Zweiter Band. Magnetismus und Elektrizität. 6. Aufl. pp. XIV + 636. Leipzig und Berlin, 1919.

Новое издание курса Riescke, уже давно заслужившего себе почетную известность, представляет собою настолько значительное явление в физической литературе, что о нем необходимо упомянуть. В руках редактора этого нового шестого издания, проф. E. Lecher'a, и до того отличная книга обратилась в поистине блестящий, вполне современный курс. Это не коротенький элементарный учебник, но и не тяжелый Handbuch. Искусство автора и редактора нового издания заключается в том, что они сумели найти правильный средний путь. С одной стороны, изложение не загромождено математическими выкладками, так часто загораживающими для начинающего самую суть явлений, с другой — материал настолько велик и разнообразен, что книга Riescke — Lecher'a прямо подводит читателя к тем проблемам физики, которые образуют живой организм науки. Теорема Нернста, статистическая физика, „специальный“ и общий принцип относительности, опыты Эренгафта, пустотные рентгеновские трубки, катодные усилители, спектроскопия рентгеновских лучей, теория квантов, строение атома и еще множество других самых современных вопросов нашли себе место на страницах этого курса. Иногда, впрочем, кажется, что проф. Lecher слишком уж гонится за новизной и останавливается на предметах не достаточно твердо установленных, чтобы попасть в учебник (отрицательный „фотофорез“ Эренгафта).

Таким образом, для изучающего от этой книги прямо открывается путь к штудированию оригинальной литературы, а многочисленные цитаты (однако не слишком обильные, чтобы обратить книгу в специальный обзор) облегчают подход к этому штудированию. — Разумеется, было бы очень отраднo видеть книгу Riescke — Lecher'a в русском переводе, но вряд ли это осуществимо в сколько-нибудь близком будущем.

Э. Шполский.

Д. С. Рождественский. Спектральный анализ и строение атомов. Труды Государственного Оптического Института. Т. I, вып. 6, стр. 87 + 3 ил. Государственное Издательство. Петербург 1920.

Эта книжка представляет собой воспроизведение речи, читанной автором на годичном собрании Оптического Института в 1919 г. Первые страницы ее посвящены обзору тех достижений теории строения атомов, которыми физика обязана, главным образом, Bohr'у и Sommerfeld'у; остальная (и большая) часть книжки посвящена собственным соображениям автора, пытающегося подойти к разрешению трудного вопроса о строении сложных атомов щелочных металлов.

Известно, что теория Bohr'a относится к атому нейтрального водорода (ядро и 1 электрон) или к ионизированному атому гелия. В последнем случае мы имеем дело с принципиально той же схемой, и разница обусловлена только тем, что у гелия заряд ядра равен $2e$. Если от этих простейших случаев перейти к следующему элементу — литию, то сразу возникают неодолимые математические трудности (задача о четырех телах). То же самое, разумеется, надо сказать и об остальных щелочных металлах, где число взаимодействующих тел будет еще больше.

Д. С. Рождественский пытается косвенным путем обойти эти трудности. Его путь, в немногих словах, состоит в следующем. Все щелочные металлы одновалентны. Это значит, что у каждого из них на внешней орбите имеется один валентный электрон и, по Bohr'у, только этот валентный электрон может перескакивать с одной орбиты на другую, давая при этом начало различным спектральным линиям. Остановимся на конкретном примере лития. Пусть его валентный электрон находится на одной из дальних возможных орбит. Он будет притягиваться ядром с зарядом $+3e$ и отталкиваться двумя электронами, расположенными на внутреннем кольце. Подсчет показывает, что в этом случае мы сделаем очень небольшую ошибку, если предположим, что оба эти электрона расположены в центре, совмещены с ядром. Тогда, результирующий заряд, действующий на валентный электрон, будет равен $+3e + (-2e) = +e$, и мы получим опять водородоподобный атом. Отсюда автор выводит важное следствие: „далекие орбиты лития будут мало отличаться от далеких водородных орбит, и полная энергия, которой обладает электрон на этих орбитах, будет также почти одинакова у атомов водорода и лития“.

Все эти соображения, однако, теряют свою силу, когда мы обращаемся к орбитам, близко подходящим ко внутреннему кольцу лития. Тут уже нельзя совмещать внутренние электроны с ядром и, с другой стороны, сложные взаимодействия всех трех электронов могут совершенно изменить характер движения системы. — *Д. С. Рождественский* поступает в этом случае следующим образом. Исходя из формул спектральных серий (несколько усовершенствованных им), он подсчитывает, при помощи весьма простых соображений, относительные величины энергии валентного электрона на различных орбитах и сопоставляет их с соответствующими энергиями на водородных орбитах. В результате всех подсчетов и сопоставлений оказывается, что в атомах щелочных металлов мы имеем столько же возможных орбит, сколько и в водородном, и что возмущения, которые вносятся присутствием внутренних электронных колец, хотя и искажают эти орбиты, но не настолько, чтобы их нельзя было распознать.

Из рассмотрения спектра поглощения автор рисует следующую картину строения атома лития в невозбужденном состоянии: внутренние два электрона обращаются по кругу с радиусом $1,92 \cdot 10^{-9}$ см., совершая $2,49 \cdot 10^{10}$ оборотов в секунду. Валентный электрон ходит по

вытянутому эллипсу, большая полуось которого в 11 раз больше радиуса внутреннего круга, т. е. $= 2,11 \cdot 10^{-8}$ ст. Разумеется, вблизи от перигелия эта эллиптическая орбита искажается под влиянием внутренних электронов.

Из дальнейшего содержания книжки отметим интересные соображения о происхождении дублетов, которые автор объясняет внутренним явлением Зеемана (расщепление линий в магнитном поле внутренних колец).

Книжка от начала до конца написана очень легко и читается с большим интересом.

Э. Штольский.

А. Царт. Кирпичи мироздания (атомы и молекулы). Пер. с немецкого *Е. Г. Барановой* под редакцией *А. П. Афанасьева*. Физическая библиотека. Научное книгоиздательство. Петроград 1921. Стр. 191.

Перевод книжки Царта — хорошее приобретение для русской популярно-научной литературы. В увлекательно-красивом изложении автор ведет читателя сквозь всю историю атомизма: от построенной древне-греческих философов, через Дальтона и Авогадро — к современным завоеваниям (статистическая теория теплоемкостей, броуновское движение и ультрамикроскоп, строение кристаллов и интерференция рентгеновских лучей). В научном отношении автор всюду корректен, иногда он даже излишне осторожен. Так на стр. 97 читаем: „Действительно ли рентгеновы лучи суть световые колебания, — это предположение до сих пор еще опытом не подтверждено“. После блестящих успехов спектроскопии рентгеновых лучей, с этим вряд ли можно согласиться.

Перевод сделан очень хорошо.

Э. Штольский.

И. Зильберштейн. Квантовая теория спектров. Обзор. Перевод, дополнения и примечания *К. К. Баумгарта*. Стр. 54 + 2 немум. Изд. „Научное книгоиздательство“ и „Наука и школа“. Петроград. 1920.

Весьма сжатое, конспективное изложение предмета. Книга относится к серии „Введение в науку“. Думается, однако, что для начинающего она будет трудна именно вследствие своей сжатости. Но физик, почему либо еще не вошедший в эту новую область, за короткий срок своего существования подарившую нас такими замечательными успехами, найдет здесь первые ориентирующие указания, а рационально подобранная литература поможет ему углубиться в предмет.

К. К. Баумгарт прекрасно перевел книгу и снабдил ее ценными примечаниями и дополнениями. Что особенно важно, — в этих дополнениях обстоятельно излагаются работы русских физиков, в момент выхода книги еще нигде не опубликованные (работы *Д. С. Рождественского*, *К. А. Круткова*).

Э. Штольский.

United States Army X-Ray Manual. New York. 1920 pp. 506.

Среди многочисленных учебников по медицинской рентгенологии это весьма своеобразное „Руководство“ должно занять видное место. В сущности, оно представляет собою подробную инструкцию для рентгенологов американских военных госпиталей, но прочтется с большой пользой и всяким начинающим рентгенологом. Книга издана анонимно, — несомненно, однако, что она составлялась целым рядом специалистов. Обращает на себя внимание истинно-американская практичность и толковость изложения, при чем каждый шаг подкрепляется многочисленными графиками, весьма ясными схемами, примерами расчетов. Не только начинающий, но и специалист-рентгенолог найдет для себя в этом руководстве немало интересного; укажем, например, на обширную главу, посвященную локализации инородных тел.

Внешность издания поражает своим изяществом и портативностью.

Э. Шпольский.

Curt Schmidt. Das periodische System der chemischen Elemente. pp. 140. Leipzig J. A. Barth 1913.

Честь открытия периодического закона оспаривали три страны: Англия (Ньюлэнде), Германия (Лотар Мейер) и Россия (Д. Менделеев). Лишь в конце прошлого века стали признавать эту честь за Россией. Менее всего в этом отношении сдавалась Германия. Тем приятнее было видеть новую книгу, отмеченную автором, как „первую монографию немецкого происхождения“, которая начинается с посвящения: „Дмитрию Менделееву“ и со страниц которой имя Менделеева не сходит. Автор все время подчеркивает философское значение самой идеи периодичности элементов и менделеевский закон кладет в основу целого ряда построений о природе химических элементов.

Написанная для широкого круга читателей, книга начинается с истории вопроса. Затем идет изложение периодического закона в формулировке Менделеева с историей знаменитого открытия предсказанных Менделеевым скандия, галлия и германия. К сожалению автором мало места уделено описанию самых свойств элементов. В этом отношении книга сильно уступает русской монографии: *Л. Чугаев.* Периодическая система химических элементов. Спб. 1913.

Из новых и интересных глав следует отметить главу об изотопии с работами Фаянса, Астона, о резерфордовской модели атома. Интересна глава о пространственном представлении периодичности. Далее изложены последние варианты периодического закона (Ван ден Брэк, Адамс, К. Шмидт и др.); затем изменения в гипотезах, внесенные изучением рентгеновских спектров элементов (Мозелей), понятие порядкового числа элемента (Ридберг) и кончается книга изложением попыток объяснения природы элементов (гипотезы Локьера, Никольсона, Радулеску).

Особое внимание автора обращено на самую сущность периодичности элементов и, излагая главнейшие этапы развития взглядов в этом направлении, автор делает книгу чрезвычайно интересной и содержательной. Разумеется, последних интересных завоеваний науки (работы Резерфорда о строении атома, таблица элементов Фаянса) в книге нет.

О Магидсон.

Personalia.

Юбилей. В 1920 г.: 70-летний юбилей *E. Goldstein'a*; 25 лет со времени открытия рентгеновских лучей; 100 лет со времени открытия *Oersted'ом* действия тока на магнитную стрелку. В 1921 г.: 100 лет со дня рождения *H. v. Helmholtz'a*.

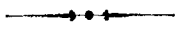
Избраны: Профессором Петроградского Университета по кафедре теоретической физики—*Ю. А. Крукков*; профессором физики Петроградского Электротехнического Института — *М. М. Глаголев*; профессорами физики Петроградского Технологического Института—*Н. Н. Георгиевский* и *В. И. Павлов*; профессором по кафедре теоретической физики Петроградского Первого Педагогического Института—*В. К. Фредерикс*; профессором того же Института по кафедре экспериментальной физики—*А. П. Афанасьев*; профессором физики Московского Экономического Института имени К. Маркса (бывш. Московский Коммерческий Институт)—*В. К. Аркадьев*.

Избран новый состав президиума Отделения физики Русского Физико-Химического Общества: председатель—*В. Р. Бурман*, тов. председателя—*Ю. А. Крукков*, секретарь—*В. К. Фредерикс*, тов. секретаря—*П. И. Лукирский*, казначей—*А. А. Мазинг*, редактор журнала Р. Ф.-Х. О.—*Н. Н. Георгиевский*, библиотекарь—*А. А. Лебедев*.

Избран новый состав президиума Отделения физики Общества Любителей Естествознания, Антропологии и Этнографии в Москве: председатель—*П. П. Лазарев*, тов. председателя—*А. П. Соколов*, секретарь—*Т. К. Молодой*.

Скончались: *С. Я. Терещин*—профессор Военно-Медицинской Академии в Петрограде; *Н. П. Метелкин*—проф. Московского Института Инженеров Путей Сообщения. *Н. Е. Жуковский*—профессор Московского Университета; *Л. С. Коловрат-Червинский*—директор радиологического отделения Гос. Рентгенологического и Радиологического Института в Петрограде.

	<i>Стр.</i>
С. Васильев. Непосредственное измерение тепловых молекулярных скоростей	301
Т. Молодой. Определение величины и внутренней структуры коллоидальных частиц при помощи рентгеновских лучей	301
С. Васильев. Ориентировка атомов в кристалле	302
В. Шулейкин. Расположение электронов в атомах и молекулах	302
С. Васильев. Поглощающее сечение молекул в отношении к медленным электронам	304
Э. Шполский. Новое определение заряда атомного ядра	306
В. Шулейкин. Электрические диполи в жидких диэлектриках	308
В. Шулейкин. О работе ионизации и диссоциации водорода	309
С. Васильев. Численное значение универсальной постоянной Планка h	311
С. Васильев. О влиянии магнитного поля на фото-электрические явления	314
С. Васильев. Флюоресценция паров ртути	315
С. Васильев. Температурный коэффициент разложения хлорофилла на свету	315
Т. Молодой. Сплошной ультрафиолетовый спектр	316
Т. Молодой. Расширение ультрафиолетового спектра в сторону коротких волн	317
Э. Шполский. Новые данные об искусственном превращении элементов	317
В. Баранов. Относительная активность радия и урана	318
Э. Шполский. Успехи рентгеновской спектрометрии	320
И. Капица. Зависимость границы лучеиспускания в сплошном рентгеновском спектре от азимута испускания и влияние вещества антиматода	322
В. Карчагин. Исследование видимого серовато-голубого свечения фокального пятна трубки Лиленфельда	324
С. Ржевский. Ультра-микрометр	325
Библиография	325
Personalia	344



О Г Л А В Л Е Н И Е.

	<i>Стр.</i>
<i>А. Н. Крылов.</i> Очерк истории установления основных начал механики	143
<i>В. К. Фредерикс.</i> Общий принцип относительности Эйнштейна.	162
<i>Г. С. Ландсберг.</i> Отклонение света в гравитационном поле солнца (результаты английских экспедиций по наблюдению солнечного затмения 1919 г.)	189
<i>Э. Резерфорд.</i> Нуклеарное строение атома.	194
<i>П. П. Лазарев.</i> Основной психо-физический закон и его современная формулировка	222
<i>Б. В. Ильин.</i> Молекулярные силы и валентность в процессах физико-химических и биологических	233
<i>Э. В. Шпольский.</i> Возрождение гипотезы Prout'a	241
<i>С. И. Вавилов.</i> Затухание молекулярных колебаний и элементарное излучение.	258
<i>Ю. А. Крутков.</i> Принцип аналогии Бора в теории квантов .	272
<i>В. В. Ильин.</i> Измерение силы радио-приема, ионизации атмосферы и других метеорологических элементов во время солнечного затмения 8 апреля 1921 г.	277
<i>Н. П. Метелкин.</i> Распределение энергии в спектральных сериях.	279
<i>А. С. Предводителев.</i> Новая теория оптических серий.	282
<i>В. И. Баранов.</i> Происхождение актиния	287

Из тенущей литературы.

<i>П. Лазарев.</i> О приложениях второго принципа термодинамики к живому организму	291
<i>А. Самойлов.</i> Радиоактивность и физиология	292
<i>А. Самойлов.</i> Простые тоны и их основные свойства	293
<i>Б. Ильин.</i> Роль валентности при электрокоагуляции коллоидов .	295
<i>В. Фредерикс.</i> Поглощение силы тяжести	296
<i>В. Фредерикс.</i> Отношение массы к весу для кристаллов и радиоактивных веществ	298
<i>С. Вавилов.</i> Попытка истолкования результатов опыта Michelson'a.	299
<i>Т. Мелодий.</i> Измерение длины свободного пути нейтрального атома	299

П о п р а в к и.

Стр.	Строка.		
163	16 снизу	Напечатано	$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2$
		Должно быть	$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2$
170	6 снизу	Напечатано	$\delta \int \sqrt{\frac{r}{r-a} \left(\frac{dr}{dp}\right)^2 + r^2 \left[\left(\frac{d\vartheta}{dp}\right)^2 + \sin^2 \vartheta \left(\frac{d\varphi}{dp}\right)^2 - \frac{r-a}{r} \left(\frac{dt}{dp}\right)^2 \right]} dp = 0.$
		Должно быть	$\delta \int \sqrt{\frac{r}{r-a} \left(\frac{dr}{dp}\right)^2 + r^2 \left[\left(\frac{d\vartheta}{dp}\right)^2 + \sin^2 \vartheta \left(\frac{d\varphi}{dp}\right)^2 \right] - \frac{r-a}{r} \left(\frac{dt}{dp}\right)^2} dp = 0.$

Гна. 2036.

Р. В. Ц. — Москва. Вх. 151.

Тираж 5000 экз.

3-я типография М. С. Н. Х. при Наркомпроде.