

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПОД РЕДАКЦИЕЙ П. П. ЛАЗАРЕВА

Том III

Вып. 4

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

# СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ.

Серия книг, издаваемая под общей редакцией: А. Д. Архангельского, Н. К. Кольцова, В. Ф. Кагана, В. А. Коспицына, П. П. Лазарева и Л. А. Тарасевича. При ближайшем участии в редакционной работе: В. М. Арнольди, Т. К. Молодого и Э. В. Шпольского.

## ВЫШЛИ ИЗ ПЕЧАТИ:

1. К. Фаянс. — Радиоактивность. Перевод и дополнен. Э. В. Шпольского. Ц. 35 к.
2. „Омоложение“. — Сборник статей под ред. Н. К. Кольцова. Ц. 2 р.
3. Э. Резерфорд. — Строение атома и искусственное разложение элементов. Собрание оригинальных работ (1919—1922). Подгот. к печ. Э. В. Шпольский. Ц. 1 р. 10 к.
4. А. Вейль. — Выделительные секреты. Перевод Н. М. Гуляевой, под редакцией Н. К. Кольцова. Ц. 1 р. 25 к.
5. Р. Гольдшмидт. — Механизм и физиология определения пола. С добавлениями автора к русскому изданию. Перев. П. И. Живаго, под ред. Н. К. Кольцова. Ц. 2 р. 20 к.
6. В. Нернст. — Мироздание в свете новых исследований. Перевод Г. С. Ландсберга. Ц. 35 к.
7. П. П. Лазарев. — Ионная теория возбуждения. Ц. 1 р. 50 к.
8. Э. Борель. — Случай. Введение в теорию вероятностей. Перевод под редакцией В. А. Коспицына. Ц. 1 р. 50 к.
9. А. Вегенер. — Происхождение луны и ее кратеров. Перев. под ред. А. Д. Архангельского и В. А. Коспицына. Ц. 45 к.
10. Сванте Аррениус. — Жизненный путь планет. Перевод под редакцией В. А. Коспицына. Ц. 1 р. 70 к.
11. Нильс Бор. — Три статьи о спектрах и строении атомов. Перевод С. И. Вавилова. Ц. 1 р. 25 к.
12. Э. Фрейдлих. — Основы теории дятления Эйнштейна.
13. Т. Морган. — Структурные основы наследственности. Перевод под ред. В. Н. Лебедева.
14. Ф. В. Астон. — Изотопы. Перев. под ред. А. П. Афанасьева. Ц. 2 р.
16. „Омоложение“. — Сборник статей под ред. Н. К. Кольцова, вып. 2.
17. М. В. Павлова. — Вымирание животных в прошедшие геологические эпохи.
18. Э. Кречмер. — Строение тела и характер.
19. А. Д. Архангельский. — Курская магнитная аномалия.

## П Е Ч А Т А Ю Т С Я:

- А. Ж. Гендерсон. — Среда жизни. Перев. С. Н. Скадовского.  
Ж. Перрен. — Атомы. С предисл. автора к русскому изданию.  
А. Вегенер. — Происхождение континентов и океанов.  
Э. Борель. — Пространство и время.  
Т. И. Юдин. — Евгеника.  
В. Н. Любименко. — Процесс синтеза в мире растений.  
Его же. Растительные пигменты.  
Р. Милликэн. — Электрон. Перевод под ред. С. И. Вавилова.

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

Под редакцией П. П. ЛАЗАРЕВА

ТОМ III

ВЫПУСК 4

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
МОСКВА — ПЕТРОГРАД



## Памяти Д. А. Гольдгаммера.

(† 16 декабря 1922 г.).

*И. А. Соколов.*

В 3 часа дня в субботу 16 декабря скончался один из известнейших русских физиков, профессор Казанского Университета, Дмитрий Александрович Гольдгаммер. В беглой заметке, набрасываемой под свежим впечатлением кончины учителя, нет возможности охарактеризовать размеры понесенной русской физической наукой утраты и подвести итоги научному наследию, оставленному нам Д. А., но тем настойчивее чувствуется потребность посылить закрепить печатными строками исчезнувший из жизни образ видного ученого.

Д. А. Гольдгаммер родился в 1860 г. в семье военного врача. По окончании Московского университета в 1882 году он был оставлен покойным А. Г. Столетовым при его кафедре. В 1884 году молодой ученый уже сдал магистерский экзамен и был отправлен в заграничную командировку. Местом работы Д. А. явился Страсбург; его учителем стал Кундт, из лаборатории которого вышли П. Н. Лебедев, В. А. Ульянин, Г. Г. де-Метц и др. В 1888 году Д. А. вернулся из командировки и в течение полутора лет был ассистентом своего учителя А. Г. Столетова, до тех пор, пока в 1890 году не сделался приват-доцентом Казанского университета. И школа Столетова, и школа Кундта ручались за то, что талантливый молодой физик получит в своей научной деятельности направление, отвечающее современному уровню европейской науки. Однако провинциальная обстановка не дала Д. А. возможности развиваться в сторону ученого-экспериментатора. До 1897 года физическим кабинетом Казанского университета заведывал проф. Н. П. Слугинов; Д. А. должен был довольствоваться чтением курса метеорологии и заведыванием убогой в то время метеорологической лабораторией. И позднее, когда по смерти Н. П. Слугинова и по получении докторской степени, после защиты диссертации: „Электро-магнитная теория света“, Д. А. занял кафедру физики в Казани, запущенный физический кабинет, скудно пополнявшийся точными приборами, помешающийся с 30-х годов прошлого столетия по наши дни в тесном и непригодном помещении, заставил его отложить до благоприятного времени экспериментальные работы. Этого времени Д. А. так и не дождался; его проектам о создании в Казани

настоящего физического института не суждено было осуществиться, — два раза — в 1904 году и в 1914, когда министерство народного просвещения готово было утвердить смету на постройку института, — война срывала осуществление мечты покойного ученого.

Итак, внешние обстоятельства не дали Д. А. работать экспериментально, в меру его знаний и дарований. Ему пришлось перенести свои изыскания в ту область, где он не мог встретить помех, — в область теоретической физики.

В этой сфере неотразимый отпечаток наложили на Д. А. научные впечатления его юности. Для штудирования к магистерскому экзамену, А. Г. Столетов указал Д. А. в качестве основного сочинения бывший тогда новым словом трактат Максвелла. Если и теперь книга Максвелла не потеряла для нас своего обаяния, то нетрудно представить себе, насколько сильно могло влиять на формирующееся мировоззрение молодого физика это научное откровение. И впечатлениям, вынесенным от чтения Максвелла, Д. А. остался верен во всю свою жизнь. Физика стала для него, по преимуществу, физикой эфира; в своих работах, включая последнюю: „Электромагнитные явления в движущихся средах“, он непрерывно разрабатывал теорию Максвелла. В этом отношении он шел главным образом, по стопам Друде. Развивая его толкование максвелловой теории, Д. А. создал свою теорию дисперсии, разработке и проверке которой на опытных данных посвящена его книга „Dispersion und Absorption des Lichtes“.

В сфере теоретических исследований, Д. А. помог его блестящий математический талант; в кругу представлявшихся ему задач он не знал математических трудностей; средствами анализа он владел с редким мастерством и блеском. Но не одним дарованиям был обязан Д. А. успеху своих теоретических работ. Вся жизнь его являлась непрерывным трудом, подчиненным неизменному распорядку. Ежедневно, с 8 часов утра Д. А. садился за письменный стол и углублялся в вычисления, в час дня он шел в университет на лекции; по возвращении он давал себе отдых, но в 8 часов вечера снова был за письменным столом до часу, до двух ночи. Этому порядку дня Д. А. оставался верен в продолжении едва ли не двадцати лет, зимой и даже летом, на даче. Только болезнь, да отъезд из Казани заставляли Д. А. изменять своим рабочим привычкам. Этот неустанный труд имел своим результатом многочисленные работы Д. А., напечатанные им как на русском языке в „Журнале Ф.-Хим. О-ва“, в „Известиях Казанского Физико-Математического О-ва“, в „Ученых записках Казанского университета“ так и на немецком в „Annalen der Physik“, „Phys. Zeitschrift“ и др.

Много писал Д. А. и статей, доступных широкому кругу читателей. Всем известны его „Наши сведения об эфире“, „Столетие физики“, „Время, пространство, эфир“ и мног. друг., наконец блестящая монография „Механические процессы“ (молекулы, эфир и электроны) в издании „Итоги науки“.

Много съездов русских естествоиспытателей могли считать в числе лучших своих сообщений доклады Д. А.: „О намагничивании света“, „О соответственных состояниях“, „Лучистая энергия и теория квант“, „О температуре солнца“ и т. д.; общие собрания съездов постоянно украшались содержательными и интересными по форме речами Д. А., которые он произносил с мастерством прирожденного оратора, внося в изложение научных истин свой живой темперамент, который он сумел сберечь на-ряду с размеренностью в приемах своей научной работы.

Как университетский преподаватель Д. А. был прекрасным лектором, как общего курса экспериментальной физики <sup>1)</sup>, который он сумел, несмотря на скромные средства казанского университета, обставить чрезвычайно интересно с опытной стороны, так и теоретических курсов. В изложении основ оптики и электромагнетизма Д. А. давал ученикам почувствовать свой математический талант и виртуозное мастерство в приложении математики к физическим исследованиям.

Школы учеников Д. А. не привелось создать: для того чтобы создавать экспериментаторов, у Д. А. не было подходящей лаборатории; для того чтобы поспевать за учителем в его достижениях вершин теоретической физики, его ученикам надлежало бы обладать дарованием, близким дарованию учителя, что является уделом не многих.

Будучи блестящим специалистом-физиком, Д. А. не замыкал своих интересов тесным кругом. В ряду научных его работ мы встречаем работы по химии, по физиологии; весьма интересны его „Процессы жизни в мертвой природе“ (Научное Слово, 1904).

Будучи крупным ученым, Д. А. был живым, отзывчивым на все явления действительности человеком. 1905 год увлек его даже в сферу политической публицистики — он сотрудничал в газете „Новая Жизнь“.

Университет, которому Д. А. служил свыше 30 лет, ценил научные заслуги Д. А. и личные его качества. Много лет подряд Д. А. был деканом физико-математического факультета и, наконец, в 1916 году стал ректором университета.

После октябрьской революции Д. А. пришлось сложить с себя звание ректора, несение которого было сопряжено с большими трудами и жертвами, надломившими уже немолодой организм Д. А. Сложив звание ректора, Д. А. не потерял своего влияния в университете. Он остался верным хранителем академических традиций до последних дней и не стеснялся смело высказывать свое авторитетное слово по всем вопросам усложнившейся жизни провинциального университета.

Последние годы тяжело переживались Д. А. С 1914 года прервалась связь с наукой Запада, и Д. А. больно переживал свою невольную

---

<sup>1)</sup> Налечатан 1-й том лекций Д. А. 2-й том, повидимому, погиб в типографии Риккера, куда он был сдан перед 1917 годом.

научную отсталость. Сознание изолированности еще более усилилось, когда в 1919—20 г.г. Казань вследствие расстройтва почтового и железнодорожного сообщения оказалась оторванной от русских центров — Москвы и Петрограда, которые сумели сохранить у себя огонек научной жизни. Редко и неправильно доходили до Д. А. даже и русские научные издания. Необходимость увеличить заработок заставила Д. А. взять на себя чтение громадного числа лекций; последние годы он читал лекции ежедневно и утром и вечером; при этом зимой он пробирался по темным улицам Казани, с риском сломать ноги на обледенелом тротуаре, а придя в университет, не мог согреться в замерзавшем физическом кабинете, где уже не действовали водопроводные трубы и для демонстраций приходилось искусственно греть воду.

Но внешние невзгоды не могли принудить Д. А. изменить своей привычке к научной работе. Все свободное время он посвящал работе над „Электромагнитными явлениями в движущихся средах“<sup>1)</sup>, которая, как он предчувствовал, должна была быть его лебединою песнью. Когда же усталость заставляла отвлечься от научной работы, Д. А. уходил в другую сферу: в последние годы жизни Д. А. занимался переводом любимой своей книги — Гетевского „Фауста“, задавшись целью передать подлинник возможно точнее в отношении смысла и размера стиха; русским стихом Д. А. вообще владел недурно, и было бы весьма интересно увидеть перевод „Фауста“, сделанный Д. А., напечатанным.

Приступы сердечной болезни, сведшей Д. А. в могилу, появились у него еще в 1920 году, но сильных припадков не было до февраля 1921 года, когда врачи констатировали роковую грудную жабу. С этого момента жизнь Д. А. превратилась в медленное угасание, продолжавшееся почти год. Д. А. пришлось бросить чтение лекций, уйти от письменного стола на смертный одр. Сознание угасания, повидимому, не покидало Д. А. до последней минуты, и, вероятно, крупным утешением в его тяжелом состоянии была мысль о том, что его молодой сын, Александр Дмитриевич, только что окончивший университет, вступил на дорогу служения дорогой Д. А. физике и принимает от него его напутствия и заветы.

Русская наука не забудет яркой, живой фигуры Д. А. На страницах ее летописи рядом с именами Любимова, Столетова, Умова, Лебедева будет записано и имя Гольдгаммера.

---

<sup>1)</sup> Известия Физического Института М. Н. И., т. II. М. 1922.



# Механические доказательства движения земли <sup>1)</sup>.

*Р. Граммель.*

Введение.—1. Основные понятия.—2. Механические основы.—I. Опыты, основанные на законе движения центра тяжести.—А. Исследование азимутального вращения.—3. Движение тела, брошенного горизонтально.—4. Плоский математический маятник.—5. Конический математический маятник.—В. Исследование вертикального вращения.—6. Весы.—7. Крутильные весы.—8. Вращающиеся весы.—II. Опыты, основанные на законе площадей.—А. Исследование азимутального вращения.—9. Изотомеограф.—10. Гидравлический опыт.—В. Исследование вертикального вращения.—11. Движение брошенного тела.—12. Свободное падение.—13. Машина Атвуда.—III. Опыты, основанные на законе импульса.—А. Исследование азимутального вращения.—14. Физический маятник.—15. Гироскопический маятник.—В. Исследование общего вращения.—16. Гироскоп.—17. Гироскопический инклинометр.—18. Баригироскоп.—19. Определение гироскопического момента при помощи весов.—С. Исследование вертикального вращения.—20. Гироскопический деклинатор.—Заключение.—21. Годичное обращение земли.—22. Прецессия и нутации.

## В в е д е н и е.

1. Основные понятия. Гелиоцентрическое представление астрономической картины мира, случайно появившееся уже у древних греков, но окончательно установленное только Николаем Коперником и вполне разъясненное кинематически и динамически Иоганном Кеплером и Исааком Ньютоном, объясняет явления движения на небесном своде, как это без сомнения известно теперь всякому сколько-нибудь астрономически образованному человеку, посредством трех собственных движений земли относительно солнца — суточного вращения земли около своей оси, годичного обращения ее вокруг солнца и конического движения земной оси (прецессия). Последнее происходит весьма медленно и, как показывают точные наблюдения, сопровождается крайне сложным рядом очень малых колебаний (нутация). Теперь мы едва-ли можем себе представить, сколь громадные затруднения составляло понимание системы мира Коперника для

<sup>1)</sup> Статья первоначально была напечатана в журнале «Die Naturwissenschaften» (авг. 1921 г.), а в дополненном виде выпущена отдельной книжкой издательством J. Springer'a. С этого издания и сделан настоящий перевод. Ред.

его современников, но мы понимаем тот живой интерес, доходивший почти что до духовного подъема во время опытов с маятником Фуко, который даже и в настоящее время появляется по отношению ко всем непосредственным доказательствам движения земли.

Лорд Кельвин, впрочем, проводит строгое различие между наблюдением и опытом как основанием доказательства. Важнейшими основаниями для системы Коперника являются, конечно, астрономические наблюдения (видимое суточное вращение небесного свода и параллаксы неподвижных звезд, абберация света, прецессия полюса мира); сюда присоединяются как дальнейшие основания многочисленные геофизические наблюдения <sup>1)</sup> (сплюснутость земли, закон Бейс-Балло об отклонении воздушных и морских течений, закон Бэра о более сильном размывании правого берега рек в северном полушарии и левого в южном и, наконец, существование земного магнетизма, поле которого, по предположению А. Эйнштейна <sup>2)</sup>, может быть вполне объяснено как динамическое следствие потока электронов, возникающего при вращении земли).

При большом числе этих наблюдений опыт играет только скромную роль, но все же значительную постольку, поскольку он без помощи астрономии дает нам сведения относительно движения земли путем чрезвычайно остроумного применения законов природы. Число таких опытов гораздо больше, чем обыкновенно думают, и тем более стоит привести их в стройную систему <sup>3)</sup>, ибо наиболее известные из них отнюдь не являются самыми лучшими, а наиболее гениальные менее всего известны. Кроме механических опытов, которыми мы ограничимся, существуют еще некоторые электромагнитные. Из них самый важный — оптический интерференционный опыт А. Майкельсона для доказательства движения земли — получил свое исключительное значение благодаря тому, что привел к отрицательному результату. Отрицательный результат всех немеханических опытов дал повод к установлению принципа относительности. Ввиду важных следствий этого принципа необходимо также выяснить его отношение к механическим опытам.

Здесь следует отметить, что принцип относительности Эйнштейна (в его обобщенном представлении 1915 г.) лишил все доказательства движения земли абсолютной силы, ибо эти доказательства должны опираться на представление абсолютного пространства Ньютона. Мы знаем уже давно, что система Коперника вообще недоказуема, что она находит себе оправдание только в своей исключи-

<sup>1)</sup> Об этом общедоступно излагается в книжке W. Brunner. *Dreht sich die Erde?* Math. physikal. Bibliothek, Leipzig und Berlin. 1915, Bd. 17, S. 46 и след.

<sup>2)</sup> A. Einstein und J. W. de Haas, *Verhandl. d. dtsh. phys. Ges.*, 17, 156, 1915.

<sup>3)</sup> Превосходное краткое изложение принадлежит J. G. Hagen'y. *La rotation de la terre, ses preuves mécaniques anciennes et nouvelles.* Pubblicazioni della Specola Astronomica Vaticana, 2 серия, I. Roma 1912.

тельной простоте, ясности, отсутствии противоречий, и ни в чем другом. Но тогда как раньше нужно было только допустить общепринятые основные законы механики и тяготения, чтобы иметь возможность на основании опытов сделать необходимое заключение о движении земли, по установлении теории относительности становится принципиально допустимым объяснить каждый из этих опытов иначе, чем движением земли, не входя в противоречия и не вводя какого-либо изменения в релятивистические законы природы.

Так, например, вместо вращения земли можно предположить влияние громадных вращающихся далеких масс, как это делал уже Э. Мах<sup>1)</sup> и недавно строго обосновал Тиринг (H. Thirring)<sup>2)</sup>. Следовательно принудительная сила всех доказательств вращения земли вокруг своей оси простирается именно настолько, насколько вероятно субъективное убеждение в отсутствии этих вращающихся далеких масс.

Конечно, ничего нельзя возразить против их существования; их можно просто себе представить как совокупность неподвижных звезд; затруднение заключается единственно в том, что им приписывается необычайно большое вращение. Так как в этом вращении принимали бы участие все звезды, до самых отдаленных глубин пространства, то мы пришли бы к таким скоростям, которые должны превосходить всякие границы. Эту невероятность можно было бы избежать только при допущении, что совокупность неподвижных звезд наполняет только одну конечную замкнутую область бесконечно простирающегося мирового пространства. Но такое допущение, как доказал Эйнштейн<sup>3)</sup>, физически неосновательно.

С точки зрения точной науки решение складывается, как на основании данных опыта, так и в пределах принципа относительности 1915 г., несомненно в пользу вращения земли. Но Эйнштейн в 1917 году признал, что как в ньютоновской, так и в его собственной (неразрывно связанной с принципом относительности) теории тяготения 1915 г. есть принципиальное, трудно устранимое несоответствие, возникающее на почве пространственной бесконечности мира. Этому несоответствия, кажется, нельзя избежать никаким другим способом, как если вместо пространственно бесконечного мира предположить хотя неограниченный, но конечный мир. Такое смелое, однако совершенно неопровержимое с гносеологической точки зрения и едва ли оспоримое с точки зрения астрономической, допущение приводит [здесь это не может быть подробно развито<sup>4)</sup>], к расширению Эйнштейновской теории тяготения 1915 г. и вместе с

<sup>1)</sup> E. Mach. Die Mechanik in ihrer Entwicklung. 2. Kap. 6,5 (4 Aufl. S. 242 f).

<sup>2)</sup> H. Thirring. Phys. Zeitschr. 19, 33. 1918 и 22, 21. 1921, а также A. Koppf, ebenda 22, 24. 1921 и A. Koppf, Naturwissenschaften, 9, 9. 1921.

<sup>3)</sup> A. Einstein. Sitzungsber. d. preuss. Akad. d. Wiss. Berlin, 1917, S. 142.

<sup>4)</sup> См. хотя бы A. Koppf. Grundzüge der Einsteinschen Relativitätstheorie. Leipzig, 1921, S. 165 и 186.

тем вообще к самому строгому и самому последовательному проведению принципа относительности в том смысле, что все без исключения движения теперь должно считать относительными не только кинематически, как до сих пор, но и динамически.

В применении к случаю вращения земли это должно означать следующее: кинематически твердо установленное относительное движение земли и мира неподвижных звезд может быть по прежней теории 1915 г. динамически объяснено только вращением земли, но отнюдь не вращением неподвижных звезд, ввиду неограниченного возрастания их скоростей. Новая теория 1917 г., напротив, может больше не бояться скоростей, так как ее мир конечен. И динамически не представляется больше затруднений доказать, что все земные явления, причиной которых мы считали вращение земли, должны точно так же протекать и в том случае, если бы земля стояла неподвижно, а мир неподвижных звезд вращался; или, другими словами, что силы тяготения, с которыми вращающийся конечный мир неподвижных звезд действует на неподвижную землю, вполне объясняют явления инерции, которые мы со времен Коперника привыкли считать следствием вращения земли. Это обстоятельство неизбежно приводит к выводу, что все опыты, которые должны доказывать вращение земли, теперь с одинаковым правом могут считаться за доказательства вращения неподвижных звезд. Обе кинематически равноправные возможности — вращение земли относительно неподвижных звезд или вращение неподвижных звезд относительно земли — стали теперь равноправными и в динамическом смысле. Вместе с этим они вообще более не отличаются друг от друга и являются гносеологически тождественными; теперь они играют только второстепенную роль двух различных наименований для одного и того же явления — относительного вращения земли и мира неподвижных звезд.

Их можно пожалуй сравнить с терминами „внизу“ и „вверху“. Подобно тому как при чисто физиологическом восприятии мирового пространства мы всегда невольно представляем низ и верх по свободному выбору, никогда не споря о том, что при этом называется „внизу“ и что „вверху“, — так и при описании этого относительного вращения можно пользоваться тем или другим термином, тем или иным определенно выбранным представлением. Это должно ясно вытекать из психологических данных, ибо мы привыкли непосредственно воспринимать только абсолютные движения, но отнюдь не относительное вращение, так что представляемые нами, исключаящие друг друга возможности видимо совершенно совпадают.

С точки зрения теории тяготения 1917 г. оба утверждения — „земля вращается относительно покоящихся неподвижных звезд“ или „неподвижные звезды вращаются относительно покоящейся земли“ — одинаково ложны, а правильно только положение: „земля и мир

неподвижных звезд вращаются относительно друг друга“. Стремиться доказать больше, чем взаимно-относительное вращение, совершенно излишне, потому что это гносеологически и фактически ничего больше не даст, кроме относительного вращения. Напротив, с этой крайней точки зрения ни на одну минуту не будет сомнения в том, которому из этих двух выражений—вращение земли или вращение неподвижных звезд—надо отдать предпочтение при описании самого явления, раз уж нельзя обойтись без какого-нибудь определенного термина. Во всяком случае представить себе, правда, конечный, но все же довольно обширный мир неподвижных звезд покоящимся, а маленькую землю вращающейся,—это не больше, чем дело вкуса; но, подобно тому как в мировом пространстве верх и низ можно не только переменить местами, но и перевернуть любым образом, так и для обозначения относительного вращения существуют не только две, но бесконечное множество равноправных возможностей,—и, может быть, было бы более приемлемым, допустить, что две неравные части, на которые разделяют мир при изложении относительного вращения, а именно маленькая земля и остальной громадный мир, вращаются обратно пропорционально своим величинам, так что мир неподвижных звезд вращается крайне медленно с востока на запад, а земля со скоростью, равной приблизительно скорости суточного вращения,—с запада на восток. Это допущение было бы золотой серединой между довольно горделивым представлением древних, по которому все вращается вокруг земли, и бесконечно скромным воззрением Коперника, по которому земля по отношению к остальной вселенной есть полное ничто, и вместе с тем выражало бы очень хорошо тот факт, что по эйнштейновской теории тяготения весь остальной мир бесспорно должен также испытывать гравитационное действие относительного вращения между ним и землей, хотя и в чрезвычайно слабой степени.

Итак, если разум и приходит теперь практически к решению с той же уверенностью, как и до принципа относительности, то мы должны все же в настоящее время выражаться по крайней мере осторожно. А именно, если мы учтем тот факт, что механические опыты, произведенные до сих пор, относились только к вращению земли, и если мы вместе с тем и в дальнейшем будем обращать наше внимание исключительно на вращение, то при современном состоянии познания природы мы можем сказать только одно: можно вполне доказать, что явления движения земных инертных масс, рассматриваемые относительно неизменно связанной с землей системы отсчета, происходят несколько иначе, чем они должны были бы происходить под влиянием всех известных нам земных сил на основании закона инерции; иначе говоря, эта земная система отсчета не обладает свойствами инерциальной системы (т. е. системы, в которой имеет место закон инерции),

а отличается от последней совершенно определенным образом. Эти отклонения могут быть объяснены с точки зрения релятивистической механики относительным вращением между землей и остальным миром, а с точки зрения классической механики только вращением земли.

Несмотря на принципиальное различие между релятивистической и классической механикой, последняя все же дает для всех земных проблем результаты, численно весьма точно приближающиеся к результатам первой, так что мы, рассмотрев вопрос гносеологически, в дальнейшем можем, не смущаясь, стать на точку зрения классической механики.

В этом смысле мы и будем тогда иметь право говорить прямо о „вращении земли“.

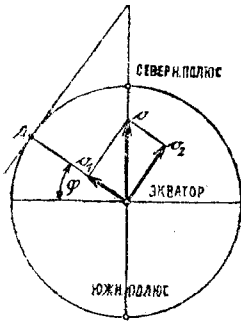


Рис. 1. Азимутальное и вертикальное вращение.

2. Механические основы. Для того, чтобы привести в систематический порядок чрезвычайно большое количество разнообразных опытов, могущих доказать вращение земли, полезно воспользоваться, образно выражаясь, „динамической постройкой с кинематическим подразделением“. Чтобы ближе подойти к этому подразделению, представим скорость вращения земли—причину исследуемого отклонения земной системы отсчета от инерциальной системы—вектором  $\omega$ , проведенным от центра земли по направлению земной оси к северу (рис. 1) длиной

длинною

$$\omega = \frac{2\pi}{86164} \text{ sec}^{-1}$$

(в числителе стоит угол, на который земля поворачивается в течение звездных суток, а в знаменателе — число секунд в звездных сутках).

По известному правилу разложения векторов, можно вращение  $\omega$  разложить на два составляющих вращения  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Первое представляет собою вращение горизонтальной плоскости места наблюдения  $A$  с широтой  $\varphi$  около вертикали с угловой скоростью

$$\omega_1 = \omega \sin \varphi; \dots \dots \dots (1)$$

его мы будем называть азимутальным вращением. Оно исчезает только для мест наблюдения, находящихся на экваторе, и представляет на северном и южном полюсе полное вращение. Второе составляющее вращение вращает горизонталь около оси, проходящей через центр земли параллельно меридиану места наблюдения, с угловой скоростью

$$\omega_2 = \omega \cos \varphi, \dots \dots \dots (2)$$

и называется вертикальным вращением. Оно исчезает только на обоих полюсах и совпадает на экваторе с полным вращением. В большинстве опытов дело идет об исследовании или азимутального или вертикального вращения в отдельности, а уже после этого приходят к кинематическому разделению этих опытов.

Затем вспомним о том, что основной закон динамики — закон импульса (заключающий в себе закон инерции в узком смысле), будучи применен к движению твердого или нетвердого тела, распадается на два закона, из которых первый управляет поступательным движением тела, а второй — его вращением. Первый, так называемый закон движения центра тяжести говорит, что в инерциальной системе центр масс тела (практически то же самое, что и центр тяжести) движется так, как в том случае, если бы в нем была сосредоточена вся масса и на него действовали бы все приложенные к телу силы, которые сообщают ускорение, направленное по их равнодействующей, т. е. равнодействующая сил векторially равна ускорению центра тяжести, умноженному на массу всего тела.

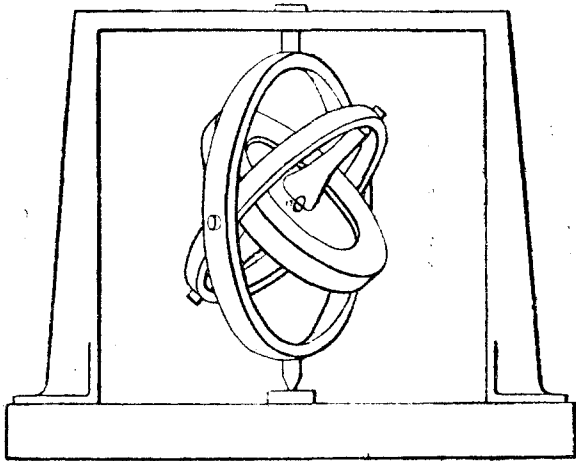


Рис. 2. Тело на кардановом подвесе.

Если равнодействующая равна нулю, то центр тяжести движется равномерно по прямой линии (сюда включается и случай покоя). Эта частная форма закона движения центра тяжести есть закон инерции для поступательного движения тела.

Для вращения тела закон импульса имеет столь же простое выражение, как и для поступательного движения, только в том случае, если вращение происходит около главной оси инерции, и все силы в совокупности обладают также стремлением вращать тело около этой оси. Это, например, бывает в том случае, когда, кроме сил, которые поддерживают ось, действует еще только одна, перпендикулярная к оси вращения и не пересекающая последнюю (действие рукоятки). Тогда вращение ускоряется (положительно или отрицательно) таким образом, что момент этой силы, т. е. произведение из величины силы на ее расстояние от оси вращения (плечо), равен произведению соответствующего момента инерции на угловое ускорение.

В общем случае, когда вращение, как, например, при кардановом подвесе (рис. 2), может совершаться около любой оси, проходящей

через центр подвеса  $\mathcal{D}$  (так назыв. точку опоры), разлагают вектор угловой скорости тела  $\omega$  на три составляющих  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  по трем взаимно перпендикулярным осям, пересекающимся в точке  $\mathcal{D}$  и неизменно связанным с телом, а именно по трем главным осям инерции тела относительно точки  $\mathcal{D}$ .

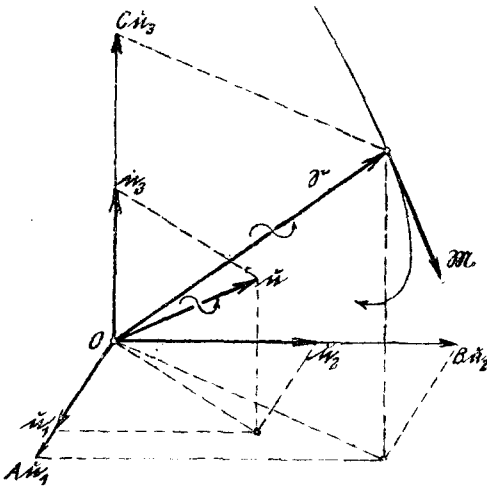


Рис. 3. Связь между векторами  $\omega, \mathcal{S}, \mathcal{M}$  при вращении тела около точки  $O$ .

Пусть  $A, B, C$  будут моменты инерции тела относительно этих трех осей; увеличим составляющие  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  соответственно в отношении  $A:1, B:1, C:1$ , затем сложим полученные таким образом векторы  $A\omega_1, B\omega_2, C\omega_3$  и получим вектор  $\mathcal{S}$ , который мы назовем вектором импульса; он вообще имеет совсем не одинаковое направление с вектором  $\omega$ ,

так как числа  $A, B$  и  $C$  обыкновенно не равны. При этом подразумевается, что как для вектора  $\omega$ , так и для  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  и вообще для всех векторов осевого характера мы определяем направление представляемого вектором вращения по правилу винта с правой резьбой. В частности применим это определение также к моменту данной силы относительно точки  $\mathcal{D}$ . Проведем (рис. 4) через точку  $\mathcal{D}$  и направление силы плоскость  $E$ , тогда момент также, как и сила, изобразится вектором, перпендикулярным к плоскости  $E$  в точке  $O$  и направленным так, что он по отношению к направлению вращения силы образует правый винт. Его длина будет, конечно, равна произведению силы на плечо. Сумма этих векторов-моментов  $\mathcal{M}$  (полученная посредством обыкновенного сложения векторов), определяет теперь вращение  $\omega$  очень наглядным способом, а именно: вектор  $\mathcal{M}$  представляет скорость, с которой движется в пространстве конец вектора  $\mathcal{S}$  (рис. 3). Это положение (вывод которого из закона импульса здесь не может быть приведен), носит название теоремы о моменте количества движения (Schwung-Satz) или закона о вращательном импульсе (Drehimpulssatz).

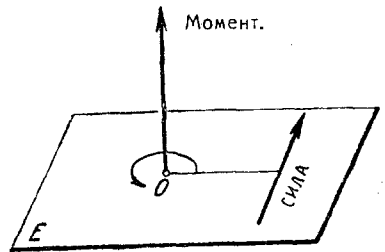


Рис. 4. Вектор момента силы.

Важный частный случай мы имеем также тогда, когда силы дают момент  $\mathcal{M} = 0$ ; тогда импульс-вектор  $\mathcal{S}$  постоянен по направлению и



величине. Можно было бы этот более частный случай назвать законом инерции для вращательного движения тела; вследствие одного наглядного представления, которое он допускает, его называют законом площадей. Движение само по себе может однако при этом быть очень сложным<sup>1)</sup>. Но оно делается опять особенно простым, когда тело с самого начала вращается около главной оси инерции. Тогда при  $\mathcal{M} = 0$  произведение из момента инерции на угловую скорость остается постоянным во время всего движения. Если тело твердое, то это значит что оно в течение долгого времени сохраняет свою скорость вращения; если тело не твердое и если его части могут быть перемещаемы между собой так, что ось вращения не перестает быть главной осью инерции, а главный момент инерции может становиться то менее, то более, то угловая скорость изменяется в обратной мере.

Термин „закон площадей“ происходит от самого простого случая, когда точка массы  $m$ —планета—движется под действием силы, направленной к одному неподвижному центру  $O$ , солнцу. Если не обращать внимания на вращение, то движение планеты состоит в обращении вокруг солнца, и вектор  $u$  этого вращения с абсолютной величиной  $u$ , проведенный из солнца, перпендикулярен  $\mathcal{M}$  прямой, соединяющей планету с солнцем. Если  $r$ —расстояние планеты от солнца, а  $mr^2$ —ее момент инерции относительно оси вектора  $u$ , то импульс-вектор  $\mathcal{S}$  имеет величину

$$S = mr^2 u, \dots \dots \dots (3)$$

и направлен одинаково с  $u$ .

Так как движущая сила притяжения по отношению к оси вращения не имеет момента, то вектор  $\mathcal{S}$  неподвижен в пространстве, а это прямо говорит, что также  $\mathcal{M}$  и  $u$  остается неподвижным, т. е. что планета движется все время в одной плоскости. Напишем далее вместо (3)

$$\frac{1}{2} r^2 u = \frac{1}{2} \frac{S}{m};$$

тогда в левой части будет площадь, описываемая радиусом-вектором  $r$  в единицу времени (взятую достаточно малой). Так как при  $\mathcal{M} = 0$  значение  $S$  также не изменяется, то движение планеты происходит с постоянной секториальной скоростью  $\frac{1}{2} r^2 u$  (второй закон Кеплера).

В более общем случае вращения вокруг любой оси, при  $\mathcal{M} = 0$ , закон о постоянстве секториальных скоростей имеет место для проекции движения на любую неподвижную плоскость; он имеет также место для проекции движения на неподвижную плоскость и тогда, когда вектор  $\mathcal{M}$  хотя и не равен нулю, но все время остается параллельным этой неподвижной плоскости.

Переходя от частного к общему, мы получаем теперь следующую динамическую схему:

Закон инерции	Закон площадей
Закон движения центра тяжести	Закон импульса.

Если мы оставим в стороне закон инерции (в более тесном смысле), так как практически невозможно совершенно изолировать тело от влия-

<sup>1)</sup> См. R. Grammel. Der Kreisel. Braunschweig 1920, § 1 и след.

ния всех сил, то нам остаются для приведения в систему наших опытов три других закона. И теперь речь идет о том, чтобы показать различия, которые происходят, если применять эти законы один раз к непринимавшей участия во вращении инерциальной системе (тогда они объясняют обыкновенные движения тел), другой раз к земной системе отсчета, тогда они нам говорят, какие движения можно было бы наблюдать, если бы земля не вращалась. Для проверки этих различий принципиально годятся все механические явления; их выбор зависит только от требуемой точности наблюдения, которая благодаря малым эффектам должна быть достаточно велика.

Для практического вычисления гораздо удобнее законы движения центра тяжести и закон площадей применять также в их интегральной форме, в которой они гласят, что приращение кинетической энергии равно работе произведенной силами (закон энергии). При этом кинетическая энергия твердого тела складывается из кинетической энергии поступательного движения  $\frac{1}{2} m v^2$  ( $v$  — скорость центра тяжести) и кинетической энергии вращательного движения  $\frac{1}{2} (A \omega_1^2 + B \omega_2^2 + C \omega_3^2)$ . Если речь идет только о тяжести как о двигательной силе, то произведенную ею работу называют также потерей потенциальной энергии, и тогда закон энергии кратко выражается так: сумма кинетической и потенциальной энергии постоянна.

## 1. Опыты на основании закона движения центра тяжести.

### А. Исследование азимутального вращения.

3. Движение тела, брошенного горизонтально. Закон движения центра тяжести определяет сам по себе движение тела вполне только тогда, когда тело не имеет заметного объема и поэтому не обладает вращением от импульса, получаемого вследствие вращения земли. В действительности достаточно взять по возможности малое тело с возможно большим удельным весом и устранить всякое вращение тела. Если такая „материальная точка“ будет брошена с места наблюдения  $A$  так, что она должна остаться почти в горизонтальной плоскости, не будучи однако связанной с земной системой отсчета горизонтальными силами (трением и т. д.), то ее горизонтальная проекция должна была бы описать прямую линию в том случае, если бы земная система была инерциальной. Азимутальное вращение  $\omega_1$  земной системы отсчета выражается сообразно с этим кажущимся вращением —  $\omega_1$  луча, идущего от  $A$  к мгновенной горизонтальной проекции брошенной точки по отношению к инерциальной системе. Это должно проявиться в отклонении выстрела от земной траектории в северном полушарии вправо а в южном влево, именно на величину  $\omega_1 = \omega \sin \varphi$  в секунду, независимо от угла вылета и направления. Отклонение в наших широтах

должно дать ошибку свыше 2 mt. при средней скорости полета снаряда в 600 mt/sec., если цель находится на расстоянии 5 kmt.

Вообще отклонение от цели  $z$  при горизонтальной слагающей средней скорости полета снаряда  $v$  и при удалении цели  $a$  определяется формулой.

$$z = \frac{a^2}{v} \omega \sin \varphi$$

Многочисленные попытки исследовать эту ошибку не привели к положительному результату, потому что отклонение в сильной степени зависит от других влияний <sup>1)</sup>. Эти влияния происходят от сопротивления воздуха, которое быстро возрастает с увеличением скорости. Чтобы их ослабить, нужно брать по возможности медленные движения.

4. Плоский математический маятник. Есть простое средство поддерживать совершенно закономерно такие медленные, почти горизонтальные движения, а именно математический маятник большой длины  $l$  и, в сравнении с ней, малой амплитудой  $a$ . Движение такого маятника, выведенного из положения покоя строго центральным горизонтальным толчком, отличалось бы от движения снаряда, кроме значительно меньшей скорости, только тем, что он всегда притягивался бы к своей точке равновесия силой, которая, при малых амплитудах, пропорциональна углу отклонения. Эта сила лежит всегда в плоскости качания, поэтому она влияет только так, что заставляет маятник все время двигаться в обратную сторону не изменяя пространственного положения плоскости качания. Так как, по предположению, высота маятника над горизонтальной плоскостью должна быть совсем незначительна, то это явление, как показывает строгое исследование, почти совершенно не зависит от вертикального вращения  $\omega_2$ , а вместе с тем здесь должно также обнаружиться азимутальное вращение  $\omega_1$  через кажущееся вращение —  $\omega_1$  плоскости качания маятника. Кажущееся вращение происходит в северном полушарии в направлении *NOSW*, а в южном — обратном направлении; на экваторе оно совсем не происходит.

Величина кажущегося вращения, измеренная по окружности горизонтального круга  $K$ , радиуса  $a$  в точке  $A$ , будет равна  $2\pi a \sin \varphi$  в 24 часа. Это есть, как легко можно вычислить, разность в длине двух земных, параллельных кругов при чем один проходит через центр, другой — через северную или южную точку круга  $K$ .

Но практически совершенно невозможно сообщить маятнику толчек достаточно точно-центральный. Поэтому, когда на самом деле производят этот опыт, пускают маятник всегда из его крайнего положения  $B$  так, что он не обладает никакой начальной скоростью относительно земли. Итак, маятнику сообщают сразу всю вращатель-

<sup>1)</sup> Ср. C. C r a n z. Encykl., d. Math. Wiss, Bd. 4, Teilband 3, S. 224.

ную скорость земли, и ясно, что его движение будет протекать на самом деле иначе, чем идеальное движение при центральном толчке, и что и без оценки измененного таким образом отклонения от идеального движения эти опыты совершенно не имели бы значения.

Поскольку при малых амплитудах, которыми мы хотим ограничиться, вопрос совершенно не касается вертикального вращения  $\omega_2$ , мы можем пока считать за инерциальную систему горизонтальную плоскость, соединенную с землей в точке  $A$ , которая не участвует в азимутальном вращении  $\omega_1$  (на рис. 5 мы уже основывались на этом предположении). В этой инерциальной системе маятник при его пускании обладает скоростью

$$v_0 = a\omega_1, \dots \dots \dots (4)$$

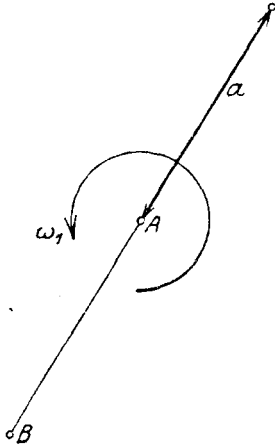


Рис. 5. Горизонтальная проекция траектории маятника отклоненного центральным ударом в точке  $A$  в инерциальной системе.

касательной к окружности  $K$  в направлении  $\omega_1$ . Итак, с точки зрения инерциальной системы, мы вообще не имеем дела с плоским маятником, а с так назыв. сферическим, т.-е. с таким, масса которого не колеблется уже в одной плоскости, а может перемещаться по сфере радиуса  $l$  с центром в точке привеса.

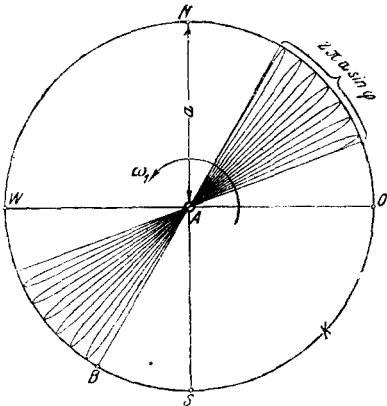


Рис. 6. Та же горизонтальная проекция в земной системе.

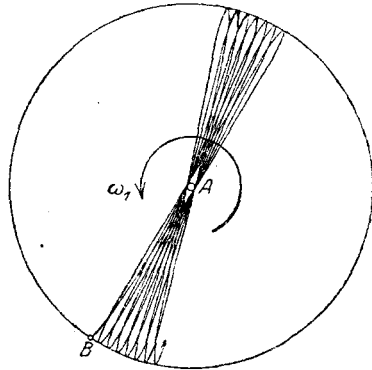


Рис. 7. Горизонтальная проекция маятника, пущенного из точки  $B$  относительно покоящейся земли, в инерциальной системе.

Имея достаточно легко осуществимый маятник на нити, можно убедиться в том, что горизонтальная проекция качающегося маятника представится теперь не в виде прямой линии (как на рис. 5), а как эллипс, при чем самый эллипс, при более точном наблюдении, обнару-

жит медленное вращение в направлении толчка (рис. 7); теория показывает, что вращение со скоростью  $\omega$  происходит в направлении  $\omega_1$  с угловой скоростью

$$\omega' = \frac{1}{3} \omega_1 \left( \frac{a}{l} \right)^2 \dots (5)$$

так что кажущееся вращение траектории качания маятника, наблюдаемое с земли (рис. 8) теперь неравно —  $\omega_1$ , а будет:  $-\omega_1 + \omega'$ , или, вследствие (1) и (5)

$$-\omega \sin \varphi \left[ 1 - \frac{1}{3} \left( \frac{a}{l} \right)^2 \right] (6)$$

Поправочный член  $\frac{1}{3} \left( \frac{a}{l} \right)^2$  должен приниматься во внимание при всех количественных опытах. Чтобы его по возможности уменьшить, делают или длину маятника  $l$  (большинство экспериментаторов) очень большой, или как Камерлинг-Оннес (Kammerlingh-Onnes), амплитуду  $a$  очень малой (срав. § 14).

При вычислении поправочного члена мы можем сразу пользоваться приближениями. Для этой цели мы определим положение маятника в инерциальной системе сферическими координатами  $\vartheta$  и  $\varphi$ , при чем (рис. 9)  $\vartheta$  будет отклонение стержня маятника и  $\varphi$  — азимут его горизонтальной проекции относительно начального положения  $AB$ , считая положительное направление по вращению земли. Тогда скорость маятника сложится из радиальной, составляющей  $l \dot{\vartheta}$  (точки наверху означают производные по времени), и азимутальной  $l \sin \vartheta \dot{\varphi}$ ; первая относится к качанию маятника, вторая — к движению его по эллипсу и вращению эллипса. В положении  $\vartheta$  маятник обладает относительно своего положения покоя потенциальной энергией

$$mgl (1 - \cos \vartheta).$$

Уравнение энергии, по разделении на  $\frac{1}{2} ml^2$  будет:

$$\dot{\vartheta}^2 + \sin^2 \vartheta \cdot \dot{\varphi}^2 + 2c^2 (1 - \cos \vartheta) = h, \dots (8)$$

при чем

$$c^2 = \frac{g}{l},$$

а  $h$  — постоянная, которую мы определим после.

Далее горизонтальная проекция  $l$  имеет секториальную скорость  $\frac{1}{2} l^2 \sin^2 \vartheta \cdot \dot{\varphi}$  откуда, по зак. площ., имеем

$$\sin^2 \vartheta \cdot \dot{\varphi} = k, \dots (9)$$

где  $k$  также постоянная.

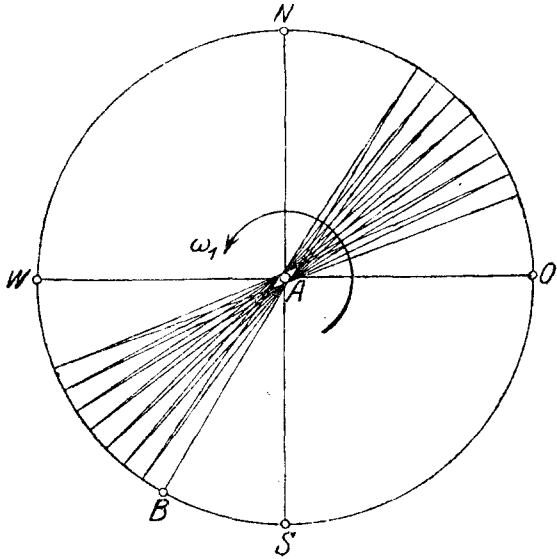


Рис. 8. Та же горизонтальная проекция с земной системы.

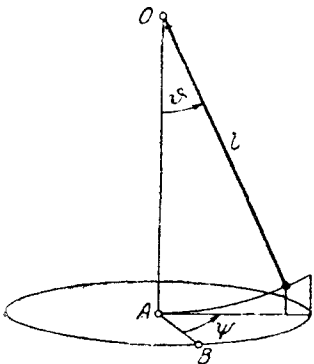


Рис. 9. Сферич. маятник.

Исключая  $\phi$  из (8) при помощи (9) и заменив, в первом приближении,  $\sin \theta$  через  $\theta$  и  $1 - \cos^2 \theta$  через  $\frac{1}{3} \theta^2$ , получим уравнение энергии в виде

$$\dot{\theta}^2 + \frac{k^2}{\theta^2} + c^2 \theta^2 = h \dots \dots \dots (10)$$

Теперь мы считаем известным тот факт, что маятник качается взад и вперед между малой внешней угловой амплитудой  $\theta_1 = \frac{a}{l}$  и еще значительно меньшей внутренней  $\theta_2 = \frac{b}{l}$ , где  $b$  — радиус малой окружности, которой горизонтальная проекция касается вблизи точки покоя  $A$ . Так как во внешнем и во внутреннем положениях маятника скорость  $\dot{\theta}$  равна нулю, то на основании (10) получим

$$\begin{aligned} \dot{\theta}_1^2 + c^2 \theta_1^2 &= h \\ \dot{\theta}_2^2 + c^2 \theta_2^2 &= h, \end{aligned}$$

откуда  $h$  и  $k^2$  выразятся посредством  $\theta_1$  и  $\theta_2$  в виде

$$\begin{aligned} h &= c^2 (\theta_1^2 + \theta_2^2) \\ k &= \pm c \theta_1 \theta_2. \end{aligned}$$

При помощи этих значений уравнение энергии (10) по извлечении квадратного корня получит вид

$$\dot{\theta} = \pm \frac{c}{\theta} \sqrt{(\theta_1^2 - \theta^2)(\theta^2 - \theta_2^2)}; \dots \dots \dots (11)$$

при этом надо взять положительный или отрицательный знак, смотря по тому, возрастает ли  $\theta$  от  $\theta_2$  до  $\theta_1$  или убывает от  $\theta_1$  до  $\theta_2$ .

Возвратимся еще раз к закону площадей. Если мы там подставим значение  $k$  и выберем знак так, чтобы  $\phi$  было положительным, и вместо  $\sin^2 \theta$  возьмем приближенное значение  $\theta^2 - \frac{\theta^4}{3}$ , то получим вместо (9),

$$\theta^2 \left(1 - \frac{\theta^2}{3}\right) \dot{\phi} = c \theta_1 \theta_2 \dots \dots \dots (12)$$

от деления уравнений (11) и (12) и полагая

$$\frac{1}{\theta \left(1 - \frac{\theta^2}{3}\right)} \approx \frac{1}{\theta} \left(1 + \frac{\theta^2}{3}\right) = \frac{1}{\theta} + \frac{\theta}{3},$$

получим

$$d\phi = \pm \theta_1 \theta_2 \left(\frac{1}{\theta} + \frac{\theta}{3}\right) \frac{d\theta}{\sqrt{(\theta_1^2 - \theta^2)(\theta^2 - \theta_2^2)}}.$$

Интегрируя по  $\theta$  в пределах от  $\theta_2$  до  $\theta_1$ , получим в левой стороне четвертую часть полного азимута для целого колебания, в то время как правая часть будет

$$\frac{\pi}{2} \left(1 + \frac{\theta_1 \theta_2}{3}\right).$$

Таким образом получается

$$\Psi = 2\pi \left(1 + \frac{\theta_1 \theta_2}{3}\right).$$

Избыток величины  $\Psi$  сверх  $2\pi$ , очевидно, дает вращение  $\Delta\Psi$  эллипса в продолжение целого колебания. Если  $t_0$  период, то угловая скорость, с которой эллипс медленно вращается, будет

$$\omega' = \frac{\Delta\Psi}{t_0} = \frac{2\pi}{3} \frac{b_1 b_2}{t_0} = \frac{2\pi}{3} \frac{ab}{t_0^2} \dots \dots \dots (13)$$

Чтобы проверить вполне совпадение этого значения с (5), стр. 347, мы должны вспомнить о том, что малая амплитуда колебания эллипса  $b$  происходит от скорости  $v_0$  (4), которая сообщается маятнику от вращения земли  $\omega_1$ ; но если наблюдать качание в направлении большой полуоси эллипса  $a$ , то кажется, что маятник качается просто, как плоский, с амплитудой  $b$  и максимальной скоростью  $v_0$ , перпендикулярно к большой оси эллипса. При этом величины  $b$  и  $v_0$  связаны с периодом колебания  $t_0$ ,—как при каждом гармоническом колебании,—соотношением

$$v_0 t_0 = 2\pi b,$$

которое вследствие (4) переходит в

$$\frac{2\pi b}{t_0} = \omega_1 a,$$

откуда, на основании (13), прямо получается наше искомое уравнение (5) <sup>4</sup>).

Что касается истории опыта, то общеизвестно, что после долгих приготовлений Фуко <sup>2</sup>) произвел его в январе 1851 г. с полным успехом в Париже на маятнике длиной в 67 mt. с продолжительностью качания в 16 sec. Известно также, что этот опыт почти в годичный срок совершил свое триумфальное шествие по всей земле, при чем вращение земли получилось в некоторых случаях с ошибкой до  $\frac{1}{2}\%$ , (следовательно, величина суток—с точностью почти до 7 min), а при одном опыте, поставленном в Кельне <sup>3</sup>),—даже до  $\frac{1}{6}\%$ . Менее известен тот факт, что опыт с некоторыми количественно удовлетворительными результатами <sup>4</sup>) был произведен уже в 1661 г. Вивiani во Флоренции и в 1833 г. Бартолини в Римини, о чем Фуко во всяком случае не знал. Как о курьезе, можно еще упомянуть, что Калиш установил в Бармене обыкновенные часы с маятником, которые могли вращаться на вертикальных стальных остриях, и мог отчетливо наблюдать видимое вращение часов, при чем количественный результат по числу с ошибкой в  $10\%$ .

5. Математический конический маятник. Доказательная сила опыта Фуко уменьшается, несмотря на его известность, тем, что ему недостает свойства обратимости, которое только одно делает возможным надежное устранение всех систематических ошибок, т.е. этот опыт невозможно обратить таким образом, чтобы все системати-

<sup>1</sup>) В зависимости от степени точности приближенного вычисления в литературе встречается вместо фактора  $\frac{1}{3} = \frac{8}{24}$  также факторы  $\frac{7}{24}$  и  $\frac{9}{24}$ ; см. также Tisserand. Bull. Sciences Math. 1881.

<sup>2</sup>) L. Foucault. Recueil des travaux scientifiques, изд. С. М. Garriell и J. Bertrand. Paris 1878, стр. 378. (Comptes rendus 32, 135. 1851.)

<sup>3</sup>) C. Garthe. Foucaults Versuch usw. Köln. 1852.

<sup>4</sup>) См. J. G. Hagen, loc. cit, стр. 8.

ческие ошибки вошли с обратным знаком. Этот недостаток, кажется, первым заметил Бравэ [A. Bravais<sup>1)</sup>]. Вскоре после Фуко, уже в мае 1851 г., Бравэ предпринял новый хорошо удавшийся опыт, сообщая маятнику не плоские, а конусообразные качания таким образом, что масса маятника должна была описывать горизонтальный круг, один раз в одном направлении, а в другом опыте—в противоположном направлении. В зависимости от направления вращения получились при этом различные периоды оборота. А именно, если  $\varepsilon_0$  есть истинная угловая скорость конического маятника относительно инерциальной системы,  $\varepsilon_1$ —его кажущаяся угловая скорость относительно земной системы в направлении *NOSW*, а  $\varepsilon_2$ —та же скорость, но для направления *NWSO*,—то:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 &= \varepsilon_0 + \omega_1 \\ \varepsilon_2 &= \varepsilon_0 - \omega_1 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (14)$$

и, следовательно, на основании (1), стр. 340

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = 2\omega_1 = 2\omega \sin \varphi \dots \dots \dots (15)$$

Разность  $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$  Бравэ нашел, сообщая маятнику в 10 mt. длины возможно точное движение по круглому конусу посредством горизонтально вращающегося рычага, и определяя относительные периоды оборота посредством визирования через нить маятника на неподвижную относительно земли прямую, совпадающую с положением равновесия.

Для еще более точных измерений Бравэ применил два маятника, подвешенные один за другим в направлении визирования, которые различались по длине на  $\frac{1}{100}$  и, следовательно, по периоду оборота на  $\frac{1}{200}$ . Для сокращения введем легко понятное обозначение.

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon'_1 &= \varepsilon'_0 + \omega_1 \\ \varepsilon'_2 &= \varepsilon'_0 - \omega_1 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (16)$$

Тогда из (14) и (16) следует

$$(\varepsilon'_1 - \varepsilon_2) - (\varepsilon'_2 - \varepsilon_1) = 4\omega_1 = 4\omega \sin \varphi \dots \dots \dots (17)$$

Первый опыт, при котором более короткий маятник вращался по направлению *NOSW*, а более длинный—по направлению *NWSO*, дал, посредством наблюдения совпадения обоих маятников и вычисления колебаний между двумя совпадениями, первую из разностей левой части (17), а второй опыт, с противоположным направлением оборотов,—вторую.

Принимая еще в расчет поправки, которые обуславливаются отклонениями траекторий маятника от точной формы окружности (эта форма устанавливается постепенно), Бравэ нашел значение  $\omega$  с одним маятником с точностью до 3,8%, а с двумя — почти до 1%.

<sup>1)</sup> A. Bravais. Comptes rendus 32, 166. 1851 и 33, 195. 1851.



сли, несмотря на это, его опыт, в противоположность опытам Фуко, известен гораздо меньше, и никогда больше не повторялся, то это можно объяснить тем, что наблюдения расхождений времени у маятника Бравэ дают меньшее впечатление, чем наблюдения пространственных отклонений при опыте Фуко, — и вообще, опыт Фуко действует на людей гораздо более непосредственно и убедительно, чем столь же ценный в научном отношении опыт Бравэ. Впрочем следует отметить, что опыты Фуко и Бравэ являются только последними в целом ряду возможных опытов над качаниями сферического математического маятника (см. § 14).

### Б. Исследование вертикального вращения.

6. Весы. Полное исследование вращения земли  $\omega$  без астрономических наблюдений, которые были бы необходимы для определения географической широты  $\varphi$ , требует, строго говоря, также и определения вертикального вращения места наблюдения  $\omega_2 = \omega \cos \varphi$ . Для этого неоднократно пытались применить явление инерции вращающегося тела, которое обычно называют центробежной силой.

Все земные тела подвержены центробежной силе, происходящей от вращения земли  $\omega$ . Вертикальное вращение  $\omega_2$  в частности имеет следствием то обстоятельство, что вес тела, находящегося в покое на поверхности земли, несколько меньше, чем тот, который получается вследствие одного притяжения земли. Можно было бы сейчас же сделать заключение относительно величины  $\omega_2$ , если бы мы были в состоянии разделить притяжение земли и центробежную силу; но этого нельзя выполнить непосредственно при помощи весов, ибо они указывают всегда только разность обеих сил. Тем не менее, если подняться с телом на высоту  $h$  над поверхностью земли, то изменится как центробежная сила, так и притяжение земли. Так как это изменение происходит по различным законам, то требуемое разделение обеих составных частей можно осуществить посредством нового взвешивания, после чего легко можно вычислить значение  $\omega_2$ . Само собой разумеется, что при обоих взвешиваниях гири должны находиться на одной и той же высоте; поэтому весы нужно установить на высоте  $h$ , а тело взвешивать один раз на самой чашке весов, а другой раз, привязав его к чашке весов посредством тарированной нити длиной  $h$ .

Если  $m$  — масса тела,  $g$  — ускорение силы тяжести у поверхности земли и  $R$  — радиус земли, то центробежная сила (точнее, ее вертикальная составляющая) у поверхности земли будет иметь значение  $mR\omega_2^2$ . Определяемый вес будет при этом

$$G = mg - mR\omega_2^2.$$

На высоте  $h$  над поверхностью земли определяемый вес выразится, — если принять во внимание, что уменьшение тяжести пропорционально квадрату расстояния

от центра земли, а увеличение центробежной силы пропорционально первой степени этого расстояния,—то:

$$G = mg \frac{R^2}{(R+h)^2} = m(R+h)\omega_2^2.$$

Полагая с достаточной точностью

$$\frac{R^2}{(R+h)^2} \cong 1 - \frac{2h}{R},$$

посредством вычитания получим

$$G - G' = \frac{2mgh}{R} + mh\omega_2^2,$$

тогда

$$\frac{G - G'}{G} = \frac{h}{R} \cdot \frac{2g + R\omega_2^2}{g - R\omega_2^2} \dots \dots \dots (18)$$

Если путем взвешивания найдена величина

$$\frac{R}{h} \cdot \frac{G - G'}{G} = A,$$

то из (18) получим

$$\omega_2^2 = \frac{g}{R} \frac{A - 2}{A + 1} \dots \dots \dots (19)$$

Правда, несмотря на некоторые попытки, до сих пор не удалось провести взвешивания с такой точностью, чтобы можно было считать исследование вертикального вращения посредством этого способа выполненным.

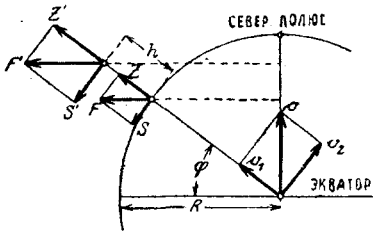


Рис. 10. Вертикальные и горизонтальные компоненты центробежной силы земли на различных высотах.

7. Крутильные весы. Несколько большего успеха можно ожидать если изменить этот опыт таким образом, что вместо простых весов воспользоваться крутильными весами. Применение крутильных весов, принимая во внимание их необыкновенную чувствительность, основано на том, что вследствие присоединения азимутального вращения  $\omega_1$ ,

направление центробежной силы на самом деле не вертикально, а параллельно плоскости земного экватора (рис. 10). Мы уже говорили относительно вертикальных компонентов  $Z$  и  $Z'$  центробежной силы; но при этом имеются еще южные компоненты  $S$  и  $S'$ , разность  $\Delta S$  которых, как сила горизонтальная, должна хорошо определяться посредством крутильных весов.

Центробежная сила имеет на поверхности земли величину

$$F = mR \cos \varphi \cdot \omega^2,$$

а на высоте  $h$  над землей

$$F' = m(R+h) \cos \varphi \cdot \omega^2.$$

Ее южные компоненты

$$S = mR\omega^2 \cos \varphi \sin \varphi = mR\omega_1\omega_2,$$

$$S' = m(R+h)\omega^2 \cos \varphi \sin \varphi = m(R+h)\omega_1\omega_2$$

имеют разность

$$\Delta S = mh\omega^2 \cos \varphi \sin \varphi = mh\omega_1\omega_2 \dots \dots \dots (20)$$

Соответствующий опыт, кажется, был уже произведен в 1832 году Хенглером<sup>1)</sup>; он был повторен в 1910 году Хагеном<sup>2)</sup> с лучшим результатом, но все же без удовлетворительной точности. Но он имел, по крайней мере, значение в том отношении, что несомненно показал ожидаемое отклонение крутильных весов. Если весы, которые у Хагена состояли из бифилярно привешенного блока с горизонтальной осью, установлены с востока на запад (ось блока с юга на север), и если в начале восточная масса висит ниже западной, то коль скоро западная масса будет опущена вниз, а восточная поднята кверху, весы должны отклониться в направлении *NOSE*.

8. Вращающиеся весы. Как с простыми, так и с вращающимися весами опыты необыкновенно затруднены тем обстоятельством, что в том и другом случае должны быть измерены эффекты величины порядка  $\omega^2$ . Это происходит от того, что в произведении  $R\omega^2$ , которое входит в величину центробежной силы, до сих пор изменялся только первый фактор. Но вместо этого можно первый фактор сделать постоянным, а изменить второй, и, именно, таким образом, что просто придавать испытываемому телу горизонтальную скорость  $v$  по направлению на восток или на запад. В первом случае, так сказать, увеличивают вертикальную скорость  $\omega_z$ , во втором ее на столько же уменьшают, так что масса  $m$  испытываемого тела подвергается в первом случае увеличенной, во втором—уменьшенной центробежной силе, и, таким образом, вес ее соответственно уменьшается или увеличивается.

А именно, вертикальный компонент центробежной силы во время движения будет

$$mR\left(\omega_z \pm \frac{v}{R}\right)^2.$$

Раскрывая скобки и отбрасывая при этом  $v^2$ , как очень малое по сравнению с  $R^2\omega_z^2$  (квадрат окружной скорости вращения земли) для не очень высоких географических широт, получим величину потери или приращения в весе

$$\Delta G = \mp 2mv\omega_z = \mp 2mv\omega \cos \varphi, \dots \dots \dots (21)$$

что дает для тела весом в 1 kg. при скорости в 1 m/sec в наших широтах уже около  $\mp 10$  mgr.

На эти различия в весе указывал Этвеш (R. Eötvös) по поводу произведенных Геккером (Hecker) на море измерений тяжести (1901—1908 г.г.). По предложению Этвеша<sup>3)</sup> производить этот опыт в лаборатории лучше всего при помощи коромысла весов, несущего на концах массы равной величины, которое может качаться около горизонтальной оси. Если посадить на штатив коромысла шкив (рис. 11) и равномерно вращать его около вертикальной оси, то

<sup>1)</sup> Hengler. Dingers polyt. Journ. 43, 81. 1832.

<sup>2)</sup> J. G. Hagen, loc. cit., стр. 151.

<sup>3)</sup> R. Eötvös. Ann. d. Physik (4) 59, 743. 1919. Ср. также. D. Peкар. Naturwissenschaften, 7, 389. 1919.

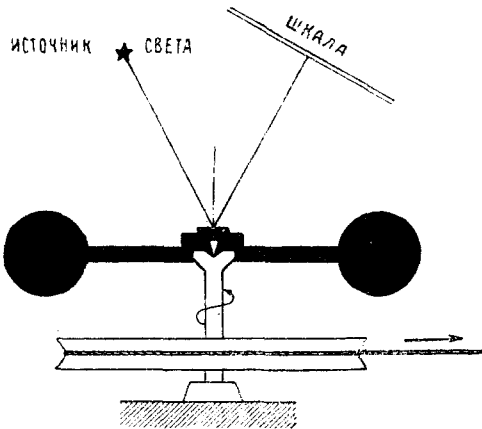


Рис. 11. Расположение опыта Этвеша.

массы двигаются попеременно на восток и на запад; их веса пульсируют в ритм вращения и производят колебания коромысла около горизонтальной оси. Эти колебания будут самыми большими и лучше всего доступными для наблюдения тогда, когда они придут в резонанс с собственными колебаниями коромысла. Этвеш, который произвел такой демонстрационный опыт в 1917 г., также показал, каким образом при этом можно сравнительно простыми средствами произвести измерения высокой точности.

Кроме того, заметим, что все опыты этой группы (§§ 6, 7 и 8) обладают свойством обратимости.

## II. Опыты, основанные на законе площадей.

### А. Доказательство азимутального вращения.

9. Изотомеограф. 1851 г. известен не только опытами над маятником Фуко и Бравэ. В этом же году Пуансо<sup>1)</sup> предложил применить закон площадей для доказательства азимутального вращения. Пуансо исходит из того, что находящееся в покое относительно системы, связанной с землей, тело, главная ось инерции которого вертикальна, а момент инерции относительно этой оси равен  $A$ , получает вследствие азимутального вращения  $\omega$ , импульс  $A\omega$ , (ср. Введ., стр. 342), вертикальный вектор которого не изменяет ни своей величины, ни своего направления относительно земной системы при условии, если вращающий момент  $\mathcal{M}$  относительно вертикальной оси равен нулю. Для достижения этого достаточно подвесить тело так, чтобы не было ни трения, ни кручения. Если от действия одних внутренних сил в теле происходят перемещения масс, вследствие чего момент инерции получает новое значение  $A'$ , то и скорость вращения должна измениться так, чтобы импульс не изменил своего значения, т.-е.

$$A'\omega_1 = A\omega,$$

ибо внутренние силы, по закону действия и противодействия, попарно уничтожаются и поэтому не дают никакого момента. После переме-

<sup>1)</sup> L. Poinsot. Comptes rendus 32, 206. 1851 г.; см. также Tesson, там же, стр. 504.

щения масс наступает уменьшение или увеличение фактической угловой скорости в таком размере, в каком при этом соответственно увеличился или уменьшился момент инерции, и таким образом происходит кажущееся азимутальное вращение тела относительно системы земли с угловой скоростью

$$\varepsilon = \omega'_1 - \omega_1 = \omega_1 \left( \frac{A}{A'} - 1 \right), \dots \dots \dots (22),$$

которую будем считать положительной в направлении *NWSO*.

Опыт был произведен с большим успехом в 1910 и 1911 г.г. и с удесятенной точностью в 1919 г. Хагеном<sup>1)</sup> таким образом: горизонтальная балка (рис. 12) была подвешена посредством бифиляра и снабжена подвижными придаточными массами, которые могли передвигаться совершенно симметрично относительно середины балки в обе стороны.

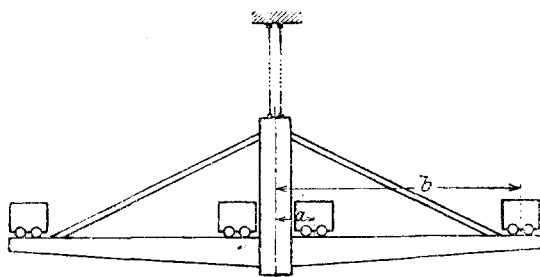


Рис. 12. Изотомеограф Хагена.

Пусть *m* означает сумму этих придаточных масс, *a*—наименьшее и *b*—наибольшее расстояние их от вертикальной средней оси балки; пусть вначале балка находится в покое относительно земли, при чем придаточные массы занимают ближайшее положение относительно оси балки; тогда

$$A = A_0 + a^2m, \quad A' = A_0 + b^2m,$$

где *A*<sub>0</sub> — момент инерции самой балки. После перемещения масс на концы балки должно появиться в первое мгновение вращение в направлении *NOSW*, угловая скорость которого, на основании (22), будет

$$\varepsilon_1 = \frac{(b^2 - a^2)m}{A_0 + b^2m} \omega_1 \dots \dots \dots (23)$$

На это вращение, конечно, сейчас же начнет оказывать влияние тормозящий момент подвеса, который дает повод к возникновению горизонтальных крутильных колебаний балки; начальная угловая скорость *E*<sub>1</sub> получится тогда известным способом из амплитуды, периода колебаний и логарифмического декремента. Точно так же если придаточные массы в то время, как балка была в состоянии покоя, находились на концах балки, то передвижение масс к ее оси вызовет вращение с угловой скоростью

$$\varepsilon_2 = \frac{(b^2 - a^2)m}{A_0 + a^2m} \omega_1 \dots \dots \dots (24)$$

в направлении *NWSO*. Эта скорость будет больше, чем  $\varepsilon_1$ , так как *a* < *b*.

Хаген, по предложению Стефанос (C. Stephanos), назвал свой аппарат изотомеограф (от греч. ἴσος = равный, τμήσις = площадь сектора (ср. 2-й закон Кеплера, стр. 343) и изменил его еще в том отно-

<sup>1)</sup> J. G. Hagen, loc. cit., стр. 135 также 2 прибавление, стр. 9 и Zeitschrift f Instr.-Kunde 40, 65. 1920.

шении (рис. 13). что вместо балки взял вертикально подвешенную раму (b), в которой находятся три четырехугольника, сделанные из алюминиевых трубок и могущие вращаться около горизонтальной оси

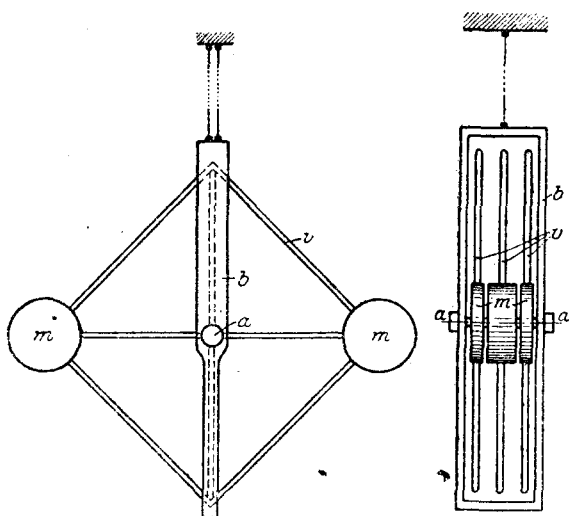


Рис. 13. Вторая форма изогеографа Хагена.  
Вид спереди и сбоку.

вертикальной оси аппарата, или на горизонтальной оси, перпендикулярной к оси вращения четырехугольников.

Большая точность, которой в конце концов достиг Хаген ( $\omega_1$  получилась с точностью до третьего десятичного знака), весьма существенно зависела от того обстоятельства, что эти опыты обладают ценным свойством обратимости, как это видно из формул (23) и (24).

10. Гидравлический опыт. Если применить закон площадей к потокам жидкости, как это впервые сделали Перо (Perrot)<sup>1)</sup> и Комб (Combes)<sup>2)</sup> в 1859 г., то получится интересное видоизменение только что изложенного опыта. Опыт был выполнен с некоторыми количественными результатами О. Тумлирцем (O. Tumlriz)<sup>3)</sup> в 1908 г. таким образом, что вода втекала в пространство, заключенное между двумя горизонтальными круглыми стеклянными пластинками в строго радиальном направлении, и стекала в центре.

Когда окрашенные соответствующим способом струйки сделались видимыми, то они обнаружили заметную спиральную структуру

<sup>1)</sup> Perrot. Comptes rendus 49, 637. 1859.

<sup>2)</sup> Combes. Ebenda, стр. 775.

<sup>3)</sup> O. Tumlriz. Sitzungsber. Wien, 117. 1908; Math. Naturw. kl., 2 Abt., стр. 819.

(a); (на чертеже I три четырехугольника покрывают друг друга, а на черт. II находятся рядом). Придаточные массы (m) помещены на противоположных углах каждого четырехугольника так, что на переднем и заднем четырехугольниках находится  $\frac{1}{4} m$ , а на среднем  $\frac{1}{2} m$ . Передний и задний четырехугольники поворачивались на  $90^\circ$  в одну сторону, а средний—на  $90^\circ$  в другую, так что перед вращением все массы находились или на вер-

(фиг. 14) вместо чисто радиальной, которую они должны были бы обнаружить в инерциальной системе.

Действительно, каждое жидкое кольцо, в тот момент, когда все его частицы одновременно снаружи попадают в область между пластинками, имеет, вследствие азимутального вращения  $\omega_1$ , известный импульс, который оно стремится неизменно сохранить. В той же мере, в какой кольцо стягивается и этим уменьшает свой момент инерции, должна увеличиться его угловая скорость вращения в направлении  $\omega_1$ , откуда непосредственно следует спиральное течение окрашенных струек.

Легко также получить вид спиральных кривых. Пусть  $a$ —радиус пластинки; рассмотрим только одно жидкое кольцо с массой  $dm$  с того момента, когда оно с моментом инерции  $a^2 dm$  вступает в область между пластинками с угловой скоростью  $\omega_1$ , до того момента, пока оно не сожмется до радиуса  $r$  и будет иметь момент инерции  $r^2 dm$  и угловую скорость  $\omega_1'$ . Обозначим его угловую скорость вращения  $\lambda$  относительно земной системы через  $\frac{d\lambda}{dt}$ :

тогда, на основан (22), стр. 355 будем иметь

$$\frac{d\lambda}{dt} = \omega_1 \left( \frac{a^2}{r^2} - 1 \right) \dots \dots \dots (25).$$

Если принять в соображение, что количество жидкости, протекающее в единицу времени через поверхность соосного (коаксиального) с пластинками цилиндра радиуса  $r$

при радиальной скорости  $\frac{dr}{dt}$  и расстоянии между пластинками  $b$  равно

$$2\pi r b \frac{dr}{dt},$$

и что оно должно быть, вследствие непрерывности, одним и тем же для всех значений  $r$ , то можно положить

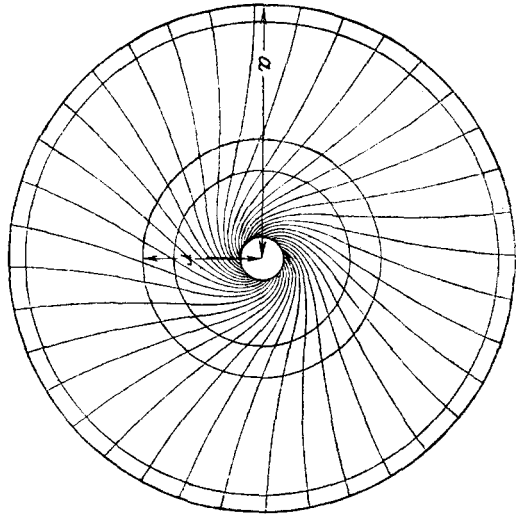
$$\frac{dr}{dt} = \frac{c}{r}, \dots \dots \dots (26)$$

где  $c$  — постоянная, которую легко определить. Разделив друг на друга уравнения (25) и (26), получим дифференциальное уравнение линий тока в виде:

$$\frac{d\lambda}{dr} = \frac{\omega_1}{c} \left( \frac{a^2}{r} - r \right),$$

интеграл которого

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{\omega_1}{c} \left( a^2 \ln r - \frac{r^2}{2} \right) \dots \dots \dots (27)$$



Фиг. 14. Горизонтальный радиальный поток под действием вращения земли

дает в полярных координатах  $(r, \gamma)$  уравнение семейства спиральных кривых, которые наблюдал Тумлирц ( $\gamma_0$  есть параметр, соответствующий данной кривой семейства).

До сих пор не удавалось произвести опыта, вполне удовлетворительно в количественном отношении, так же, как и не удавалось обращение опыта, т.е. радиальный поток из середины наружу с противоположным, но меньшим эффектом.

### В. Доказательство вертикального вращения.

11. Движение брошенного тела. Чтобы доказать при помощи теоремы площадей вертикальное вращение  $\omega_2$ , нужно, в первую очередь, воспользоваться движениями в вертикальной плоскости  $E$ , перпендикулярной к плоскости меридиана места наблюдения  $A$ , а следовательно и к вектору  $v_2$  (ср. рис. 1, стр. 340). Представим себе, например, два тела, брошенные в пу-

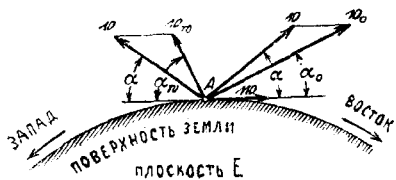


Рис. 15. Кажущиеся и истинные направления вылета при восточном и западном выстрелах.

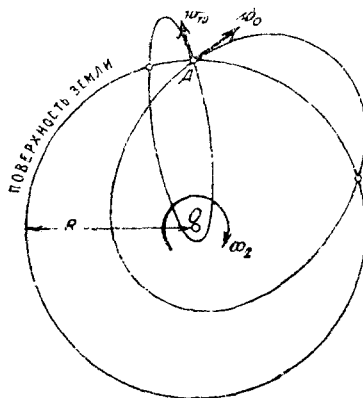


Рис. 16. Траектории полетов при восточном и западном выстрелах.

стоте с равными начальными скоростями  $v$  при одинаковых углах возвышения  $\alpha$ , одно на восток, а другое на запад (рис. 15); тогда к вектору  $v$  нужно приложить, по правилу сложения векторов, вектор скорости места наблюдения  $v_2$ , направленный на восток. Абсолютное значение  $w$  есть

$$w = R\omega_2 = R\omega \cos \varphi,$$

где  $R$ —радиус земли. Если  $\alpha$  не равно нулю, то истинный угол возвышения  $\alpha_0$  для тела, брошенного на восток, будет, очевидно, меньше, чем тот же угол  $\alpha_w$  для тела, брошенного на запад; при этом истинная начальная скорость  $v_0$  восточного будет больше, чем та же скорость  $v_w$  для западного. Тела описывают дуги эллипсов Кеплера, один фокус которых есть центр земли  $O$  (рис. 16 — продолжение рис. 15 в той же плоскости чертежа). Ясно, что эти эллипсы должны быть совершенно различны и что наименьшие расстояния их от центра земли весьма различны. Тем не менее, оба движения происходят различно также и для земного наблюдателя. Точное вычисление<sup>1)</sup> показало бы

<sup>1)</sup> См. S. D. Poisson. Journ. de l'Ecole Polyt. 16, 1838, тетрадь 26.



что для большего угла возвышения дальность полета для тела, брошенного на восток, была бы несколько меньше, чем для тела, брошенного на запад, а при малом угле возвышения — действие совершенно обратное. Разница настолько незначительна, что в действительности она совершенно пропадает, вследствие неравномерности сопротивления воздуха и неточности бросания. По крайней мере, неоднократно повторенные опыты над выстрелами, даже при углах возвышения в  $90^\circ$ , не обнаружили ни малейшего эффекта. Можно, однако, с достаточной вероятностью предположить, что эффект получился бы, если бы (сравни §§ 3 и 4) опыты были произведены с весьма незначительными скоростями, но до сих пор это не было сделано.

Хотя сопротивление воздуха, как уже было упомянуто, сильно влияет на траекторию, тем не менее, дальность полета, по крайней мере, для обоих крайних случаев (для горизонтального направления на восток и на запад и для вертикального направления вверх) может быть вычислена, не принимая во внимание сопротивления воздуха. Результат, конечно, имеет значение не более, как в качественном отношении.

Предположим сначала, что тело брошено горизонтально на высоте  $h$  над поверхностью земли со скоростью  $v$  на восток или на запад. Тогда его истинная скорость относительно покоящейся в центре земли инерциальной системы будет

$$\left. \begin{aligned} v_0 &= v + w = v + (R + h)\omega_2 \\ v_{x1} &= v - w = v - (R + h)\omega_2 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (28),$$

при чем положительное направление считается соответственно на восток и на запад.

Двойная секторная скорость радиуса-вектора, проведенного от центра земли к брошенному на восток телу, имеет значение  $(R + h)v_0$ , но затем, когда тело упадет до высоты  $z$ , будет  $(R + z)^2 \dot{\psi}$ , если  $\psi$  есть угол между начальным радиусом-вектором и радиусом-вектором для высоты  $z$ . По закону площадей, т.-е. по 2 закону Кеплера, имеем

$$(R + h)v_0 = (R + z)^2 \dot{\psi}.$$

Принимая во внимание, что  $h$  и  $z$  должны быть очень малы по сравнению с  $R$ , так что их квадратами и произведениями можно пренебречь, получим

$$\dot{\psi} = v_0 \frac{R + h}{(R + z)^2} \approx \frac{v_0}{R} \left(1 + \frac{h}{R}\right) \left(1 - \frac{2z}{R}\right) \approx \frac{v_0}{R} \left(1 + \frac{h}{R} - \frac{2z}{R}\right);$$

после интегриции по всему времени полета  $t_0$ , угол, описанный радиусом-вектором, выразится

$$\psi_0 = \frac{v_0 t_0}{R} \left(1 + \frac{h}{R}\right) - \frac{2v_0}{R^2} \int_0^{t_0} z dt.$$

В пределах точности, с которой мы здесь вычисляем, можно воспользоваться для вертикальной проекции движения, обыкновенными формулами падения, т.-е. без сопротивления воздуха

$$z = h - \frac{1}{2} g t^2$$

$$h = \frac{1}{2} g t_0^2,$$

так что интеграл

$$\int_0^{t_0} z dt = ht_0 - \frac{1}{6} gt_0^3 - \frac{2}{3} ht_0.$$

Таким образом получается

$$\zeta_0 = \frac{vt_0}{R} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{h}{R}\right),$$

или вследствие (28)

$$\zeta_0 = \frac{vt_0}{R} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{h}{R}\right) + \omega_2 t_0 \left(1 + \frac{h}{R}\right) \left(1 - \frac{1}{3} \frac{h}{R}\right) \approx \frac{vt_0}{R} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{h}{R}\right) + \omega_2 t_0 \left(1 + \frac{2}{3} \frac{h}{R}\right).$$

и то же самое получим для тела, брошенного на запад, полагая в первом приближении, что  $t_w = t_0$ , а именно,

$$\zeta_w \approx \frac{vt_0}{R} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{h}{R}\right) - \omega_2 t_0 \left(1 + \frac{2}{3} \frac{h}{R}\right).$$

В конце концов, приняв во внимание, что точка вылета, вследствие вращения земли, переместится на восток на расстояние  $R\omega_2 t_0$ , получим окончательно для дальности восточного или западного полета выражения:

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= R\zeta_0 - R\omega_2 t_0 = vt_0 \left(1 - \frac{1}{3} \frac{h}{R}\right) + \frac{2}{3} \omega_2 ht_0 \\ x_w &= R\zeta_w + R\omega_2 t_0 = vt_0 \left(1 - \frac{1}{3} \frac{h}{R}\right) - \frac{2}{3} \omega_2 ht_0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (29)$$

Итак, дальность восточного полета, при угле возвышения равном нулю и одинаковых начальных скоростях, будет фактически несколько больше, чем западного.

Пусть затем тело будет брошено вертикально вверх. В этом случае закон площадей дает

$$R^2 \omega_2 = (R + z)^2 \dot{\zeta}_1,$$

откуда

$$\dot{\zeta} = \omega_2 \frac{R}{(R + z)^2} \approx \omega_2 \left(1 - \frac{2z}{R}\right);$$

угол, описанный радиусом-вектором в течение всего времени падения до возвращения на землю  $t_1$ , будет

$$\zeta_1 = \omega_2 t_1 - \frac{2\omega_2}{R} \int_0^{t_1} z dt.$$

Здесь также применимы с достаточной точностью формулы падения с начальной скоростью  $v$ ,—

$$x = vt - \frac{1}{2} gt^2$$

$$t_1 = \frac{2v}{g}$$

$$h = \frac{1}{8} gt_1^2,$$

так что, после короткого вычисления, получим

$$\zeta_1 = \omega_2 t_1 - \frac{4}{3} \frac{\omega_2 ht_1}{R}.$$

Отсюда следует, что точка падения будет отставать от точки вылета на запад на величину

$$x_1 = R\omega_2 t_1 - R^2 \omega_2^2 t_1 = \frac{4}{3} \omega_2 h t_1 \dots \dots \dots (30)$$

12. Свободное падение. В противоположность отвесному бросанию вверх, свободное падение вниз дает восточное отклонение, на которое уже указывал Ньютон, и которое при одинаковой высоте, если не учитывать сопротивления воздуха, вчетверо меньше требуемого теорией (и только что вычисленного) западного отклонения при отвесном бросании вверх.

Восточное отклонение точки отвесной линии получается из первой формулы (29), если положить начальную скорость  $v = 0$ , а именно

$$x_0 = \frac{2}{3} \omega_2 h t_0 \dots \dots \dots (31),$$

как уже было найдено Лапласом <sup>1)</sup>. Это отклонение действительно равно четвертой части  $x_1$  (30), ибо  $t_0 = \frac{1}{2} t_1$ .

Восточное отклонение растет при одной и той же высоте падения вместе с временем падения, так что оно, благодаря сопротивлению воздуха, которое должно увеличивать время падения, возрастает. Для теории не представляет никакого существенного затруднения учесть влияние сопротивления воздуха. Однако выполненные уже многочисленные опыты таковы, что не стоит делать более точного вычисления. Во время всех этих опытов получались отклонения во всех направлениях гораздо более ожидаемых; только среднее значение обыкновенно соответствовало по направлению и приблизительно по величине теоретическому значению. Мы укажем опыты <sup>2)</sup> Гульельмини (Guglielmini) в Болонье (1790/92), Бенценберга (Benzenberg) в Гамбурге (1802), Шлебюша (Schlebusch) (1804), Рейха (Reich) в Фрейберге (1831), Холля (Hall) в Кембридже (Массачусетс) (1902) и Фламариона в Париже (1903). Если при каждом ряде опытов мы будем наносить точки падения на картон, то увидим картину, похожую, как удачно заметил Хаген на мишень (ср. рис. 17, стр. 362), в которую стреляли стрелки различного качества. Вероятность того, что одна из пуль попадет восточнее вертикальной линии, при самых лучших опытах, получается только 2:3. При таких обстоятельствах едва ли можно было бы говорить о том, что опыты над свободным падением могут служить неоспоримым доказательством вращения земли.

<sup>1)</sup> P. S. de Laplace, Mécanique céleste, 1805, стр. 300.

<sup>2)</sup> Относительно литературы по этому вопросу см. Encykl. d. Math. Wiss., 4, Nr. 1 II, Heft 1: Ph. Furtwängler, Die Mechanik der einfachsten physikalischen Apparate, стр. 6 и 50.

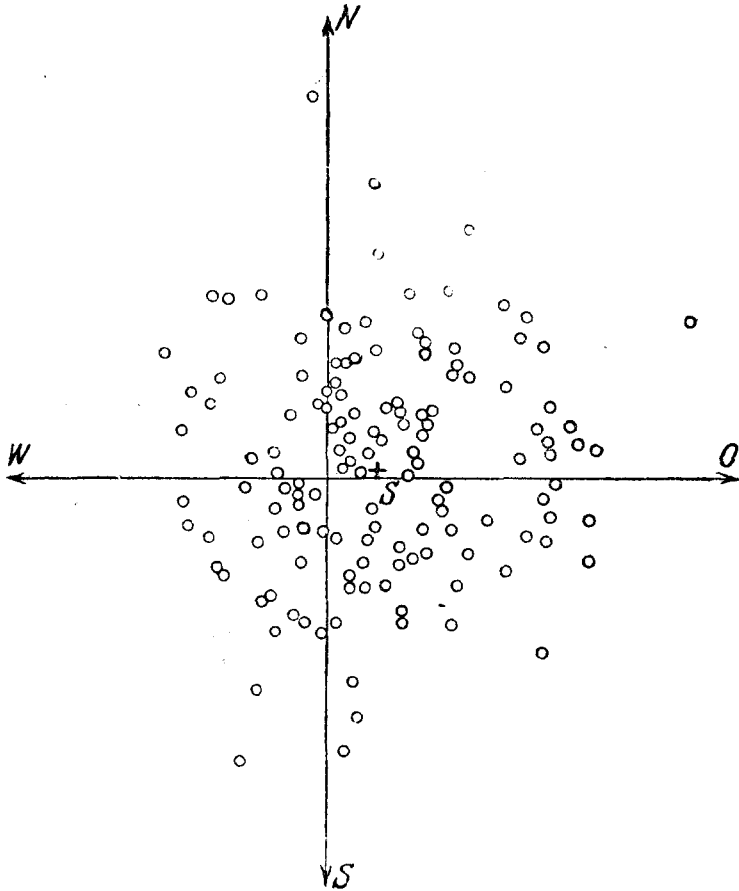


Рис. 17. Точки падения при опыте Фламмариона с их центром тяжести  $S$  в натуральную величину.

Экспериментальные затруднения <sup>1)</sup> (точное определение точки отвеса, изолирование падающего тела от побочных влияний) слишком велики, чтобы можно было думать о точном количественном определении отклонения; при высоте падения 80 mt. оно имеет величину около 1 см. Впрочем, сравнение опытов Холля высота падения (23 mt., средняя ошибка 3,3%) и Фламмариона высота падения (68 mt., средние ошибки 22%) указывает на то, что можно добиться лучших результатов только при небольших высотах падения.

13. Машина Атвуда. Для того, чтобы достигнуть хорошо измеряемого эффекта при небольших высотах падения, нужно увеличить время падения, так как согласно теории восточное отклонение пропорционально произведению высоты падения и времени падения (ср. форм. (31), стр. 361). Это дало Хагену <sup>2)</sup>, весьма счастливую мысль

<sup>1)</sup> Об этом см. уже указанную книгу В. Бруннера, стр. 18 и след.

<sup>2)</sup> I. G. Hagen. loc. cit. 2 прибавл., стр. 29; кратко Verhandl. d. Ges. dtsh. Naturf. u. Aertze, 83. Vers. zu Münster 1912. 2 Teil, 1 Hälfte, стр. 37.

применить машину Атвуда, которая, как известно, дает возможность ускорение падения  $g = 9,81 \frac{\text{mt.}}{\text{s.c.}^2}$  уменьшить до сколь угодно малого значения  $g'$ . Масса, повешенная на нити, падает вниз; нить проходит через блок и на другом конце нагружена тяжестью, которая и производит замедление падения. Хаген произвел свои опыты в Ватикане в 1912 г.; они дали при высоте падения 23 м. и ускорении, приблизительно равном  $\frac{1}{25} g$ , восточное отклонение около 0,9 мм. в полном согласии с теорией при точности до 10%. Благодаря этому, затруднения в опытах над свободным падением могли бы считаться преодоленными.

Для вычисления восточного отклонения сначала представим себе, что тело падает свободно вниз. Будем придерживаться прежних обозначений (стр. 359) с той только разницей, что теперь  $z$  должно обозначать не расстояние от земли, но пройденную высоту; тогда закон площадей дает

$$(R + h)^2 \omega_2 = (R + h + z)^2 \dot{\omega}_2;$$

откуда

$$\dot{\omega}_2 = \omega_2 \frac{(R + h)^2}{(R + h + z)^2} \approx \omega_2 \left(1 + \frac{2z}{R + h}\right) \approx \omega_2 \left(1 + \frac{2z}{R}\right),$$

и таким образом получается достаточно точно восточное ускорение

$$R \ddot{\omega}_2 = 2\omega_2 \dot{z} \dots \dots \dots (32)$$

Чтобы применить эту формулу к несободному падению на машине Атвуда, мы, конечно, должны прежде всего ввести для скорости падения  $z'$  не скорость свободного падения  $gt$ , но  $g't$ , и, во-вторых, еще добавить величину, которую получим, принимая во внимание, что натяжение нити, вследствие восточного отклонения, имеет компонент, направленный на запад. Этому компоненту, по основному закону динамики, соответствует такой же компонент ускорения, который мы должны вычислить и затем вычесть из правой части (32).

Пусть  $x$  будет обозначать восточное отклонение массы  $m$ , после того, как она совершила падение с высоты  $z$ ,  $\vartheta$  — угол восточного отклонения нити в этот момент,  $S$  — натяжение нити; тогда этот добавочный компонент ускорения будет равен

$$\frac{S}{m} \sin \vartheta.$$

Принимая во внимание малость угла  $\vartheta$ , мы можем положить

$$\sin \vartheta \approx \frac{x}{z}.$$

Далее натяжение нити будет

$$S = m(g - g'),$$

так как вес  $mg$  падающей массы, уменьшенный на натяжение нити  $S$ , должен быть равен эффективной силе падения  $mg'$ .

Таким образом искомый западный компонент ускорения будет

$$(g - g') \frac{x}{z}.$$

Вычтем его из правой части (32) и введем еще

$$z = \frac{1}{2} g' t^2;$$

обозначив найденное истинное восточное ускорение вместо  $R\ddot{\phi}$  через  $\ddot{x}$ , получим вместо (32)

$$\ddot{x} = 2\omega_2 g' t - 2 \frac{g-g'}{g'} \cdot \frac{x}{t^2}$$

Это дифференциальное уравнение несвободного падения легко проинтегрировать. Интеграл, взятый при начальных условиях, — при  $t=0$ ,  $\dot{x}=0$  и  $x=0$ , — после соответствующих вычислений, получится в виде

$$x = \frac{g'^2}{2g'+g} \omega_2 t^3.$$

Полное отклонение на восток поэтому будет

$$x_0 = \frac{g'^2 t_0^3}{2g'+g} \omega_2.$$

Так как

$$h = \frac{1}{2} g' t_0^2,$$

то можно также написать

$$x_0 = \frac{2g'}{2g'+g} \omega_2 h t_0 \dots \dots \dots (33)$$

и сравнить результат с соответствующим отклонением (31) при свободном падении, при котором  $g'$  должно снова перейти в  $g$ .

Нужно было бы к этому еще прибавить, что точная теория дает при падении тела также и южное отклонение, но оно является величиной порядка  $\omega^2$  и, таким образом, слишком незначительна для того, чтобы можно было надеяться ее обнаружить.

Опыт с машиной Атвуда допускает то же самое изменение, которое приводит от изотомеографа к опыту Тумлирца (ср. § 10). Вертикальную трубу наполняют жидкостью, помещают поплавок точно в середине поверхности жидкости и тотчас же открывают маленький кран на дне трубы; тогда поплавок медленно опускается вместе с поверхностью жидкости, и надо ожидать, что поплавок будет отклонен на восток. Опыт был произведен Мэллердом (Maillard)<sup>1)</sup> в 1908 г. с весьма сомнительным результатом.

### III. Опыты, основанные на законе импульса (момента количества движения).

#### А. Исследование азимутального вращения:

14. Физический маятник. В одном из писем к А. Гумбольдту в 1853 г. К. Ф. Гаусс<sup>2)</sup> указывает на то, что опыт с маятником, произведенный Фуко, можно применить к физическому

<sup>1)</sup> L. Maillard, Comptes rendus 147, 524. 1908.

<sup>2)</sup> Briefe zwischen A. v. Humboldt und C. F. Gauss., Leipzig 1877, стр. 66.

маятнику с соответственно малыми размерами. Гаусс представлял себе маятник, повешенный на кардановом подвесе таким образом, что он мог качаться во все стороны. Моменты инерции его относительно горизонтальных осей, проходящих через точку привеса (центр карданова подвеса), должны иметь равную величину  $B$ ; момент инерции относительно вертикальной оси равен  $A$ . При рассмотрении маятника Фуко, можно вполне пренебрегать величиной  $A$  по сравнению с  $B$ ; при физическом же маятнике этого, как указал Гаусс, делать уже нельзя. Вследствие азимутального вращения  $\omega_1$ , маятник получает небольшой добавочный импульс  $A\omega_1$ , вектор которого направлен по вертикальной оси маятника вверх. Действие такого добавочного импульса можно ясно наблюдать на гироскопическом маятнике, т.-е. на физическом маятнике, шар которого заменен тором, которому может быть сообщено собственное вращение вокруг оси маятника (рис. 18).

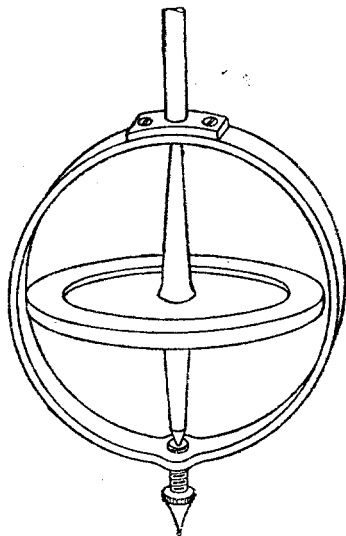


Рис. 18. Гироскопический маятник.

На таком гироскопическом маятнике прекрасно видно, что плоскость качания не неподвижна в пространстве, как это бывает у обыкновенного физического маятника, но тотчас же начинает быстро вращаться вокруг вертикальной линии, если только тор имеет заметное собственное вращение. Этому собственному вращению соответствует упомянутый добавочный импульс. Не совсем элементарная теория, основанная на законе импульса, показывает, что (впрочем это и непосредственно довольно ясно) угловая скорость, с которой вращается плоскость качаний, пропорциональна добавочному импульсу  $A\omega_1$  и обратно пропорциональна  $B$ , и имеет точное значение  $A\omega_1/2B$ , так что кажущееся вращательное движение, данное формулой (6) стр. 347 должно быть снабжено теоретической поправкой, которая измеряется очень малой в действительности дробью  $A/2B$ . Другими словами, кажущееся вращение плоскости маятника имеет не просто угловую скорость  $\omega_1$ , но (если мы частное  $\frac{a}{l}$ , так называемую угловую амплитуду, обозначим  $\theta_1$ )

$$-\omega_1 \left[ 1 - \frac{1}{3}\theta_1^2 - \frac{A}{2B} \right] \dots \dots \dots (34).$$

Два последних члена в скобках дают окончательную поправку, именно, во-первых, влияние, которое сообщает маятнику вращение земли при начале движения (ср. стр. 346), а во-вторых, влияние инерции его собственной массы.

Чтобы вычислить последний поправочный член, представим себе (рис. 19) плоскость  $E$ , неизменно связанную с маятником таким образом, что она будет перпендикулярна к так называемой оси маятника, т. е. к прямой, проходящей через точку привеса  $O$  и через центр тяжести маятника  $S$ .

Прямую наибольшего ската на плоскости  $E$  назовем поперечной осью, а горизонтальную прямую на плоскости  $E$  — узловой линией (название заимствовано из астрономии). Отклонение маятника от его положения покоя измеряется углом  $\vartheta$ ; тогда скорость  $\dot{\vartheta}$  будет изображаться вектором, направленным по узловой линии. Если как уже нам известно, маятник не испытывает плоских колебаний, а плоскость качаний его медленно вращается около вертикальной оси, то вместе с ней вращается также и плоскость  $E$ ; получающееся при этом горизонтальное вращение угловой линией будем измерять углом  $\psi$ , тогда скорость этого вращения  $\dot{\psi}$  изобразится вектором, который направлен по вертикали с положительным направлением вниз, так что положительное направление вращения будет  $NOSW$ . Как мы уже знаем при производстве опыта, маятник начиная движение из своего крайнего положения  $\vartheta_1$ , имеет азимутальную скорость  $\omega_1$ , которая, при наших обозначениях, должна считаться отрицательной.

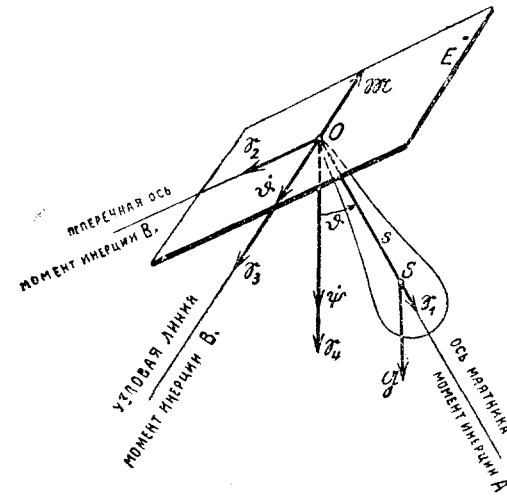


Рис. 19. К теории маятника Гаусса.

Прямую наибольшего ската на плоскости  $E$  назовем поперечной осью, а горизонтальную прямую на плоскости  $E$  — узловой линией (название заимствовано из астрономии). Отклонение маятника от его положения покоя измеряется углом  $\vartheta$ ; тогда скорость  $\dot{\vartheta}$  будет изображаться вектором, направленным по узловой линии. Если как уже нам известно, маятник не испытывает плоских колебаний, а плоскость качаний его медленно вращается около вертикальной оси, то вместе с ней вращается также и плоскость  $E$ ; получающееся при этом горизонтальное вращение угловой линией будем измерять углом  $\psi$ , тогда скорость этого вращения  $\dot{\psi}$  изобразится вектором, который направлен по вертикали с положительным направлением вниз, так что положительное направление вращения будет  $NOSW$ . Как мы уже знаем при производстве опыта, маятник начиная движение из своего крайнего положения  $\vartheta_1$ , имеет азимутальную скорость  $\omega_1$ , которая, при наших обозначениях, должна считаться отрицательной.

Эта начальная скорость  $\omega_1$  дает на оси маятника компонент  $\omega_1 \cos \vartheta_1$ , а на поперечной оси —  $\omega_1 \sin \vartheta_1$ ; на узловой линии компонент равен нулю. Все три оси, по нашему предположению, суть главные оси инерции; компоненты импульса по этим осям мы получим из выше указанных компонентов вращения, посредством умножения их на соответствующие главные моменты инерции (ср. стр. 342). Начальные компоненты сообщенного маятнику импульса при этом будут (см. рис. 19).

$$\mathfrak{S}_1^0 = A \omega_1 \cos \vartheta_1,$$

$$\mathfrak{S}_2^0 = B \omega_1 \sin \vartheta_1$$

$$\mathfrak{S}_3^0 = 0,$$

а начальный компонент импульса по вертикали будет

$$\mathfrak{S}_4^0 = \mathfrak{S}_1^0 \cos \vartheta_1 + \mathfrak{S}_2^0 \sin \vartheta_1 = \omega_1 (A \cos^2 \vartheta_1 + B \sin^2 \vartheta_1).$$

Момент  $\mathfrak{M}$  силы тяжести  $\mathfrak{G}$  есть вектор, который лежит в узловой линии и остается всегда горизонтальным, и вместе с тем перпендикулярным к оси маятника. Так как, по закону импульса (см. стр. 342) вектор  $\mathfrak{M}$  дает направление, в котором движется конец импульс-вектора, то в нашем случае этот конец движется все время горизонтально и вместе с тем перпендикулярно к оси маятника. Это значит, что компоненты  $\mathfrak{S}_1$  и  $\mathfrak{S}_4$  импульса по оси маятника и вертикальной оси не изменяются в продолжении всего движения, так что все время

$$\mathfrak{S}_1 = A \omega_1 \cos \vartheta_1 \dots \dots \dots (35)$$

$$\mathfrak{S}_4 = \omega_1 (A \cos^2 \vartheta_1 + B \sin^2 \vartheta_1) \dots \dots \dots (36)$$



также и тогда, когда отклонение  $\vartheta_1$  уменьшится до любого другого значения  $\vartheta$ . Компонент импульса по поперечной оси  $\mathfrak{S}_2$ , конечно, будет изменяться. Вообще (рис. 19)

$$\mathfrak{S}_4 = \mathfrak{S}_1 \cos \vartheta + \mathfrak{S}_2 \sin \vartheta,$$

откуда, если принять во внимание (35) и (36), следует

$$\mathfrak{S}_2 = \omega_1 \frac{A \cos \vartheta_1 (\cos \vartheta_1 - \cos \vartheta) + B \sin^2 \vartheta_1}{\sin \vartheta} \dots \dots \dots (37)$$

Движение маятника складается, во-первых, из колебательного движения со скоростью  $\dot{\vartheta}$ , которая не дает компонента на поперечную ось, и, во-вторых, из вращения со скоростью  $\dot{\psi}$ , которая имеет на поперечной оси слагающую  $\dot{\psi} \sin \vartheta$  и, в третьих, из возможного собственного вращения тела маятника вокруг своей оси, не дающего компонентов поперечной оси. Мы можем выразить компонент импульса на поперечную ось еще в следующей форме.

$$\mathfrak{S}_2 = B \dot{\psi} \sin \vartheta \dots \dots \dots (38)$$

формулы (37) и (38) дают

$$B \dot{\psi} = \omega_1 \frac{A \cos \vartheta_1 (\cos \vartheta_1 - \cos \vartheta) + B \sin^2 \vartheta_1}{\sin^2 \vartheta} \dots \dots \dots (39)$$

С этого момента мы будем вести вычисления с приближением, которое возможно только при малых углах отклонения; заменим ряд величин

следующими:

$$\begin{array}{ccccccc} \cos \vartheta_1 & ; & \cos \vartheta_1 - \cos \vartheta & ; & \sin^2 \vartheta_1 & ; & \sin^2 \vartheta \\ \vdots & & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ 1 & ; & \frac{1}{2} (\vartheta^2 - \vartheta_1^2) & ; & \vartheta_1^2 & ; & \vartheta^2. \end{array}$$

Для сокращения введем еще число

$$k = \frac{2B - A}{A}, \dots \dots \dots (40)$$

которое на самом деле всегда положительно и достаточно велико; тогда из (35) получим наше первое основное уравнение в виде

$$B \dot{\psi} = \frac{A \omega_1 \vartheta^2 + k \vartheta_1^2}{2 \vartheta^2} \dots \dots \dots (41)$$

Применим теперь закон сохранения энергии. Пусть  $s$  — расстояние центра тяжести маятника от точки привеса, тогда потенциальная энергия, считая от положения покоя  $\vartheta = 0$  до любого положения  $\vartheta$  равно  $sG(1 - \cos \vartheta_1)$ . С другой стороны, кинетическая энергия состоит из трех частей, которые мы легко можем вычислить. С этой целью мы поместим на одной таблице компоненты угловых скоростей на все три оси, при чем мы должны иметь в виду, что, так как компонент импульса  $\mathfrak{S}_1$  не изменяется, то соответствующий компонент вращения (на самом деле сумма вышеназванного собственного вращения и компонента  $\dot{\psi} \cos \vartheta_1$ , который получается от проектирования вертикального вектора  $\dot{\psi}$  на ось маятника) всегда имеет начальное значение  $\omega_1 \cos \vartheta_1$

Компоненты вращения.	Для любого $\vartheta$	Для $\vartheta = \vartheta_1$
Ось маятника . . . . .	$\omega_1 \cos \vartheta_1$	$\omega_1 \cos \vartheta_1$
Поперечная ось . . . . .	$\dot{\psi} \sin \vartheta$	$\omega_1 \sin \vartheta_1$
Узловая линия . . . . .	$\dot{\vartheta}$ .	0.

Из них образуются соответствующие части кинетической энергии посредством возведения в квадрат и умножения на половины соответствующих моментов инерции (ср. введ. стр. 344). Закон сохранения энергии выражает тот факт, что (двойная) сумма кинетической и потенциальной энергии для любого положения должна быть равна той же сумме для крайнего положения:

$$B \dot{\vartheta}^2 \sin^2 \vartheta + B \vartheta^2 + 2sG(1 - \cos \vartheta) = B \omega_1^2 \sin^2 \vartheta_1 + 2sG(1 - \cos \vartheta_1).$$

Преобразуем это уравнение. Во-первых, введем снова приближенные значения для тригонометрических функций, во-вторых, заменим  $B \dot{\vartheta}^2$  правой частью уравнения (41):

$$B \dot{\vartheta}^2 = \frac{\omega_1^2}{4 \vartheta^2} \left[ (4B^2 - 2A^2 k) \vartheta_1^2 \vartheta^2 - A^2 (\vartheta^4 + k^2 \vartheta_1^4) \right] + sGB(\vartheta_1^2 - \vartheta^2)$$

или после краткого вычисления, при котором мы примем во внимание сокращенное обозначение  $k$  (40)

$$B \dot{\vartheta}^2 = \frac{\omega_1^2 A^2}{4 \vartheta^2} (\vartheta_1^2 - \vartheta^2)(\vartheta^2 - k^2 \vartheta_1^2) + sGB(\vartheta_1^2 - \vartheta^2),$$

или, наконец, полагая для сокращения

$$\frac{\omega_1 A}{2 \sqrt{sGB}} = \varepsilon, \dots \dots \dots (42)$$

при чем  $\varepsilon$ , благодаря фактору  $\omega_1$ , будет очень мало, получим

$$B \dot{\vartheta} = \pm \frac{\sqrt{sGB}}{\vartheta} \sqrt{(\vartheta_1^2 - \vartheta^2)(\vartheta^2 - k^2 \vartheta_1^2)} \dots \dots \dots (43)$$

(Относительно знака имеют место те же соображения, что и в § 4 стр. 349). Условия, при которых первая часть имеет действительные значения, показывают, что величина угла отклонения  $\vartheta$  может колебаться только в пределах от наибольшего значения  $\vartheta_1$  до наименьшего  $Ek\vartheta_1$ , которое мы раньше обозначали через  $\vartheta_2$  (§ 4).

Разделив теперь оба основных уравнения (41) и (43) друг на друга, получим

$$\frac{d\varphi}{d\vartheta} = \pm \frac{\varepsilon}{\vartheta} \frac{\vartheta^2 + k\vartheta_1^2}{\sqrt{(\vartheta_1^2 - \vartheta^2)(\vartheta^2 - k^2 \vartheta_1^2)}}.$$

Если мы проинтегрируем правую часть (с положительным знаком), по  $\vartheta$  в пределах от минимального значения  $Ek\vartheta_1$  до максимального  $\vartheta_1$ , то получим  $\frac{\pi}{2} (1 + \varepsilon)$ ; при этом в левой части будет четвертая часть всего азимутального поворота  $\Psi$ , который совершает угловая линия при полном колебании; итак

$$\Psi = 2\pi(1 + \varepsilon).$$

Если бы траектория колебания не вращалась, то эта величина должна была бы равняться точно  $2\pi$ . Следовательно, излишек

$$\Delta\Psi = 2\pi\varepsilon$$

дает вращение плоскости качания; оно получается отрицательным, потому что  $\varepsilon$  имеет тот же знак, что и  $\omega_1$  и происходит в направлении азимутального вращения земли, т.-е. в направлении *NW50*. Угловая скорость,

$$\omega'' = \frac{\Delta\Psi}{t_0},$$

где  $t_0$  есть период колебания, должна быть вычтена и скорости азимутального вращения, если вопрос идет о кажущемся вращении маятника относительно земной системы отсчета. Из известного выражения периода физического маятника

$$t_0 = 2\pi \sqrt{\frac{B}{sG}},$$

и получим, принимая во внимание уравнение (42) последний поправочный член формулы (34)

$$\omega'' = \frac{A\omega_1}{2B} \dots \dots \dots (44)$$

Оригинальные опыты с маятником Гаусса 1,2 mt. длиной, произвел в 1879 г. Каммерлинг-Оннес (Kamerlingh-Onnes <sup>1)</sup> в безвоздушном пространстве с точнейшей оценкой неизбежных ошибок, при чем ему удалось очень точно исследовать не только колебания Фуко, но также колебания Брауэ и целый ряд промежуточных сферических движений маятника, как в отношении их кажущихся вращений относительно земли, так и по отношению к их кинематическому виду в отдельности. В частности были наблюдаемы также колебания Лиссажу (Lissajou), которые маятник дает в том случае, когда моменты инерции  $B$  относительно горизонтальной оси будут между собой различны.—Среднее значение  $\omega_1$ , которое найдено Каммерлинг-Оннесом, совпадает с астрономическим до третьего десятичного знака.

15. Гироскопический маятник. Гироскопический маятник, о котором мы упоминали раньше, для наглядности, можно применить с успехом для доказательства азимутального вращения. Вместо незначительного добавочного импульса  $A\omega_1$  ему можно сообщить, посредством быстрого вращения тора, очень большой собственный импульс относительно его оси, достаточный для того, чтобы сделать совершенно незаметным все другие сопровождающие движение маятника импульсы. Такого рода тор называется быстрым гироскопом; ось его собственного вращения (в настоящем случае это есть свободно висящая ось маятника, находящегося в состоянии покоя) может быть рассмотриваема, без заметной ошибки, как линия действия импульс-вектора  $S$ , значение которого, с достаточной точностью, равно произведению осевого момента  $A$  и угловой скорости собственного вращения  $\gamma$ , т-е.

$$S = A\gamma.$$

(Таким образом принципиально мы заменяем общий импульс собственным импульсом). Теперь легко показать, что, в пределах нашей точности, ось маятника, выведенная из положения покоя и предоставленная

<sup>1)</sup> Н. K a m e r l i n g h - O n n e s, Nieuwe bewijzen usw. Diss. Groningen 1879, также Over de bertrekkelijke, Nieuw Arch. voor Wiskunde 5, 58 и 135. 1879; также ebenda 6, 173. 1880 ср. также J. G. H a g e n, loc cit., I прибавление. J. Stein (Les preuves de M. Kamerlingh-Onnes).

самой себе, начнет колебаться не так, как при обыкновенном маятнике, а будет описывать около вертикали круглый конус с угловой скоростью.

$$\mu = \frac{sG}{S} \dots \dots \dots (45)$$

где  $G$ —вес маятника; а  $s$ —расстояние между точкой привеса и центром тяжести, который лежит на оси маятника. Если собственное вращение  $\nu$  при наблюдении сверху происходит по стрелке часов, то вращение  $\mu$ , так называемая прецессия, происходит в обратном направлении.

Действительно, пусть  $\vartheta_0$  есть угол отклонения маятника от вертикали (рис. 20), тогда момент веса маятника относительно точки привеса будет  $sG \sin \vartheta_0$ , а вектор его  $\mathfrak{M}$  направлен горизонтально по перпендикуляру к вертикальной плоскости,

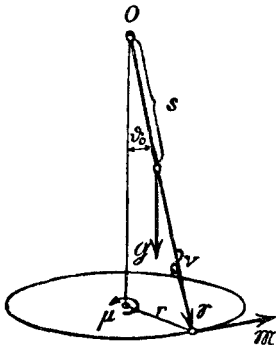


Рис. 20. Прецессия быстрого гироскопа.

проходящей через мгновенный импульс-вектор, следовательно, содержащей в себе ось маятника. По закону импульса (Введение, стр. 342) конец вектора  $\mathfrak{S}$  будет двигаться все время горизонтально и перпендикулярно к только что упомянутой плоскости, которая, в свою очередь вращается вместе с  $\mathfrak{S}$  и притом с постоянной скоростью  $\mathfrak{M}$ . Следовательно, конец вектора  $\mathfrak{S}$  необходимо описывает круг, радиус которого будет  $r = S \sin \vartheta_0$ , и следовательно скорость вращения  $\mathfrak{M}$  и угловая скорость будут связаны между собою соотношением  $|\mathfrak{M}| = r\mu$ , которое одинаково с (45).

При новейших технических средствах посредством электромотора можно сообщить гироскопу весом 5 kgr. с моментом инерции в 0,076 kgr. см./sec.<sup>2</sup> собственное вращение с угловой скоростью  $V = 1000\pi$  sec.<sup>-1</sup> (500 оборотов в секунду)<sup>1</sup>). При тщательном устройстве можно уменьшить  $s$  до 2,5 мм. и, таким образом, уменьшить  $\mu$  почти до 0,0052 sec.<sup>-1</sup>. Это дает прецессию с периодом в 20 минут. Если гироскоп вращается один раз в одном направлении, другой раз, с точно таким же числом оборотов, в другом направлении, то периоды наблюдаемых на земле прецессий должны отличаться между собой в наших широтах почти на 26 секунд.

Вообще разность периодов прецессий будет

$$\Delta T = 2 \cdot \frac{2\pi}{\mu} \cdot \frac{\omega_1}{\nu} = \frac{4\pi \cdot S_1^2}{s^2 G^2} \omega \sin \varphi;$$

Следовательно, она прямо пропорциональна квадрату импульса.

Не произведенные еще до сих пор опыты обещают в будущем внести существенные улучшения в результат Бравэ.

<sup>1</sup>) См. R. Gramel, Der Kreisel. Braunschweig, 1920, стр. 257, 271 и 282.

## В. Исследование общего вращения.

16. Гироскоп. Мысль применить гироскоп к доказательству вращательного движения земли (но, конечно, совершенно другим способом, чем тот, который мы только что разбирали), принадлежит Персону (Person)<sup>1)</sup>; ее осуществил Фуко<sup>2)</sup> через год после своего знаменитого опыта с маятником. Если мы имеем тело, которое подвешено на кардановом подвесе так, что может совершенно без трения астатически вращаться около любой оси (именно так, что его центр тяжести геометрически точно совпадает с центром подвеса), то оно, будучи приведено первоначально в состояние покоя относительно земли, может совершать в инерциальной системе довольно сложное движение, весьма точно изученное А. Пуансо<sup>3)</sup>, которое, однако, всегда будет по величине порядка  $\omega$ . Если тело имеет ось симметрии, которая вместе с тем есть ось инерции, при чем момент инерции относительно этой оси есть  $A$ , то ему надо сообщить около этой оси собственное вращение  $\gamma$ , очень большое по сравнению с  $\omega$ . Таким образом получается быстрый гироскоп, собственный импульс которого  $A\gamma$ , заглушает первоначальный импульс от вращения земли  $\omega$ , так что с этого момента можно считать, что вектор-импульс  $\mathcal{S}$  совпадает с осью гироскопа. Так как, согласно предположению, ни трение, ни сила тяжести не сообщают гироскопу никакого момента  $\mathcal{M}$ , то вектор  $\mathcal{S}$ , а вместе с ним и ось гироскопа, все время сохраняют свое направление в инерциальной системе. Если эта ось не будет случайно параллельна земной оси, то вращательное движение земли  $\omega$  должно обнаружиться в виде кажущегося вращения —  $\omega$  оси гироскопа относительно земли.

Фуко произвел этот опыт при помощи волчка, который назвал гироскопом (от греческ.  $\gamma\acute{\upsilon}\rho\omicron\varsigma$  = круг), при чем его карданов подвес висел на возможно жесткой по отношению к скручиванию нити (рис. 21.) Но это не дало удовлетворительных результатов, ибо не удалось окончательно устранить трения и невозможно было поместить центр тяжести в центре подвеса настолько точно, чтобы не была заметна прецессия, необходимо связанная с эксцентриситетом центра тяжести и мешающая опыту (подобно тому, как в гироскопическом маятнике).

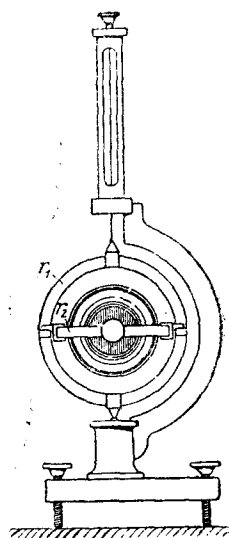


Рис. 21. Гироскоп Фуко.

<sup>1)</sup> С.-С. Person, Comptes rendus 35, 417 и 549. 1852.

<sup>2)</sup> L. Foucault, loc. cit, стр. 401—420 и 576.

<sup>3)</sup> См. выноску на стр. 343.

17. Гирскопический инклинатор. Когда Фуко понял причины несовершенства своего гироскопа, он стал искать новых путей. Вместо того, чтобы показывать вращение земли непосредственно кинематически, он, еще в том же году, начал изыскивать способ обнаружить это явление динамически, пользуясь влиянием вращения земли на гироскоп, ось которого была вынуждена принимать участие в вращательном движении земли. Когда Фуко скрепил внешнее карданово кольцо  $r_1$  своего гироскопа с подставкой, а внутреннему кольцу  $r_2$  дал свободу вращения около его горизонтальной оси, направленной с востока на запад, то ось гироскопа  $\mathfrak{S}$  (рис. 22) могла перемещаться только в плоскости меридиана. Плоскость меридиана, с своей стороны, должна принимать участие во вращении земли  $\omega$ ; вращение этой

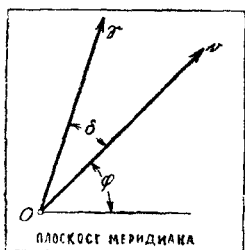


Рис. 22. К теории гирскопического инклинатора.

плоскости можно изобразить вектором  $\omega$ , проведенным из центра карданова подвеса к полюсу мира с длиной, равной  $\omega$ .

Фуко нашел, что, согласно закону импульса, в таком гироскопе, который вынужден принимать участие во вращении  $\omega$ , возникает благодаря инерции сила (которую называют силой девиации или, лучше, гирскопическим моментом), которая стремится привести к совпадению направления вектор-импульса  $\mathfrak{S}$  (а вместе с ним и оси гироскопа) и вектора вынужденного вращения  $\omega$ . Он назвал это стремление пра-

вилом одностороннего параллелизма осей вращения (именно собственной оси вращения  $\mathfrak{S}$  и вынужденной оси вращения  $\omega$ ).

Положим, что вектор-импульс  $\mathfrak{S}$  (оси гироскопа) образует с вектором  $\omega$  угол  $\delta$ , тогда, вследствие вращательного движения плоскости меридиана, концу вектора  $\mathfrak{S}$  будет сообщена скорость  $v$  около оси  $\omega$ , значение которой будет равно  $S \sin \delta \cdot \omega$ , если  $S \sin \delta$  есть расстояние конца вектора  $\mathfrak{S}$  от оси  $\omega$ , которая будет направлена перпендикулярно плоскости меридиана (на рис. 22 к наблюдателю) так, что ее направление вместе с направлением вращения  $\omega$ , образует правый винт. По закону импульса, вращение  $\omega$ , которое сообщено оси гироскопа, может быть поддержано только моментом  $\mathfrak{M} = v$ . Величина этого момента, вследствие  $S = Av$ , будет

$$M = Av\omega \sin \delta; \dots \dots \dots (46)$$

направление его вращения стремится изменить угол  $\delta$ . Этот момент сообщается гироскопу извне, хотя бы посредством закрепления, если его ось вращается вместе с меридиональной плоскостью, при чем угол  $\delta$  не должен меняться. По закону противодействия сам волчок дает точно такой же по величине, но противоположный момент, так называемый гирскопический момент  $\mathfrak{K} = -\mathfrak{M}$ .

Было бы полезно заметить, что момент  $\mathfrak{M}$  и  $\mathfrak{K}$  находятся друг к другу в том же отношении, как центробежная сила  $\mathfrak{Z}$  и центробежная  $\mathfrak{F}$  в случае, например, камня, вращаемого по кругу на нити. Если немного ослабить натяжение нити  $\mathfrak{Z}$ , то камень удалится от центра настолько, как если бы он вовсе не двигался по кругу, а двигался бы только под действием силы  $\mathfrak{F}$ . Равным образом, когда исчезнет момент  $\mathfrak{M}$ , ось гироскопа будет вращаться к вектору  $\omega$  так, как если бы на нее действовал момент  $\mathfrak{K}$ , и остановится только придя в совпадение с вектором  $\omega$  (после некоторых колебаний).

Фуко сравнил свой прибор с магнитным инклинометром, потому что ось его должна становиться параллельно земной оси и таким образом указывать географическое «наклонение»  $\varphi$  (см. рис. 22), если бы не возникали противодействующие моменты от трения и от неизбежных недостатков астазирования, которыми нельзя пренебречь по сравнению с силой, дающей параллелизм осей (а именно по сравнению с малым гироскопическим моментом (46)). Поэтому показания прибора очень неточны.

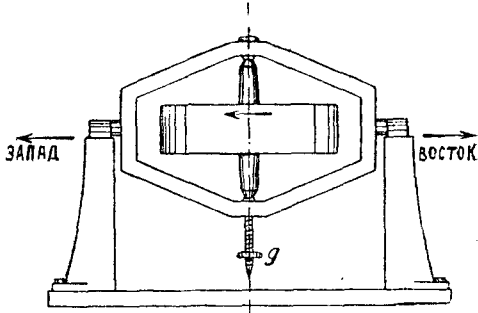


Рис. 23. Баригирискоскоп Жильберта.

18. Баригирискоскоп. Жильберту (Ph. Gilbert)<sup>1)</sup> первому удалось в 1882 г. посредством простого приспособления преодолеть главные затруднения, заключающиеся в недостатке астазирования. Он нагрузил (фиг. 23) ось гироскопа маленьким противовесом ( $g$ ), момент которого достаточно велик по сравнению с возможной неточностью положения центра тяжести, но который может совершенно не влиять на гироскопический момент. Если сообщить тору импульс, вектор которого направлен вверх, то первоначально вертикальная ось гироскопа (см. рис. 24, стр. 374) после нескольких колебаний, займет новое наклонное положение равновесия, и тогда ось гироскопа своим верхним концом будет немного наклонена к северу. Если сообщить импульс в обратном направлении, а следовательно, дать гироскопу быстрое вращение в другом направлении, то получится значительно большее наклонение на юг (как на рис. 23).

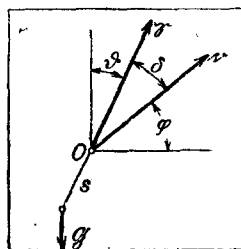


Рис. 24. К теории баригирискоскопа.

Жильберт, который также построил подобный этому прибор с двумя гироскопами, мог неоспоримо установить существование этих наклонений. Аппарат получил название «баригирискоскоп».

В положении равновесия момент силы тяжести —  $sG \cos(\delta + \varphi)$  (ср. рис. 24), должен равняться гироскопическому моменту (46)

$$sG \cos(\delta + \varphi) = A\omega \sin \delta.$$

Введем угол наклона оси гироскопа к вертикали

$$\vartheta = 90^\circ - (\delta + \varphi);$$

тогда получим

$$sG \sin \vartheta = A\omega \cos(\vartheta + \varphi),$$

<sup>1)</sup> Ph. Gilbert, Journ. de Phys. Paris 2, 106. 1883.

откуда следует

$$\operatorname{tang} \vartheta = \frac{A\omega \cos \varphi}{A\omega \sin \varphi + sG} \dots \dots \dots (47)$$

Также для угла  $\vartheta'$ , на который нижний конец оси поднимается к северу, когда гироскоп пущен в обратном направлении,—

$$\operatorname{tang} \vartheta' = \frac{A\omega \cos \varphi}{A\omega \sin \varphi - sG} \dots \dots \dots (48)$$

Отклонение  $\vartheta'$  очевидно, при одинаковых обстоятельствах, значительно больше, чем отклонение  $\vartheta$ ; поэтому прибор во втором случае более чувствителен, чем в первом.

19. Определение гироскопического момента при помощи весов. Из предыдущего легко видеть, что гироскопический момент очень легко может быть измерен посредством весов. Если ось гироскопа или, вернее, вектор  $\mathfrak{S}$  направлен горизонтально с юга на север, то гироскопический момент (согласно (46) он имеет величину  $S\omega \sin \varphi$ ) старается приподнять северный конец оси и опустить южный. Если взять волчок, упомянутого в § 15 типа, положить оба конца его горизонтальной оси на две призмы, прикрепленные к чашкам весов, и уравновесить давление неподвижного гироскопа, то, коль скоро гироскоп получит полное число оборотов, давления концов оси на обе чашки дадут разницу, которая при расстоянии между призмами в 10 см. будет равна около 2,7 gr. и может быть хорошо обнаружена на весах с чувствительностью в 1 : 10000.

### С. Исследование вертикального вращения.

20. Гироскопический деклинатор. Когда Фуко снова освободил внешнее кольцо карданова подвеса своего гироскопа (рис. 21, стр. 372), а внутренние  $r_2$  скрепил с внешним, то ось гироскопа могла двигаться только в горизонтальной плоскости, подобно стрелке магнитного компаса. Она теперь перестала быть связанной с азимутальным вращением  $\omega_1$ , но была принуждена принимать участие в вертикальном вращении горизонтальной плоскости  $\omega_2$ . Это вращение можно представить вектором  $\sigma_2$ , направленным на север<sup>1)</sup> и правило о стремлении осей к одностороннему параллелизму (стр. 372) прямо показывает, что положительный конец импульс-вектора, а с ним и ось гироскопа, стремятся установиться на север и при том географически точнее, чем стрелка магнитного деклинатора. Фуко вполне сознавал, что он таким образом нашел принцип гироскопического компаса, несмотря на то, что успешности опыта сильно мешала жесткость подвешивающей нити.

Количественное исследование удалось в первый раз 52 года спустя А. Фёпплю (А. Förpl), который подвесил гироскоп на трифиляре (тройном подвесе) и, доведя посредством электричества ско-

<sup>1)</sup> А. F ö p p l, Münchener Berichte, 34,5. 1904; Phys. Zeitschr. 5, 416. 1904.



рость вращения до 2400 оборотов в минуту, удачно погасил азимутальные колебания. Величина  $\omega_2$ , найденная Фёпплем совпадает с астрономической до 2<sup>0</sup>/<sub>0</sub>.

Наконец, как о существенном шаге вперед, можно еще упомянуть о предложении лорда Кельвина <sup>1)</sup> пустить плавать гироскоп по ртути. Отсюда идея Кельвина развивается вплоть до современного гироскопического компаса <sup>2)</sup>, который получил свою наилучшую форму в исполнении Anschütz и С<sup>0</sup> и может быть назван, вследствие своего высокого технического выполнения, наиболее совершенным в настоящее время гироскопическим инструментом, который может быть употреблен для точных количественных исследований вращения земли. В опытах, исполняемых в настоящее время М. Шулером (M. Schuler) в лаборатории Anschütz и С<sup>0</sup>, гироскопический компас, изолированный от сотрясений, дает северное направление, т.-е. горизонтальную проекцию земной оси с точностью до 20" <sup>3)</sup>; точность, с которой можно определить величину  $\omega_2$  посредством гироскопического компаса, еще не оценена, но она должна далеко превзойти точности всех других неастрономических определений.

### Заключительные замечания.

21. Годичное обращение земли. Теоретико-познавательное значение неастрономических доказательств вращения земли с течением времени сильно изменилось. С исторической точки зрения оно первоначально состояло, без сомнения, в том, что ими в значительной степени подтверждалось гелиоцентрическое толкование астрономических наблюдений. Но оно давно не нуждается больше в такой опоре. Несмотря на это, механические опыты нисколько не потеряли своего значения, по крайней мере, поскольку они могут иметь притязания на точные количественные измерения. С одной стороны, их можно, вообще, причислить к наилучшим подтверждениям основных кинетических законов механики; с другой стороны, они показывают (а это в отношении познания ни в коем случае не подтверждает движения земли),— что система отсчета, относительно которой в среднем покоится известный нам мир неподвижных звезд, обладает практически вполне свойствами инерциальной системы.

Этот вывод, однако, еще недостаточно точен. На это указывают годичные параллаксы неподвижных звезд. На самом деле при до сих пор упомянутых опытах речь всегда шла только о вращении земли, но не об обращении ее вокруг солнца, не говоря уже о прецессии и нутации земной оси. Итак, дополнительно выдвигается вопрос:

<sup>1)</sup> W. Thomson. Nature 30, 542. 1884.

<sup>2)</sup> См. R. Grammel. Der Kreisel. Braunschweig 1920, § 19.

<sup>3)</sup> На основ. письменного сообщения Dr. Schuler'a.

возможно ли или, по крайней мере, мыслимо ли доказать опытом, что земная система отсчета отличается от инерциальной системы, как вследствие годового обращения вокруг солнца, так и вследствие прецессии и нутаций. Нет сомнения в том, что этот вопрос решается утвердительно, но, по отношению к годовому обращению земли, ответ приводит к выводу, который, с точки зрения классической механики, является совершенно неожиданным.

Было бы совершенно безнадежно обнаружить годовое обращение посредством исследования появляющихся при нем центробежных сил, так как эти силы можно было бы измерить только относительно какого-нибудь земного места наблюдения. Это место само подвергается действию точно такой же центробежной силы. По принципу относительности, все земные явления должны происходить одинаково, независимо от того, обращается ли земля вокруг солнца или солнце вокруг земли <sup>1)</sup>. Абсолютное решение между обеими возможностями не имеет места. Однако каждая земная система отсчета показывает, если принять во внимание все земные силы и вращение земли, ясное различие от инерциальной системы, которое проще всего объясняется годовым обращением земли. Это различие есть поле тяготения солнца в области земли.

Всякий опыт, обнаруживающий это поле тяготения, можно с достаточным основанием считать доказательством годового обращения земли. С релятивистической точки зрения вообще нельзя доказать ничего большего, чем существование этого поля тяготения. Отрицательные оптические опыты, напрасно пытавшиеся найти движение земли относительно «покоящегося эфира», сменились, по нашим воззрениям, единственным, имеющим громадное положительное значение наблюдением, что световые лучи отклоняются полем тяготения солнца. Земной механический опыт для исследования поля тяготения еще не придуман. Но он принципиально возможен, как это вытекает из явления отлива и прилива. Участие солнца в этих явлениях основывается просто на неоднородности поля тяготения солнца в области земли; следовательно, достаточно создать искусственно условия для явлений, подобных отливу и приливу. Здесь есть много возможностей (кроме гидравлических, можно также мыслить и эластические: стержень конечной длины имеет в зависимости от своего положения по отношению к вектору гравитационного поля различные напряжения), но возможность достижения неоспоримых результатов весьма мала, вследствие ограниченности измерительных средств, которыми мы располагаем в лабораториях.

22. Прецессия и нутации. Еще хуже дело обстоит с возможностью обнаружить механическим путем прецессию земной оси,

---

<sup>1)</sup> Это очень ясно изложено в недавно появившемся сочинении G. Mie, Die Einsteinische Gravitationstheorie. Leipzig, 1921. стр. 47 и след.

точнее говоря, обусловленное ею нарушение инерциальности, совершенно не говоря уже о нутациях, как о малых отклонениях второго порядка. Прецессия заключается в том, что земная ось, рассматриваемая в системе, прикрепленной к центру земли и непринимающей участия во вращении, описывает в 26000 лет круглый конус с углом отверстия в  $47^\circ$ . Вектор угловой скорости этого движения, проведенный из центра земли (рис. 25) перпендикулярен к плоскости эклиптики, направлен в южную сторону и имеет длину  $\epsilon$ , равную  $1/26000.366$  части вектора вращения  $\omega$ . Если оба вектора сложить по правилу параллелограмма, то получается результирующий вектор вращения  $\omega$ , который приблизительно точно обладает длиной  $\omega$ , но отклонен от  $\omega$  на маленький угол  $\delta$  в сторону от перпендикуляра к плоскости эклиптики.

Вектор  $\omega$ , если не принимать во внимание обращение земли, будет неподвижен в пространстве и, следовательно, описывает в течение суток около ее географической оси узкий круглый конус с углом отверстия  $2\delta$ . Кроме того, он заменяет место вектора  $\omega$  при всех опытах, исследующих вращение земли, и дело идет только об увеличении количественной точности этих опытов настолько, чтобы они обнаруживали ежедневное относительное колебание «истинного» вектора вращения  $\omega$ . Следствием этого колебания является тот факт, что «истинное» северное направление (т. е. горизонтальная проекция вектора  $\omega$ ) в течение суток совершает колебания с востока на запад в пределах угла  $\phi$ , который для наших широт имеет величину около  $1/75$  дуговой секунды, а для более высоких широт — больше. (Впрочем, нельзя смешивать эти колебания с почти в 12 раз большими колебаниями полюса Эйлера-Чандлера, которые совершаются в 12 или 14-месячный период.)

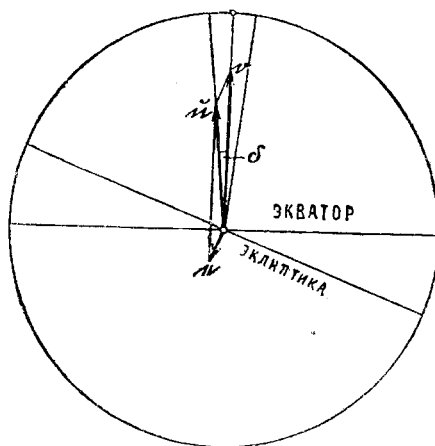


Рис. 25. Суточные колебания прецессии земной оси.

Угол  $\delta$  (рис. 25) будет

$$\delta \approx \sin \delta = \frac{\epsilon}{\omega} \sin 23^\circ 5'$$

Далее, из прямоугольного сферического треугольника, один катет которого есть расстояние от места наблюдения до ближайшего полюса, а другой, примыкающий к полюсу, имеет длину дуги  $\delta$ , имеем

$$\tan \phi = \frac{\tan \delta}{\cos \phi}$$

или, так как для не слишком высоких географических широт угол  $\varphi$  достаточно мал

$$\psi \approx \frac{\delta}{\cos \varphi} \approx \frac{\epsilon \sin 23^{\circ},5}{\omega \cos \varphi},$$

или в числах

$$\psi = \frac{0,0086''}{\cos \varphi} \dots \dots \dots (49)$$

Гироскопический компас с более чем в тысячу раз увеличенной чувствительностью, был бы наверное в состоянии прямо показать суточные колебания «истинного» северного направления вследствие прецессии. Но вряд ли есть возможность увеличить в тысячу раз доведенную теперь уже до крайней степени чувствительность прибора. И если бы даже это и случилось, то неизвестно, не заглушили ли бы снова суточные колебания земной поверхности подлежащий измерению эффект.

Можно было бы также произвести наблюдения в более высоких географических широтах, ибо амплитуда  $\psi$  колебаний сильно возрастает при приближении к одному из полюсов. Но, к сожалению, направляющая сила гироскопического компаса, а вместе с тем и его чувствительность на высоких географических широтах убывают в той же самой мере, в которой увеличивается угол  $\psi$ , и таким образом пропадает всякая надежда обнаружить механическим путем прецессию земной оси.

Перевел *Ник. Бухгольц.*

## Возраст земли.

*Дж. Джоли.*

Слова «возраст земли» несколько двусмысленны. С геологической точки зрения под ними подразумевают обыкновенно возраст океана: иначе говоря, возраст земли, считая с начала тех геологических изменений поверхности, которые вызваны денудацией. Однако в эти слова можно еще вложить и другой смысл. Мы можем, напр., отнести начальный момент ко времени охлаждения сильно нагретой оболочки до точки затвердения. В этом случае мы увеличим возраст земли на те долгие периоды архейских времен, в течение которых роль воды была лишь второстепенной, а главное значение для полужидких масс земного шара имела вулканическая деятельность. Третья интерпретация переносит момент рождения в еще более отдаленную и неопределенную эпоху, в течение которой произошла дифференциация земли как самостоятельной планеты под действием сил неизвестной нам природы. Большая часть астрономических соображений и выводов относится именно к этой последней интерпретации. То, о чем я буду говорить здесь, имеет в виду почти исключительно первую интерпретацию слов «возраст земли». Возрастом земли я называю период времени, который протек после того, как поверхность земли стала ареной действия сил разрушения в мировом масштабе и были заложены основания органической эволюции. Факт существования сил денудации дает нам некоторые методы оценки возраста, которые правильны постольку, поскольку мы можем принять, что скорость процессов денудации в наше время лишь незначительно отличается от их средней скорости в течение геологических времен.

Такое допущение имеет следующие основания:

а) Решающее значение в процессах денудации имеет количество дождя, падающего на сушу, которое определяется в свою очередь солнечным теплом и циркуляцией атмосферы. Из существования органической жизни на земном шаре, начиная с очень ранних времен, следует, что температура колебалась лишь в узких границах, иначе говоря, в прошлом не было продолжительных и значительных изменений интенсивности солнечного излучения, которые могли бы повлиять на скорость денудации. Колебания же в пределах обычных

изменений климата не могут иметь заметного влияния на размывающее действие воды. То же можно сказать и о вариациях циркуляции атмосферы, так как последняя зависит преимущественно от вращения земли и распределения солнечного тепла.

b) Так как значительная часть поверхности суши фактически лишена дождя, то изменение величины поверхности материков не может сильно сказаться на размерах денудации; единственным следствием этих изменений является некоторое перемещение полосы, подвергающейся размыванию. Кроме того из палеографических данных и из распространения осадочных отложений следует, что теперешняя площадь суши не очень отличается от средней площади в течение прошлых времен.

c) Так как второстепенные факторы, имеющие влияние на скорость размывающего действия воды и выветривания, очень многочисленны и разнообразны по своей природе, то мало вероятно, чтобы когда-либо в течение достаточно долгого времени наблюдалось сочетание таких изменений этих факторов, которые бы все действовали в одном направлении и могли бы вызвать значительное отклонение от среднего.

Недостаток места не позволяет мне войти подробнее в рассмотрение этих утверждений. Я коснусь только вкратце тех методов, с помощью которых, исходя из статистики разрушающего действия воды и воздуха, можно определить возраст океана.

1) Ключем к этому вопросу является химический состав океана и горных пород. На основании сравнительного изучения первичных или изверженных пород и вторичных или осадочных мы находим, что, скажем,  $n$  грамм натрия попадают в океан на каждую тонну изверженных пород, превращающихся в осадочные, в океане же мы находим  $N$  грамм натрия. Общее количество размытых вулканических пород за все геологические времена, выраженное в тоннах, равняется таким образом  $\frac{N}{n}$ . Наше исследование дает нам также среднюю величину общей потери, сопровождающей переход от первичных пород к осадочным, так что мы можем узнать и общую массу осадочных пород в тоннах. Обращаясь теперь к важнейшим рекам всего мира и пользуясь оценками количества материалов осадочных пород, переносимого ими с суши в океан, мы можем вычислить число лет, необходимое, чтобы на дно океана легла огромная масса осадочных пород, образовавшаяся в течение прошлых времен. Делая известные допущения, мы приходим таким образом к числу 100 миллионов лет.

2) Исходя из общего количества натрия в океане можно вычислить возраст земли и другим, более прямым способом. Мы знаем, что большая часть этого натрия была принесена в океан в течение геологических времен реками. Обращаясь к анализам речной воды, мы можем оценить общую годовичную подачу этого элемента в океан. Деля первое

число на последнее, и делая некоторые допущения, мы приходим опять-таки к числу 100 миллионов лет.

3) Третий, более трудный метод не зависит от наших сведений относительно химизма денудации. Мы оцениваем максимальную толщину всех осадочных отложений и, зная вес твердого вещества, которое ежегодно переносится реками, определяем толщину ежегодно образующегося слоя осадочных пород; деля первое число на последнее, мы снова приходим к числу 100 миллионов лет.

Из этих методов самым непосредственным является тот, который оперирует только с числами относящимися к натрию. Причина, почему в качестве критерия был выбран именно этот элемент, заключается, конечно, в большой растворимости его соединений, благодаря которой он, в отличие от всех остальных растворенных составных частей океана, был огражден от химического осаждения и поглощения живыми существами. Метод этот был разобран многими критиками, в особенности Солассом (Sollas), который подверг его подробному рассмотрению в президентском обращении к Геологическому Обществу в 1909 году. Он находит, что при некоторых допущениях можно прийти к периоду в 175 миллионов лет и что это и есть с большим приближением возможный максимум. Все собственное обсуждение этого метода убедило меня, что возможно прийти с его помощью к числу 150 миллионов лет, но что число 200 миллионов лет несовместимо с нашими современными сведениями о факторах, принимающих участие в этих процессах. Все это относится, как я уже говорил, только к продолжительности осадочных процессов и не может быть сравнено с датами, которые уходят в глубь архейских времен.

Однако и в архейские времена были некоторые незначительные отложения осадочных пород. Мы не можем учесть их влияния ни на величину нашего числителя, ни на величину нашего знаменателя, мы можем только, повидимому, считать, что оно незначительно. «Архейская эпоха была временем мирового вулканизма и в смысле отношения количеств изверженных и осадочных пород представляет отклонение от однообразия условий более поздних геологических времен», так говорят об этом в своей монографии ван Гиз и Лейт (Van Hise и Leith).

Раньше, чем перейти к результатам, основанным на радиоактивных методах, я должен коснуться подробнее одного возражения против принятия теперешней скорости денудации в качестве основания для измерения времени. А именно, было высказано утверждение, что мы живем в период ненормального возвышения материков, которое ведет за собой чрезмерное увеличение размывающего действия воды. При некотором внимании к природе и условиям этого размывающего действия было бы легко опровергнуть это возражение, но достаточно обратиться к следующим данным. Средняя высота материка Северной Америки равна 700 метрам; размывается он со скоростью 79 тонн на

квадратную милю в год; для Южной Америки соответствующие числа суть 650 метр. и 50 тонн. Европа же имеет гораздо меньшую среднюю высоту—всего 300 метров. Соответственная скорость размывания, однако, равна 100 тонн на квадр. милю в год. Таким образом опыт показывает, что скорость разрушающего действия воды тем меньше, чем выше расположена суша, как того и требует теория, так что если бы рассматриваемое возражение имело какие-либо основания, то мы должны были бы заключить, что вышеприведенные числа слишком высоки.

Насколько я знаю до появления методов определения возраста земли, основанных на радиоактивных превращениях элементов, не было выдвинуто никаких серьезных возражений против результатов, полученных по геологическому методу. Некоторые исследователи считали даже найденные числа слишком высокими. Так, например, Беккер (Becker) пришел к более низким числам, принимая во внимание возрастающее истощение составных частей поверхности в течение геологических времен. Правильность этой поправки остается, однако, под сомнением. Другие считали, что органические изменения, запечатленные породами, требовали более долгого периода времени. Мне кажется, что Соллас дал ясный ответ на эти возражения в своем «Возрасте Земли». Во всяком случае, и Ляйель (Lyell), и Гейки (Geikie) и Пультон (Poulton) защищали в течение прошлых лет учение об единообразии геологических условий. Однако с появлением нового радиоактивного метода, основанного на изучении семейства урана, пришлось, казалось, принять гораздо более высокое значение возраста земли и сделать неожиданный вывод, что интенсивность разрушающего действия воды в настоящее время, не менее, чем в четыре, а может быть в восемь (или даже еще больше) раз превышает среднюю интенсивность в прошлые времена.

Первые соображения о возможности использования накопленных продуктов радиоактивных превращений были высказаны Резерфордом (Rutherford). Он и позже Стрэтт (Strutt—ныне лорд Рэлей) произвели оценку геологического времени, исходя из количества образовавшегося гелия. Стрэтт дал геологическую хронологию, первую в своем роде, считая, однако, что он оперирует только с низшими пределами. Больтвуд (Boltwood) использовал конечный продукт превращения урана—свинец и для архейских (?) материалов пришел к столь высокому числу, как 1640 миллионов лет. Как я уже говорил выше, геологический метод не может быть применен к этим отдаленным временам. Во всяком случае, однако, такие результаты, как  $430 \times 10^6$  лет для силурийских или ордовичских отложений и  $1200 \times 10^6$  лет для после-ятулийских, находятся вне всякого соответствия с данными геологического метода. Во всяком случае, ныне установлено следующее: ряд чисел, полученных с тщательно отобранным материалом, показывает, что отношение содержание свинца к содержанию урана



увеличивается при переходе к более глубоким и уменьшается при переходе к менее глубоким слоям, сохраняя достаточную степень согласия даже для далеко удаленных местностей.

Удовлетвориться таким результатом можно, однако, только игнорируя следующий чрезвычайно интересный и наводящий на размышления факт: если в основу вычислений положить содержание свинца в тщательно отобранных ториевых минералах, то получаются числа, которые находятся в достаточном согласии с результатами, полученными по геологическому методу. Такое согласие между результатами методов, совершенно различных по своей природе, является серьезным подтверждением их правильности.

Уже давно было известно, что ториевые минералы, как, напр., торит, приводят постоянно к более низким значениям возраста, чем урановые; по примеру некоторых исследователей вошло, однако, в обычай считать эти значения недостоверными. Ныне мы знаем, что такая точка зрения ничем не оправдывается; напротив, на тех, кто отвергает показания тории-свинца и статистики денудации, лежит обязанность объяснить причины их замечательного согласия.

Определение атомного веса ториевого изотопа свинца, произведенное Содди (Soddy) в 1917 году, дало материал для оценки возраста пород в очень широком масштабе; ценность его была особенно высока по самому характеру такого исследования. Содди работал с цейлонским торитом из пород, непосредственно покрывающих харнокитовые серии. Последние же нужно считать чрезвычайно древними левисскими или ниже-архейскими. Читая в «Nature» отчет проф. Содди об его определении атомного веса свинца, полученного из этих пород, я пришел к выводу, что, судя по количеству свинца, извлеченного из торита, с момента возникновения этого минерала протекло 130 миллионов лет; сообщив этот вывод профессору Содди, я убедился, что он пришел приблизительно к такому же результату.

В это время, однако, можно было еще предполагать, что тории-свинец не вполне устойчив. Считалось особенно возможным, что конечным продуктом его является таллий. Однако сомнения эти были разрешены следующими опытными данными: Коттеру, работавшему с ториянитом в моей лаборатории, не удалось открыть даже спектроскопических следов этого элемента, в торите же, с которым работал проф. Содди, таллия оказалось недостаточное количество. Позже в письме в «Nature» проф. Содди указал, что исследование, произведенное в радиологическом институте в Вене, подтвердило устойчивость обоих изотопов свинца, получающихся из тория. Я сейчас дам еще добавочные доказательства того, что превращения семейства тория оканчиваются свинцом.

Гольмс (Holmes) в письме в «Nature», посвященном защите гипотезы неустойчивости тории-свинца, приводит данные для отобранного образца уранинита, согласно которым возраст пород, содержавших

торит Содди, судя по отношению уран-свинец, равняется 512 милл. лет. Предыдущие определения отношения уран-свинец дали гораздо более высокие числа, однако и в этом случае результаты противоречивы: урановое число в четыре раза больше ториевого. По урановой шкале времени торит должен быть старше силурийских пород, для которых урано-свинец указывает возраст в 430 миллионов лет; вероятно, он относится к кембрийскому или даже к до-кембрийскому времени. На основании соображений, изложенных выше, мы должны считать число 130 миллионов лет для ранне-палеозойских времен совместимым с максимумом, который указывается геологическим методом. Более позднее определение количества свинца в одном норвежском торите из Лангезундфиорда, относящегося также к началу палеозойской эры, приводит, повидимому, к числу 150 миллионов лет. И в этом случае уверенность увеличивается наличием определения атомного веса. Мы не имеем права дискредитировать эти результаты, допуская неустойчивость свинца. Почему, действительно, отказаться от них в пользу чисел, полученных с урано-свинцом, которые находятся в безнадежном противоречии со всеми данными о процессах, происходящих на поверхности земного шара? Я полагаю, что не будет слишком большой смелостью считать все положение в настоящее время изменившимся и взять под сомнение значение частного уран-свинец. И действительно, как мы увидим, есть много темных мест в вопросе о начальных превращениях в ряду урана; открытие же изотопов указывает нам на возможности, о которых и не думали в первые дни изучения радиоактивности.

Я перейду теперь к тем выводам, к которым приводит нас изучение плеохроических двориков.

Дворики позволяют нам исследовать некоторые факты, касающиеся распада радиоактивных элементов в отдаленном прошлом. Размеры двориков, как бы малы они не были, могут быть определены со значительной точностью, размеры же эти обусловлены комбинированным действием нескольких групп  $\alpha$ -лучей, испускаемых превращающимися элементами. Брэгг и Климан (Bragg и Kleman) наблюдали и измерили совершенно аналогичные суммарные ионизационные эффекты в воздухе. Масштаб кривых ионизации в минерале, благодаря его высокой задерживающей способности, в 2000 раз меньше, чем в воздухе. Тем не менее, они являются гиероглифами, на которые можно положиться, и они делают доступной нашему познанию почти бесконечно удаленную эпоху.

Определенный  $\alpha$ -луч дает хорошо известную кривую ионизации, измеренную Гейгером (Geiger). Величина пробега  $\alpha$ -луча не влияет на общий характер кривой. Если мы вообразим, что уран или торий в качестве элементов-родоначальников заключены в микроскопическом кристаллике, скажем циркона, то каждому из  $\alpha$ -лучей, действующих на окружающее вещество — пусть это будет слюда — отве-

чает концентрический сферический слой, соответствующий радиальному расстоянию, на котором ионизирующее действие различных  $\alpha$ -лучей имеет максимальное значение. Слои эти более или менее покрывают друг друга. В результате, на пластинках слюды, расколотых по плоскостям спайности, мы видим окрашенные концентрические кольца, отображающие ионизирующее действие лучей.

Чтобы установить теоретическое распределение этих колец, мы должны сложить все ионизационные эффекты, наблюдающиеся в воздухе, иначе говоря каждому лучу нужно приписать кривую Гейгера, принимая во внимание величину его пробега и просуммировать все ординаты.

Рассмотрим сначала случай ториевого дворика. На рисунке 1-м изображена кривая, полученная только что описанным способом. Ординаты ее пропорциональны суммарной ионизации, производимой элементами ряда тория, испускающими

$\alpha$ -лучи. В верхней части рисунка я отметил, пересчитав их на воздух, положения окрашенных колец, которые окружают в биотите небольшую частицу минерала, содержащего торий и все последующие продукты его превращений. При этом, конечно, мы производим очень сильное увеличение размеров дворика — в 2000 слишком раз. Как вы видите, дворик очень хорошо подходит к очертаниям воздушной кривой. Быть может, будет небезынтересным упомянуть, что открытие третьего кольца привело к обнаружению выступа на кривой, который ему соответствует (эта часть кривой была первоначально начерчена по недостаточному числу ординат). Наблюдающееся близкое согласие чрезвычайно любопытно. Характер воздушной кривой зависит от той величины пробега  $\alpha$ -лучей, которую мы измеряем в настоящее время в нашей лаборатории. Измерения же двориков относятся к радиоактивным эффектам, начавшим оставлять свой след в слюде в каменноугольные времена — быть может, еще значительно раньше. Дворики не обнаруживают никаких признаков изменений в величине соответствующих пробегов. Как известно, скорость распада (или постоянная превращения радиоактивных элементов) тесно связана с пробегом. Таким образом в случае ряда тория, в этих древних микроскопических записях мы можем найти гарантии того, что накопление конечного продукта — ториевого изотопа свинца — происходило в отдаленные времена с той именно скоростью, которую мы вывели из результатов блестящих исследований нашего времени. Этой уверенностью мы обя-

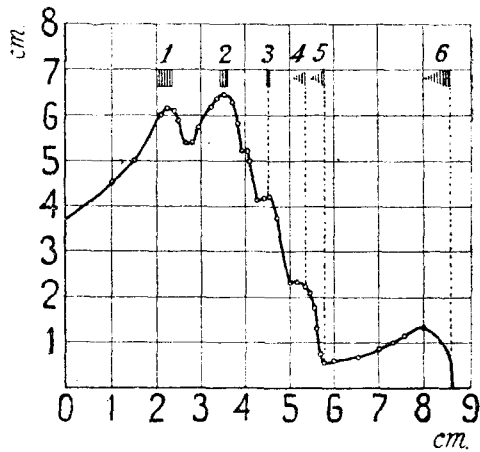


Рис. 1.

заны ториевым дворикам. Они же показывают нам маловероятность неустойчивости образующегося свинца, так как если бы последняя имела место, то мы должны были бы констатировать присутствие еще одного вида лучей, сверх тех, которыми мы воспользовались при выводе кривой ионизации. Правда соответствующие лучи могли бы быть, благодаря совпадению величины пробегов, скрыты в одном из колец дворика, но структура дворика так точно подходит к каждому изгибу кривой, что такой случай представляется чрезвычайно маловероятным. Можно также наблюдать последовательные стадии разви-

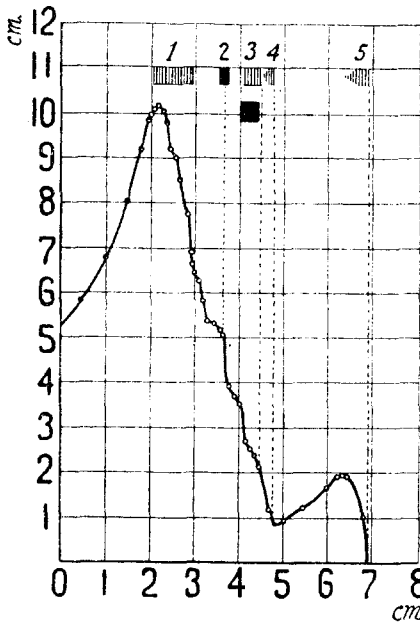


Рис. 2.

тия ториевых двориков. Первыми появляются кольца, соответствующие двум самым заметным гребням кривой на рис. 1. Если центральное ядро слишком мало или слабо, ничего больше не выступает.

Перейдем теперь к урановой кривой. Расположив все восемь отдельных кривых ионизации согласно величине пробега каждого луча и сложив ординаты, мы получаем кривую, изображенную на рис. 2. Выше же расположены кольца, наблюдающиеся в урановых двориках.

Рассматривая эти кольца, мы замечаем, что наружные очертания двориков находится, по видимому, в хорошем согласии с современными величинами пробегов. Внутреннее же кольцо имеет больший радиус, чем можно было ожидать по кривой. Это наблюдение было подвергнуто весьма тщательной проверке. В девонской слюде из графства Карлоу можно найти эти дворики во всех стадиях развития, смотря по величине и активности ядер. Урановый дворик появляется сначала в виде темного одиночного кольца, окружающего микроскопическое центральное ядро. Он может быть измерен, начиная с той стадии своего развития, которая граничит с невидимостью, до той, в которой его центральная часть уже затемняется и появляются первые туманные признаки самого внешнего кольца, образующегося исключительно под действием лучей радия C. Ряд измерений, произведенных за последнее время различными исследователями над этими эмбриональными двориками, подтвердил величину среднего значения радиуса первого кольца, приведенную в работе, сообщенной в 1916 году Королевскому Обществу. Расхождение с теоретической кривой невелико; оно составляет от 10 до 12% величины внешнего радиуса. Некоторая неточность неизбежна вследствие трудности как измерения величины ядра, так и

введения соответствующей поправки. Расхождение между теоретической кривой и размерами дворика имеет, повидимому, большое значение. Я уже указывал на то, что величина пробега  $\alpha$ -лучей, испускаемых превращающимся элементом, связана со скоростью его распада. Величина пробега тем больше, чем меньше средняя продолжительность жизни элемента. И вот мы видим, что первое кольцо уранового дворика в слюде указывает на величину пробега большую, чем мы могли бы ожидать по современным наблюдениям воздушной кривой. Согласие, которое имеется в других случаях, показывает, что тут нет какого-либо неизвестного эффекта, который бы влиял на задержку  $\alpha$ -лучей слюдой. Положение первого уранового кольца определяется по преимуществу  $\alpha$ -лучами небольшого пробега, которые испускаются при начальных превращениях ряда урана. Мы можем заключить отсюда, что, по крайней мере, одна группа этих лучей должна была иметь в прежнее время большую величину пробега и что, следовательно, соответствующий период распада должен был быть короче. Особенно большое значение при образовании дворика имеют самые медленные  $\alpha$ -лучи, которые испускаются при распаде урана I. Возможно, что наблюдающееся расхождение именно от того и происходит, что эти лучи обладали большей величиной пробега в ранние геологические времена. Во всяком случае, существование такого расхождения, очевидно, наводит нас на мысль, что скорость превращения урана в свинец была когда-то значительно выше, чем в наши дни.

Я могу коснуться теперь некоторых измерений, произведенных в последнее время над двориками, относящимися к сравнительно недавним и к очень отдаленным геологическим временам. При этом я должен сделать оговорку, что результаты эти вследствие трудности измерений и по самой природе своей требуют очень тщательного подтверждения. Исходная проблема может быть формулирована в нескольких словах следующим образом: имеется ли зависимость между величиной отклонения размеров урановых двориков от теории и древностью пород, в которых образовался дворик?

Я старался найти урановые дворики в породах, которые были бы моложе Лейнстерского гранита, относящегося к началу девонского периода. Однако в Мурнском граните, который относится к эоцену или к началу третичной эры, долгое время не удавалось отыскать двориков, пригодных для измерений. Лишь недавно мне посчастливилось найти несколько таких ранних кольцеобразных двориков, которые я мог измерить. Дальнейшие поиски открыли еще некоторое количество их: но в общем они встречаются очень редко и отыскать их не легко. Ядра этих двориков состоят обыкновенно не из циркона, а, повидимому, из апатита или алланита; средние размеры их больше, чем в случае цирконовых ядер в слюде из Карлоу. Принимая во внимание состав и размеры ядер в Мурнском граните, нужно было бы внести в этом случае в наблюдаемый радиус дворика большую отрицательную поправку,

чем в случае двориков в слюде из Карлоу. В действительности же, между наружными радиусами эоценовых и девонских двориков наблюдается, повидимому, небольшое расхождение в обратном направлении. Согласно большому числу отсчетов, произведенных несколькими исследователями, часть которых не была знакома с сутью дела, наружный радиус кольца в эоценовых двориках равен 0,0135 мм. (без поправки на радиус ядра). Те же лица в случае девонских двориков, также без поправки на ядро, нашли 0,0146 мм. Поправка на ядро, произвести которую затруднительно, как я уже говорил, еще увеличила бы расхождение. Нет оснований предполагать, что более 1% этого расхождения может быть отнесено на счет химического состава или плотности слюды, которые были исследованы в обоих случаях.

Совсем недавно я нашел эти первичные кольцеобразные дворики в слюдах из Арендаля и Иттерби, которые относятся, вероятно, к архейской эре и во всяком случае очень древнего происхождения. Радиус этих двориков равен, или немножко меньше 0,0160 мм. И в этом случае состав слюды, повидимому, не играет роли. Таким образом, согласно этим измерениям оказывается, что радиус кольца в эоценовом дворике должен быть увеличен приблизительно на 7%, чтобы сравняться с размерами девонского дворика, в то время как радиальные размеры последнего приблизительно на 10% меньше размеров архейского дворика. Можно установить целую геологическую хронологию по размерам этих колец.

В случае подтверждения вышеприведенных результатов, они явились бы веским доказательством того, что какой-то фактор, изменявшийся в течение геологических времен, имел влияние на величины пробега и периоды некоторых элементов, участвовавших в построении урановых двориков. Нельзя, однако, приписывать этим измерениям слишком большого веса, прежде чем они не будут подтверждены данными, относящимися еще и к другим слюдам. В ожидании дальнейших исследований, я возвращаюсь к тому факту, что урановые дворики девонского периода не соответствуют ионизационной кривой ряда урана, построенной по современным исследованиям. Между ними имеется значительное расхождение в области лучей с коротким пробегом, в особенности же в области тех первичных лучей, которые имеют особое значение для определения скорости накопления урано-свинца.

Повидимому, у нас нет оснований отрицать возможность уменьшения скорости распада урана в течение геологического времени. Лабораторные опыты, подобные тем, которые можно произвести в случае элементов с небольшой продолжительностью жизни, вряд ли могут помочь нам разобраться в этом вопросе. Во всяком случае, если приведенное объяснение правильно, мы должны предположить, что в случае тория соответствующие эффекты должны были быть гораздо слабее выражены. Наиболее вероятным представляется в общем допустить влияние одного или нескольких изотопов урана, которые в на-

стоящее время, быть может, почти исчезли. Некоторые выдающиеся исследователи уже пытались привлечь гипотетические изотопы урана, чтобы разрешить трудности, связанные с данными об ионизации в ряду урана. Болтвуд считает возможным, что то, что мы называем ураном, состоит из трех радиоактивных элементов, испускающих  $\alpha$ -лучи: одного элемента родоначальника и двух его изотопных продуктов превращения (Phil. Mag., июль 1920 г.). В 1917 г. Риккард высказал предположение, что родоначальником актиния является третий изотоп урана, не принадлежащий к ряду урана, с атомным весом равным 240. Предположение Риккарда было встречено благоприятно Содди и Кранстоном. Оно устраняет затруднения, связанные с атомным весом урана и хорошо согласуется с атомным весом радия и ураносвинца.

Для объяснения аномалий девонских дворики можно привлечь гипотезу, до некоторой степени подобную гипотезе Риккарда. Точкой отправления должны служить следующие факты: возраст, указываемый ураном для ранне-палеозойских пород, приблизительно в четыре раза с лишком, велик по сравнению с возрастом, указываемым торием. Мы принимаем поэтому, что три четверти свинца, находимого в урановых минералах, образовались из некоторого изотопа. Так как первичное  $\alpha$ -излучение этого изотопа не могло быть обнаружено в настоящее время, то нужно предположить, что он почти целиком распался. Мы знаем, таким образом, что известная масса этого изотопа превратилась в свинец в известный интервал времени —  $130 \times 10^6$  лет. Предполагая, что в настоящее время остался только  $1\%$  этого изотопа, мы получаем его постоянную превращения ( $3,5 \times 10^{-8}$ ) и с помощью соотношения Гейгера и Нетталля находим соответствующую величину пробега (2,6 см. при  $0^\circ$  или 2,75 см. при  $15^\circ$ ). В настоящее время  $\alpha$ -излучение этого гипотетического тела должно составлять только одну тысячную  $\alpha$ -излучения урана I, но за все время, начиная с девонского периода, на одну  $\alpha$ -частицу, излученную более долговечным изотопом, приходится приблизительно три, излученные менее долговечным. Суммарная кривая ионизации, видоизмененная по этой гипотезе, была бы в согласии с результатами наблюдений над девонскими дворики. Мы должны предположить также, что величины пробегов лучей, испускаемых последующими продуктами распада воображаемого изотопа, были таковы, что наружные части дворики остались в своих существенных чертах неизменными. В таком предположении нет ничего невероятного.

Следующие факты выступают особенно ярко при изучении радиоактивных дворики: во-первых, согласие, существующее между нашими современными измерениями и очертаниями палеозойских ториевых дворики показывает, что периоды элементов, принимавших участие в их образовании, не изменились в течение 130 миллионов лет. На основании этого, принимая также во внимание устойчивость ториево-свинца,

мы должны считать построенные на тории-свинце подсчеты геологического времени в высокой степени достоверными. Подсчеты эти подтверждаются согласными показаниями, которыми мы обязаны протекавшим на поверхности земли процессам денудации. Во-вторых, очертания урановых дворигов противоречат периоду, который мы приписываем в настоящее время урану; расхождение это еще более подчеркивается невозможностью примирить урановое время с согласными показаниями ториевого времени и времени, вычисленного по денудации.

Весь вопрос нельзя еще считать окончательно исчерпанным, но в общем я думаю, что 150 или 200 миллионов лет представляется наиболее вероятным значением возраста земли, считая со времени водворения современных геологических условий на земном шаре.

Астрономические изыскания по вопросу о возрасте земли оперируют по преимуществу с тем гораздо более высоким возрастом, который должен быть приписан земле как планете. Для этого возраста указывались чрезвычайно высокие значения. Последние можно, однако, согласовать со сравнительно небольшими значениями геологического времени. Для этого, насколько я могу судить, нам достаточно воспользоваться только необходимыми выводами из наших сведений о радиоактивности земных материалов. Я бы хотел пойти дальше, оставаясь, как мне кажется, вполне последовательным, и приписать радиоактивной энергии гораздо большее влияние на планетную и звездную эволюцию, чем это делалось до сих пор.

Единственная планета, которую мы можем детально исследовать — это, конечно, наша земля. И что же мы находим? В материалах, из которых построена ее поверхность, содержится достаточно радиоактивных элементов, чтобы объяснить, как показал впервые лорд Рэлей, средний наблюдающийся градиент температуры, предполагая, что поверхностные условия сохраняются до некоторой глубины, равной приблизительно 19 километрам. По многим причинам, однако, чрезвычайно невероятно, чтобы существовал такой точно определенный радиоактивный слой. Также невероятно, чтобы внутренние части земли не содержали бы радиоактивных веществ. Мы находим и торий и уран в метеоритах с высоким процентом железа и никкеля; правда, эти элементы до сих пор не были обнаружены в метеоритном железе, но мы знаем из средней плотности земли, что ее центральная часть не может состоять из чистого железа. Вероятно, к нему примешано значительное количество (около 40%) кремнистых материалов, а каждый раз, когда последние обнаруживаются в метеоритах, мы находим в них также и радиоактивные элементы. Какие можно, наконец, вообразить себе силы, которые бы могли отделить весь уран и торий и перенести их на поверхность?

Тот взгляд, согласно которому радиоактивные элементы содержатся в середине земли, часто наталкивается на формальное отрица-



ние возможности повышения внутренней температуры земли. На каких данных основано такое отрицание? Если бы температура центрального ядра земли, с радиусом, скажем, в 2000 килом., повысилась на  $1000^{\circ}\text{C}$  в течение геологического периода (а для этого, принимая низкие значения для внутренней радиоактивности, потребовалось бы 150 миллионов лет), то могли ли бы мы это обнаружить? Увеличилась ли бы заметно продолжительность дня? Был ли бы вообще какой-нибудь эффект, если бы внешние части в то же время охлаждались вследствие потери первоначального тепла? Мы должны далее принять во внимание, что пригодные наблюдения имеются только для короткого периода исторического времени. В общем, насколько я могу судить, отрицание это совершенно ни на чем не основано.

Примем теперь, что внутренняя температура земли действительно повышается. Не ожидает ли в этом случае нашу геологическую эпоху угрожающий конец? Кельвин показал, насколько совершенна тепловая изоляция середины земли, и несомненно, что внутреннее тепло в настоящее время не теряется. Повышение температуры внутри должно продолжаться, пока современная эпоха не падет жертвой накопившейся энергии. За нею должен последовать период вулканизма, который уничтожит жизнь на земле и обратит химические изменения, накопившиеся в течение долгих лет процессов денудации и органической деятельности. Вся последовательность событий — быстрое охлаждение вследствие излучения, возвращение океанов и, возможно, возрождение жизни с ее историей эволюции — повторилась бы снова. С этой точки зрения возраст земли, определением которого мы занимались, является, быть может, только одним из многих и должен неизбежно иметь свой верхний предел. Но затем должно прийти возрождение, и возможно, что настанет день, когда эпоха этого возрождения будет занимать мысли иных умов, отличных от наших. Не надо забывать, что после каких-нибудь десяти миллиардов лет еще будут существовать 50% порождающих тепло элементов, и что уменьшение их количества вызовет только увеличение продолжительности повторяющихся геологических эпох. Возможно, что другие планеты нашей системы находятся в различных стадиях таких циклических изменений.

Перевел А. Н. Фрумкин.

## О донном льде <sup>1)</sup>.

В. Я. Альтберг.

Вопрос о донном льде имеет длинную, но странную историю. Более ста лет, как явление это привлекало внимание многих, ввиду той роли, какую оно играет в северных странах, и ввиду безуспешности попыток удовлетворительно объяснить своеобразную особенность его, заключающуюся в более раннем замерзании воды (на дне), более удаленной от источника охлаждения и ближе всего расположенной к источнику нагревания (почвенное тепло). О природе этого «парадоксального» явления уже с давних пор велись бесплодные споры, незакончившиеся, как это ни странно, даже до настоящего времени <sup>2)</sup>. Удивительнее всего то, что, несмотря на обширную литературу <sup>3)</sup>, свидетельствующую не только о научном интересе к этому явлению, но также и о большом практическом значении его вообще, в особенности в гидротехнике при использовании водяной энергии страны, вопрос о его природе и самой причине образования не оказался сдвинутым с мертвой точки, на каковой он пребывал в течение многих десятилетий. Причина этого в том, что за отсутствием количественных и опытных данных вопрос обсуждался обыкновенно в плоскости одних лишь предположений и необоснованных догадок. Ввиду, однако, накопившегося за последнее время обильного материала наблюдений, своевременной и назревшей оказалась потребность в коренном пересмотре всего вопроса, предпринятом мною после того, как петроградское общественное самоуправление обратилось в 1915 г. <sup>4)</sup> в Главную Физическую Обсерваторию за выяснением природы этого явления, представив ей с этой целью определенные средства.

<sup>1)</sup> Доклад, прочитанный на съезде по водопроводному делу в Москве в октябре 1922 года.

<sup>2)</sup> Статья J. A i t k e n'a (Journal of the Scott. Meteor. Soc. v. XVIII, № 35. 1917.), между прочим, дает повод к критике (см. ниже) и отбрасывает нас назад, к тридцатым годам прошлого столетия, когда Араго и Гей-Люссак вели спор о самой возможности образования льда на дне.

<sup>3)</sup> Список одних заглавий статей, заметок и отдельных монографий по этому вопросу занял бы десяток страниц.

<sup>4)</sup> После памятного петроградцам случая закупорки донным льдом приемных труб водопровода, лишившей весь город воды 14 декабря 1914 г.

Не считая возможным останавливаться здесь<sup>1)</sup> на истории различных толкований природы явления и беспочвенных споров по этому поводу, я предпочту прямо перейти к фактам и опытам, вскрывающим истинную сущность явления, охарактеризовав лишь в самых общих чертах положение вопроса, каким оно было в то время.

До последнего времени у нас преобладал (за границей же преобладает еще по сие время<sup>2)</sup>, взгляд, приписывающий необычное появление льда на дне охлаждению последнего, вследствие предполагаемого излучения тепла сквозь воду. Эта идея, развитая Фаркгарсоном (Farquharson, 1844), независимо от него Ассманом (Assmann, 1888), использованная затем Барнесом (H. Barnes<sup>3)</sup>), была признана известным физиком Кобленцом (Coblentz<sup>4)</sup>) «наиболее удачной», дающей «наивероятнейшее» объяснение рассматриваемого явления и уже издавна клалась инженерами неизменно в основу при конструировании ими тех частей гидротехнических установок и водоприемников, работе которых препятствовал образующийся донный лед. Однако практика американских водопроводов обнаружила безусловно отрицательный результат такого рода конструкций, тем самым подвергнув сомнению правильность исходной идеи.

Мною было уже отмечено<sup>5)</sup>, что идея эта, основанная на произвольном допущении необыкновенной будто бы прозрачности воды для некоторых категорий инфракрасных волн, в корне неверна и противоречит фактическим данным опыта<sup>6)</sup>, вследствие чего объяснение донного льда при помощи теплового излучения дна могло быть названо «удачным и наивероятнейшим» лишь по недоразумению.

## Факты и результаты лабораторных опытов и наблюдений в природе.

Побудительным толчком к выяснению природы донного льда послужил случай экстраординарного замерзания Невы не сверху, как обыкновенно бывает, но снизу (со дна), имевший место 14 декабря 1914 г., когда весь Петроград оказался лишенным воды вследствие

<sup>1)</sup> Об этом изложено мною в другом месте (Метеорологический Вестник, 1920, Известия Рос. Гидролог. Института т. 1, 1921).

<sup>2)</sup> Судя по обзору о современном положении вопроса, данном J. Smellie и A. Watt, Journ. of the Scott. Meteor. Soc. v XVII, № 34. 1917.

<sup>3)</sup> H. Barnes, Anchor-Ice Formation from the Standpoint of the Radiation Theory, New-York 1906.

<sup>4)</sup> W. Coblentz, Investigations of Infra-Red Spectra, Carnegie Institution of Washington Publ. № 97 p. 147. 1908.

<sup>5)</sup> Известия Главной Физич. Обсерват. т. 3. 1921.

<sup>6)</sup> По исследованиям Paschen'a, Rubens'a, Aschkinass'a, К. П. Яковлева и др. вода в инфракрасной части спектра такой прозрачностью не обладает, наоборот, именно в области, соответствующей радиации холодного тела (дно реки), она чрезвычайно сильно поглощает, поглощая уже в тончайших слоях воды, измеряемых малыми долями м.м.

обмерзания концов водоприемных труб (в форме раструбов  $d=2$  метра с железными решетками), заложенных посреди Невы на дне, на глубине 20 м. По свидетельству водолазов, дно реки и все находившиеся там части водопроводного оборудования оказались покрытыми мощным слоем рыхлого льда в  $\frac{3}{4}$  метра толщины. Аналогичные случаи неоднократно повторялись в большем или меньшем масштабе, помимо Петрограда, также и в целом ряде других городов России и Америки (Варшава, Нью-Йорк и др.).

В январе 1917 г. почти повсеместно в Англии наблюдалось образование донного льда, повлекшее за собою приостановку водоснабжения в целом ряде городов и округов.

Однако гораздо более частые осложнения этого рода испытывают гидротехнические установки (силовые станции), в особенности в Канаде, которым ежегодно приходится бороться с вредными проявлениями такого льда. Грандиозные образования донного льда, вызывающие иногда изменения даже скалистого рельефа речных русел, происходят на больших реках Сибири, в особенности на реке Ангаре.

Выяснение условий образования такого льда начато было в лабораторной обстановке в Главной Физической Обсерватории, где вскоре удалось искусственно воспроизвести это явление и выяснить главные факторы, его вызывающие. Особенное внимание было обращено прежде всего на термические условия с применением чувствительных термометров (с точностью до  $0^{\circ},002$ ). Оказалось, что вода, охлаждаемая в комнате при помощи охладительных смесей, при условии непрерывного перемешивания, легко может быть переохлаждена на несколько градусов ниже нуля, охлаждаемая же на дворе путем соприкосновения перемешиваемой воды с морозным воздухом, при условии обеспеченного заноса мельчайших кристалликов из атмосферы, никогда не может быть переохлаждена столь же сильно, как в первом случае, слабое же переохлаждение (измеряемое малыми долями градуса) можно было констатировать во всех случаях. По достижении температуры примерно  $-0^{\circ},1$  в воде появлялись обыкновенно очень мелкие и тонкие пластинки (чешуйки) в форме кружечков в 1—2 мм. в диаметре, которые постепенно увеличивались в размере и в числе. После этого температура воды постепенно и медленно повышалась, не достигая, однако, в точности  $0^{\circ}$ , от которого она отличалась на 2—3 тысячных доли градуса. При таком ничтожно-слабом переохлаждении вода (перемешиваемая на морозе) могла оставаться в течение многих часов, несмотря на непрерывные выделения чешуйчатого льда внутри воды и на дне сосуда. Кристаллизация, следовательно, происходит при непрременном наличии переохлаждения, хотя бы и ничтожно слабого. Строение ледяных пластинок (чешуек), образованных внутри воды и на поверхности дна сосуда, оказалось тождественным — вполне круглые, совершенно прозрачные пластинки с зеркальными параллельными поверхностями (рис. 1).

Попутно определялась общая теплопотеря воды, которая оказалась довольно значительной: обыкновенно она превышала 1 гр.-кал. в минуту с поверхности 1 см.<sup>2</sup> (при морозе, превышавшем 6° и наличии ветра).

По выяснении условий образования донного льда в лабораторной обстановке организованы были впервые с достаточной точностью и обстоятельностью наблюдения в естественных условиях на реке Неве в 1916/17 и 1920/21 гг. <sup>1)</sup> с целью выяснения температурных условий в реке в период захлаживания вообще и в особенности во время образования донного льда. С этой целью привлечен был штат наблюдателей Главной Физической Обсерватории, производивших наблюдения под моим руководством.

Применены были следующие приборы:

1) Ртутные термометры высшей чувствительности (разделенные на 0°,01) в специальных оправках с термической инерцией.

2) Специально выпущенный из Лондона электрический термограф Каллендара (Callendar) (точность измерения 0°,02).

3) Особо сконструированный прибор, при помощи которого возможно было производить вполне надежные измерения температуры воды непосредственно в реке в любое время дня и ночи, с точностью до 0°,002.

<sup>1)</sup> Наблюдения 1920—1921 г.г. произведены были при ближайшем и непосредственном содействии Российского Гидрологического Института.

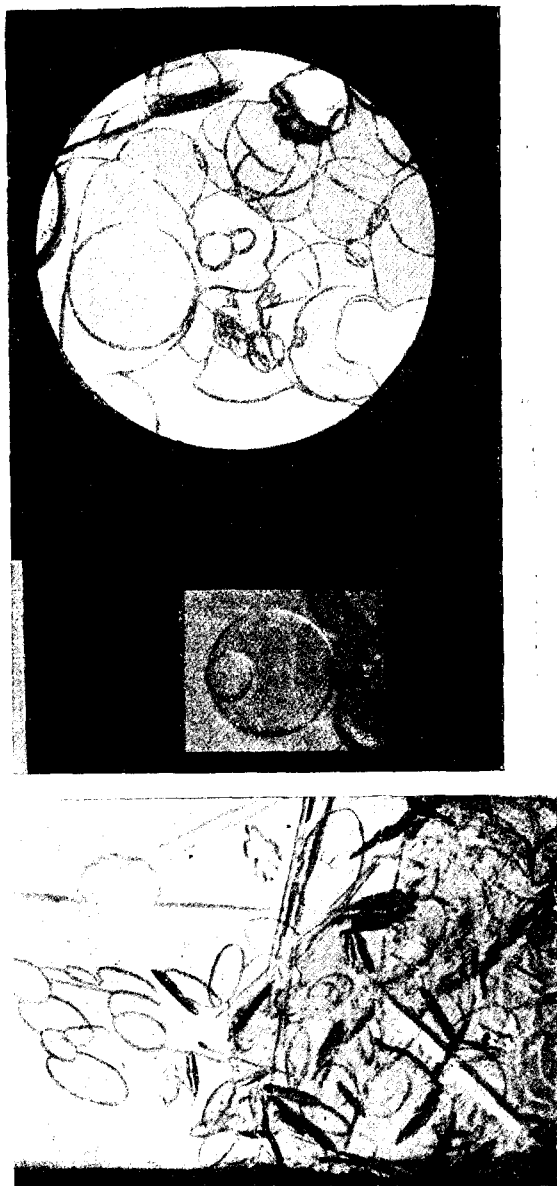


Рис. 1.

Рис. 2 представляет схематический разрез прибора.

*T*—чувствительный термометр, *M*—микроскоп, *P*—призма полного внутреннего отражения, *L*—электрическая лампочка, *K*—водонепроницаемая оболочка.

Определение поправок всех приборов и самые измерения в реке производились со всеми необходимыми и достаточными предосторожностями.

В нашем распоряжении имелся пароход и штат водолазов. Приемник термографа был заложен на глубине 12 метров, так что прибор давал непрерывную запись температуры придонного слоя воды. При помощи термометров производились ежедневные наблюдения (днем и ночью) в различных точках речного профиля, как поперечного, так и продольного. Из полученного таким образом весьма обширного материала наблюдений здесь может быть приведена лишь сводка общих выводов.

В период, когда температура воды на много градусов выше  $0^{\circ}$ , распределение ее по профилю лишь в самом грубом приближении можно считать равномерным. Более точный, систематический промер обнаружил довольно пеструю картину «микротермической» структуры профиля. В виду недостаточно основательного перемешивания всех слоев в реке, можно было наблюдать обыкновенно легкие уклонения температуры в ту и другую сторону от среднего ее значения, доходящие иногда до  $0^{\circ},3$ . Уклонения эти (положительные и отрицательные) распределяются по профилю самым прихотливым образом, без какой-

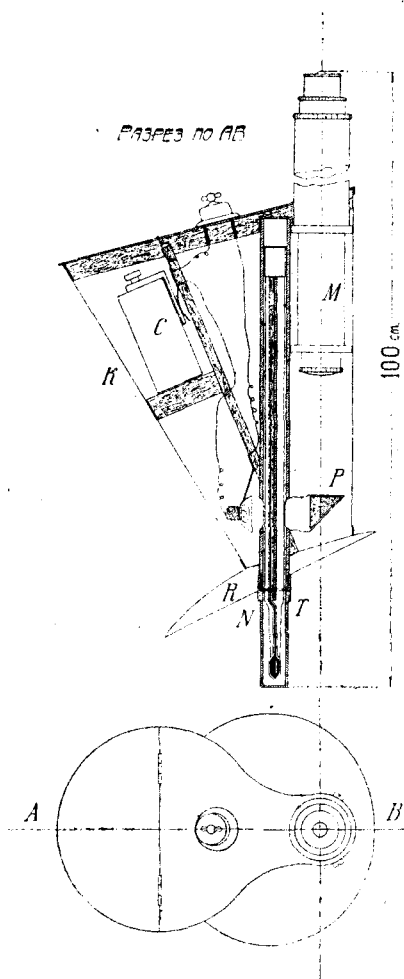


Рис. 2.

либо закономерности, нередко даже вопреки статически устойчивому распределению плотностей, так что более легкие слои оказывались расположенными ниже более плотных. По мере приближения общей температуры реки к  $0^{\circ}$  амплитуда уклонений постепенно убывала, измерялась уже сотыми долями градуса, однако полного выравнивания температуры не достигалось также и при  $0^{\circ}$ . Таким образом, непосредственными температурными измерениями устанавливалось, что несколько более холодные слои воды могли оказаться лежащими ниже

более теплых (следовательно, более плотных). Установлено было затем, что после охлаждения реки до  $0^{\circ}$  вода оказывалась иногда слегка переохлажденной (на сотые доли градуса, в очень редких случаях даже на  $0^{\circ},1$ ). Такого порядка переохлаждение можно было констатировать не только на поверхности, но также и в промежуточных слоях, равным образом также и в придонном слое, при чем в последнем переохлаждение могло по временам даже превосходить таковое в остальных слоях.

На рис. 3 дан для примера ход температуры воды в Неве 2—5 и 8—9 декабря 1920 г. по ежечасным наблюдениям в течение круглых суток.

Из этой кривой видно, что температура воды почти все время равнялась  $0^{\circ},00$ , исключая 3, 5 и 8/XII, когда в течение нескольких

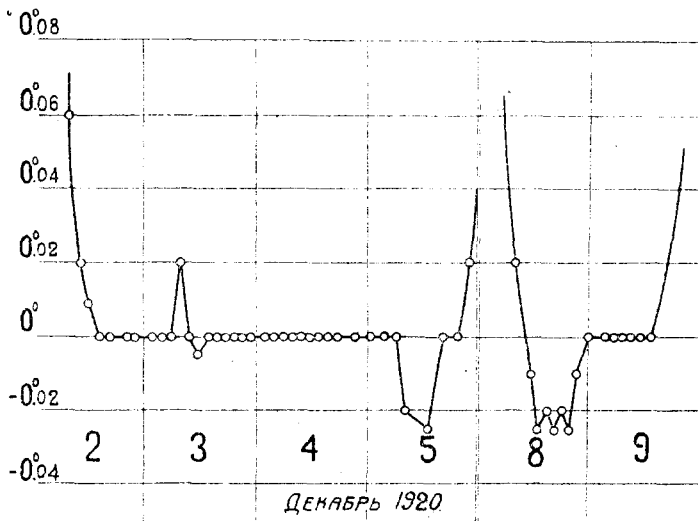


Рис. 3.

часов она оказалась на несколько сотых долей градуса выше или ниже  $0^{\circ}$ . В эти же именно периоды каждый раз было констатировано также и образование донного и вообще чешуйчатого льда. Любопытно отметить, что переохлажденное состояние сохранялось в течение многих часов, несмотря на присутствие в воде льда и несмотря даже на непрерывное образование новых порций льда. Из многочисленных рядов наблюдений в течение ряда лет можно было вывести заключение, что для появления донного льда и его более или менее быстрого нарастания требовалось непременно наличие переохлажденного состояния, хотя бы и ничтожно слабого, каковое должно было сохраниться, пока происходило выделение льда.

Таким образом, в отношении самого факта переохлаждения воды, порядка величины его и, наконец, возможного сохранения такового состояния в присутствии твердой фазы и даже безусловной необходи-

мости его для процесса кристаллизации, наблюдения в природе стояли в полном согласии с результатами опытов в лабораторной обстановке.

Вопросом о переохлаждении пришлось заняться столь детально с целью вырешить его исчерпывающим образом ввиду того, что именно в отношении него господствовали превратные представления, сводившиеся к неизменному отрицанию самой возможности такого эффекта в реке на основании известного факта уничтожения переохлаждения после введения твердой фазы. Такое недостаточно основательное обобщение факта, имеющего место лишь при определенных условиях (в лаборатории) на случаи с совершенно отличными условиями (в природе) приводило к неверным представлениям, препятствовавшим в значительной мере уяснению сущности явления со времени Гей-Люссака и по настоящее время.

Когда я только-что приступал к изучению явления донного льда, то некоторые из руководящих представителей комиссии, образованной в 1915 году специально для изучения этого явления, сомневаясь в возможности переохлаждения в реке, даже устраняли самый вопрос об этом из обсуждаемой программы «ввиду сомнительности эффекта и малой его изученности». Когда же непосредственные наблюдения все же обнаружили этот эффект, то в отчете об этих наблюдениях указывалось, что не вода переохлаждена, но что сами приборы охладились ниже  $0^{\circ}$ , температура же воды  $= 0^{\circ}$  (Л. А. Ячевский, Гидрологический Вестник, 1915 г. № 4). Неясным еще может показаться важный вопрос, каким образом поддерживается длительно (в течение многих часов) переохлажденное состояние при наличии твердой фазы и даже при непрерывном выделении новых порций льда. До фактического выяснения этого обстоятельства многие выражали недоумение и сомнение в возможности его ввиду того, что уже первые порции выделенного льда должны были бы, по их мнению, уничтожить имевшееся весьма слабое переохлаждение.

Непосредственные измерения, однако, показали, что, вопреки сомнениям, переохлажденное состояние не уничтожается, и кристаллизация не только не прекращается, но протекает иногда с достаточной даже энергией<sup>1)</sup>.

Дело в том, что обыкновенно упускался из виду важный момент, являющийся в данном случае решающим. Это — общая теплопотеря воды, обуславливающая собою весь процесс образования льда вообще. Известно (по определению Гомена), что в холодное осеннее время водоемы теряют большие количества тепла. Отнесенная к единице поверхности ( $1 \text{ см.}^2$ ) эта теплопотеря может прозойти 1 гр.-калорию в минуту, с чем согласуются также и определения теплопотери воды в опытах с искусственным воспроизведением льда (при одинаковых условиях).

---

<sup>1)</sup> Известны случаи образования донного льда в реке в течение часа и даже менее.



При столь мощной теплопотере с поверхности температура воды тем не менее всегда остается приблизительно одинаковой по всей глубине. Это указывает на одинаковое участие всех слоев в теплопотере, а также на то, что теплопередача между всеми слоями легко и быстро осуществляется в результате основательного перемешивания всех слоев при турбулентном движении воды в реке. При облегченной, таким образом, конвективной теплопередаче и ввиду мощности общей теплопотери скрытое тепло, выделяющееся, напр., в придонной области, не может здесь застаиваться и накапливаться, но, будучи уведено через все слои воды в воздух, содействует длительному сохранению переохлажденного состояния, поддерживая, таким образом, благоприятные для кристаллизации условия<sup>1)</sup>.

Хотя уже вышеизложенного достаточно для уяснения сущности явления, мне хотелось еще поставить опыт с воспроизведением первичного слоя донного льда в условиях, не оставляющих никакого сомнения в том, что лучеиспускание не только не является первоосновой этого явления, как полагает Барнес, но может произойти совершенно независимо от него, с другой стороны, что оно не обусловлено заносом льда с поверхности, как утверждает Айткен. С этой целью я поставил простой опыт образования донного льда при условиях, гарантирующих безусловную невозможность как заноса льда с поверхности, так и участия лучеиспускания дна. Постановка опыта была такая.

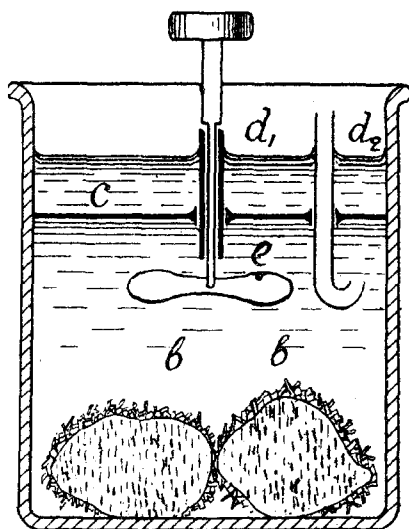


рис. 4.

Стеклянный сосуд с водой, экраном *c* и камнями *bb* на дне его (рис. 4) устанавливался на одни или двое суток в помещении с постоянной температурой приблизительно в  $-0^{\circ},1$ . После внесения через трубку *d<sub>2</sub>* кусочка льда, вода перемешивалась некоторое время мешалкой *e* и затем оставлялась в покое. Вскоре можно было наблюдать появление на поверхности камней сначала отдельных элементов льда, увеличение их размеров и затем массовое обрастание камней слоем рыхлого льда, словно мхом, при чем вода оставалась в спокойном состоянии (см. фотографию, рис. 5).

Таким образом, искусственное образование первичного слоя донного льда при условиях, вполне исключающих как занос льда с по-

<sup>1)</sup> Я позволил себе несколько дольше остановиться на этих элементарных соображениях, потому что в литературе даже в этом отношении преобладали превратные представления, основанные на предвзятых предположениях.

верхности, так и участие теплового излучения со дна, дает прямое указание, в каком направлении следует искать причину явления.

И в случае рек механизм образования на дне первичного слоя, по видимому, тот же, как и при искусственном его воспроизведении.

На основании многолетнего опыта, вынесенного из наблюдений над донным льдом в природе и из множество раз воспроизведенного явления в лабораторной обстановке, мне представляется сущность явления вполне понятной, не возбуждающей никакого сомнения и уже не заключающей в себе элемента парадоксальности.

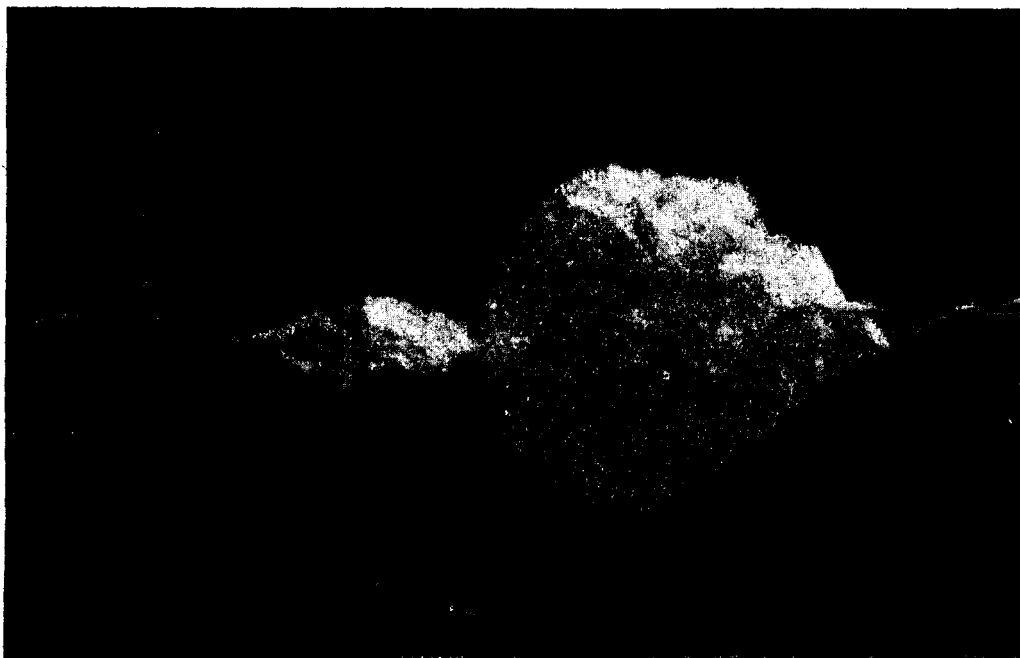


Рис. 5.

По крайней мере, на основании своего опыта мне удавалось в громадном большинстве случаев заранее предвидеть, наступит или не наступит данное явление, а также определить условия места и времени его наступления. В частном случае Невы для меня совершенно ясны причины исторических случаев образования донного льда, вообще причины редкости явления на одних водоемах и, наоборот, частоты его на других.

В свете новых фактов, добытых опытным путем в лабораторной обстановке и путем наблюдений в природе, является теперь нетрудным дать ответ на вопрос, поставленный еще в первой половине прошлого века и всплывающий теперь снова ввиду того, что он оставался до настоящего времени без удовлетворительного ответа: почему в реках лед образуется иногда на поверхности, иногда же на дне.

Английские авторы обзора о современном положении вопроса о донном льде ставят также и новый вопрос о причине редкости этого явления для некоторых водоемов, в частности для Lochrutton (на юге Шотландии) — всего один случай замерзания водопровода за все 45-летие его существования, несмотря на то, что бывали зимы гораздо более суровые и продолжительные, чем 1917 г. К этому я мог бы добавить из истории Петроградского водопровода два сравнительно редких случая грандиозного образования донного льда 8 декабря 1894 г. и 14 декабря 1914 г., повлекших за собою прекращение водоснабжения для всего Петрограда.

Анализ всей совокупности условий, при которых произошли оба исторических случая, приводит к заключению, что причиной здесь является лишь редкое, имевшее место только в упомянутые два года, совпадение исключительно благоприятных обстоятельств, обеспечивших особенно мощную теплопотерю реки, поверхность которой оказалась внезапно лишенной обычно образующегося при таких условиях погоды ледяного покрова, который обычно и предохраняет в значительной степени воду от сильного охлаждения. В обоих случаях внезапное обнажение реки произошло во время сильного ледохода, вследствие сильного образования затора льда в реке несколько выше того участка, в пределах которого в последующий период (в течение ночи) все дно Невы оказалось покрытым толстым слоем льда. Метеорологические условия в это время оказались весьма благоприятными (низкая температура воздуха, — 11° и — 8°, при резком ветре и ясном ночном небе) для того, чтобы вызвать сильнейшую теплопотерю воды. При этих условиях и принимая во внимание полную подготовленность реки к выделению льда, обусловленную продолжительным ледоходом в предшествующий период, в воде, слегка переохлажденной во всей массе до дна, лед должен был образовываться в форме мелких элементов, вообще говоря повсюду, но преимущественно у дна, где они и могли удержаться на месте сами и удержать (вследствие режеляции) также и другие частицы льда, массами образующиеся внутри воды.

Теплопотеря воды в сильнейшей степени зависит, помимо метеорологических факторов, от состояния поверхности ее (обнажения или покрытия льдом, отлично предохраняющим от сильной теплопотери). Недаром все наблюдатели единодушно свидетельствуют об отсутствии льда на поверхности в то время, когда он образуется на дне. Этому чрезвычайно важному обстоятельству никто, однако, не придавал особого значения, и на роль его не обращалось внимания.

Кроме того следует отметить, что обнаженная поверхность, обуславливая сильную теплопотерю, способствует образованию (при прочих равных условиях) гораздо больших количеств донного льда, чем обыкновенного поверхностного, каковое обстоятельство также неизменно отмечают наблюдатели.

С другой стороны, известно, что те участки реки, которые в течение всей зимы остаются обнаженными (напр. в порогах), являются, если можно так выразиться, лабораториями донного льда, который затем, всплывая, скапливается в большем количестве под поверхностным льдом на протяжении десятков километров в виде мощных пластов рыхлого льда (шуга) толщиной 5—8 метров<sup>1)</sup>.

Таким образом, решающим моментом для образования донного льда является наличие максимальной теплопотери воды, возможной лишь при отсутствии льда на поверхности. Ввиду того, что стечение благоприятных обстоятельств, обеспечивающих весьма мощную теплопотерю, случается обыкновенно редко, выдающиеся случаи образования донного льда происходят также лишь изредка. Поэтому очень редкими должны быть подобные случаи в Англии с ее мягким климатом. Наоборот, в Сибири, с ее суровым климатом и быстро текущими реками, необходимые условия обеспечиваются ежегодно, вследствие чего донный лед там образуется в больших количествах ежегодно (напр. на Ангаре) и относится к заурядным явлениям. Переохлаждение воды является также необходимым условием, но далеко не достаточным, так как уже первые порции образующегося льда выделили бы скрытое тепло в количестве, достаточном для уничтожения переохлаждения. Поэтому решающее значение приобретают факторы, способные непрерывно поддерживать такое состояние, несмотря на выделение льда, а вместе с этим и выделение скрытого тепла.

Факты, добытые путем опыта и наблюдений, сопровождаемых точными измерениями, вместе с установленным уже давно фактом полной непрозрачности воды (в больших толщах) для волн, соответствующих предполагаемой радиации речного дна, делают все прежние и современные догадки о природе явления, считавшегося парадоксальным, либо излишними, либо совершенно неприемлемыми; сюда, в особенности, относится объяснение путем излучения, просто по недоразумению считающееся в Америке наивероятнейшим еще и поныне.

В Англии Айткен<sup>2)</sup>, хотя и отвергает возможность образования донного льда путем излучения, однако обосновывает это иначе, а именно невозможностью, по его мнению, перехода воды в твердое состояние без предварительного сильного переохлаждения воды в несколько градусов. Ввиду очевидной невозможности столь сильного охлаждения воды у дна, он не допускает самой возможности образования льда на дне *in situ* и, подобно Гей-Люссаку, объясняет появление его здесь заносом с поверхности, где он и образуется в непосредственном контакте с источником охлаждения. Непосредственные опыты показали, однако, что для перехода воды в твердое состояние вовсе не требуется столь сильного охлаждения, как думал Айткен, что для этого, наоборот,

<sup>1)</sup> М. Ф. Ционглинский. О наблюдениях над замерзанием реки Невы и исследованиях заторов на ней СПб. 1905.

<sup>2)</sup> I. Aitken. l. c.

достаточно даже ничтожного переохлаждения при условии наличия в воде затравки (что в естественных условиях вполне обеспечивается путем постоянного запаса ледяных частиц из морозного воздуха). Ввиду несостоятельности, таким образом, исходной предпосылки Айткена, его объяснение становится необоснованным и впрямом излишним.

Теперь, по выяснении всех условий образования донного льда, приходится удивляться тому, что столь простое и естественное явление могло в течение столь долгого времени считаться загадочным и даже, по выражению некоторых, «тайнственным феноменом природы», относительно природы которого высказывались самые превратные догадки и предположения.

Объяснения, лишь казавшиеся вероятными, но фактически необоснованные, как это ни странно, принимались за истинные, начиная с давних пор и до самого последнего времени. Зато практические применения таких беспочвенных учений (преимущественно в Америке) неизменно приводили к определенным отрицательным результатам.

Опыты и факты наблюдений, отвергнув все искусственные объяснения и фантастические толкования, дают теперь возможность заметить их простым и до очевидности понятным объяснением в полном согласии с тем, что известно о переходе вещества из одного состояния в другое.

## О происхождении окраски морей и озер.

*Вас. Шулейкин.*

При первом взгляде на синюю поверхность моря, в ясный летний день, может возникнуть мысль, что окраска этой поверхности вызывается отражением голубого неба в воде. Однако нетрудно убедиться в том, что это не совсем так: для этого достаточно лишь сравнить, с одной стороны, насыщенный синий цвет Нордкапского течения, которое попадает в воды Полярного моря, и, с другой стороны, — бледный, зеленовато-серый цвет Азовского моря, над которым синеет яркое южное небо.

Очевидно, следовательно, что на окраску моря влияют какие-то внутренние причины, какие-то индивидуальные особенности.

Выяснением этих причин занимался целый ряд исследователей, начиная с Леонардо да-Винчи, особенно же обстоятельная экспериментальная работа была произведена десять лет тому назад германским физиком О. фон-Ауфзесс.

Изучая окраску Баварских озер, он пришел к заключению, что видимый цвет их вызывается какими-то красящими веществами, смешанными к воде и характерными для каждого озера.

Однако, как удалось показать автору настоящей заметки в 1921 г.<sup>1)</sup>, подобное соображение приводит к неверным результатам, если, исходя из них, произвести количественное исследование.

Напротив, весьма просто и детально можно объяснить происхождение окраски морей и озер, если шаг за шагом проследить за распространением световых лучей, попадающих сверху в воду, а затем как-то направляемых в глаз наблюдателя.

Предположим, что на каждый квадратный сантиметр поверхности моря падает сверху некоторое количество световой энергии  $J_0$  и что этот падающий свет совершенно белый.

Разобьем всю толщу морской воды на тонкие горизонтальные слои.

Так как вода обладает избирательной поглощательной способностью, то — при распространении света от слоя к слою — энергия лучей

---

<sup>1)</sup> Вас. Шулейкин. „О цветности моря“. Известия Физич. Инст. М. Научн. Инст. II. 129. 1922.

будет отчасти непрерывно поглощаться, при чем сильнее всего будут поглощаться красные лучи, а слабее всего — фиолетовые и синие.

Чем глубже проникает свет, тем более интенсивную, синюю окраску принимает он. Но наблюдатель, смотрящий на море сверху, никогда не увидел бы этого синего света, если бы в слоях воды происходило одно лишь поглощение лучистой энергии и не было причин, заставляющих лучи света возвращаться обратно вверх.

В действительности такая причина существует, — существует другой процесс, который имеет место в слоях воды, на-ряду с процессом избирательного поглощения. Причина эта — рассеяние света мельчайшими частицами, всегда присутствующими в морской воде в виде очень тонкой взвеси (сами молекулы воды тоже, разумеется, рассеивают свет, но эффект, вызываемый ими, ничтожен по сравнению с эффектом, вызванным другими, более активными частицами — скоплениями молекул газов, растворенных в воде, и др. Этого обстоятельства не учитывает, между прочим, недавно появившаяся теория происхождения окраски морей, предложенная калькуттским физиком Раманом (С. V. Raman, 1922).

Законы рассеяния света «мутными средами» были тщательно изучены Стрёттом (лорд Рэлей), который показал (1871 и 1899), что количество световой энергии, рассеянной бесконечно-тонким слоем ( $dz$ ) мутной среды прямо пропорционально интенсивности падающего света  $J$ , толщине  $dz$  и обратно пропорционально четвертой степени длины волны соответствующего луча, т. е.:

$$dJ = -\frac{a}{\lambda^4} \cdot J \cdot dz.$$

Здесь  $\lambda$  — длина волны,  $a$  — некоторый коэффициент, который мы в дальнейшем будем называть коэффициентом рассеяния; коэффициент этот зависит от концентрации и размеров взвешенных частиц<sup>1)</sup>.

Полное ослабление света слоем толщиной  $dz$  нетрудно найти, сложив количество света рассеянного и поглощенного. Последнее не может быть выражено аналитически, но его можно представить в виде кривой (№ 1 на рисунке 1): по оси абсцисс отложены длины волн, а по оси ординат — соответствующие коэффициенты поглощения. Обозначим последние символом  $f(\lambda)$ .

Исследуя распространение света от слоя к слою, можно вычислить количество энергии, которая рассеивается в верх каждым бесконечно-тонким слоем, лежащим на некоторой глубине под поверхностью моря. Прежде чем такие отброшенные вверх лучи дойдут до поверхности и попадут в глаз наблюдателя, они должны вновь пройти сквозь более

---

<sup>1)</sup> Были попытки объяснить окраску морей одним лишь неодинаковым рассеянием лучей разных длин волн (как была объяснена самим лордом Рэлеем окраска небесного свода), но положительных результатов они не дали.

или менее толстый слой воды, но и это обстоятельство нетрудно учесть, если известны законы поглощения и рассеяния света в морской воде.

Разумеется, количество энергии, посланной кверху различными слоями, будет неодинаково: глубокие слои пошлют несравненно меньше ее, чем слои выше лежащие. Суммируя энергию, дошедшую снизу до поверхности моря, автор настоящей заметки получил окончательно следующее выражение:

$$J = J_0 \frac{1 - a}{1 - \frac{a}{4\lambda^4} + f(\lambda)} \quad (1')$$

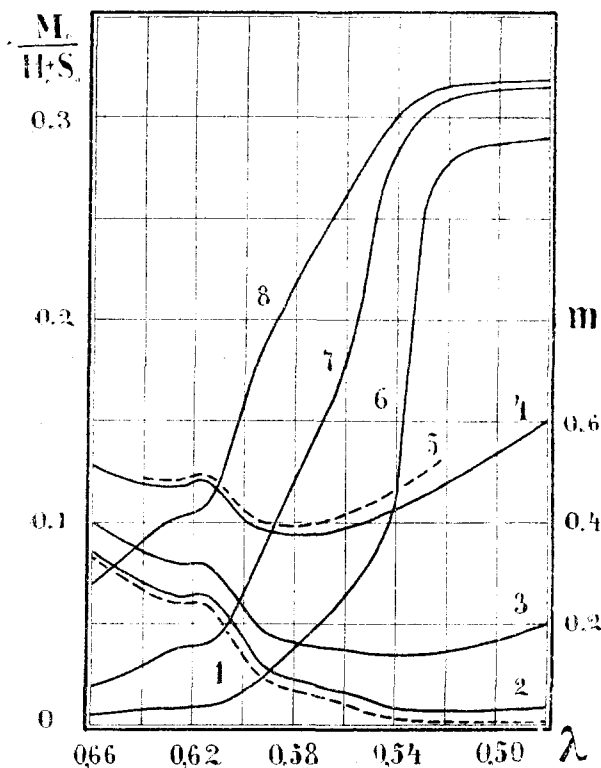


Рис. 1.

Буквой  $J$  обозначено здесь количество лучистой энергии, выходящей обратно вверх через единицу поверхности моря; все остальные обозначения сохраняют смысл, указанный выше.

Нетрудно видеть, что  $J$  будет меньше, чем  $J_0$ , и что уменьшение будет неодинаково для различных длин волн  $\lambda$ : так, лучи красные будут ослаблены значительно больше, чем синие.

Рассмотрим несколько ближе величины  $J_0$  и  $J$ . Первая из них (поток энергии, пронизывающей единицу

поверхности сверху вниз) может быть разбита на два слагаемых. В самом деле, если море освещается сверху: 1) солнечным диском и 2) небесным сводом, и если яркость освещения одним только солнцем равна  $S_0$ , а одним только небесным сводом —  $H_0$ , то очевидно, что  $J_0 = S_0 + H_0$ .

Что касается яркости освещения поверхности моря изнутри окрашенным светом, исходящим из глубин, то ее нетрудно связать с количеством энергии  $J$ , исходящим вверх через единицу поверхности.

Действительно, так как свет этот диффузный, то очевидно, что яркость освещения  $M_0$  выражается так:

$$M_0 = \frac{J}{\pi}$$



Подставляя в уравнение (1') вместо  $J_0$  и  $J$  их выражения, найдем:

$$M_0 = \frac{S_0 + H_0}{\pi} \cdot \frac{\frac{1}{4} \frac{a}{\lambda^4}}{\frac{1}{4} \frac{a}{\lambda^4} + f(\lambda)}$$

или, иначе:

$$\frac{M_0}{S_0 + H_0} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\frac{1}{4} \frac{a}{\lambda^4}}{\frac{1}{4} \frac{a}{\lambda^4} + f(\lambda)} \dots \dots \dots (1)$$

Нетрудно видеть, что полученное равенство позволяет вычислить спектр того внутреннего света, который сообщает морю его характерную окраску: для этого нужно только знать  $f(\lambda)$  и  $a$ .

Значения  $f(\lambda)$  для различных длин волн были получены целым рядом экспериментаторов. Мы заимствуем их из книжки О. фон-Ауфзесс «Die Physikalischen Eigenschaften der Seen» (рис. 1 кривая № 1).

Что касается значения  $a$ , то его также можно определить из опыта, находя коэффициент «абсорбции» света в морской воде. Нетрудно показать, что такой коэффициент абсорбции  $m$  на самом деле складывается из двух частей: одной, зависящей от поглощения света водой (в истинном смысле этого слова), и другой, зависящей от рассеяния света по закону лорда Рэля. Именно:

$$m = f(\lambda) + \frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}$$

Определяя  $m$  с помощью исследования проб воды, можно найти  $a$  (на рисунке 1 изображена, для примера, кривая  $m$  № 5, полученная Ауфзессом для воды Штаффельского озера и приписываемая им особому «красящему веществу», растворенному в воде). Но величину  $a$  можно приблизительно определить и с помощью более простого приема: наблюдая глубину, на которой исчезает в воде так называемый «диск Секки». Можно показать, что связь между коэффициентом  $a$  и глубиной исчезновения диска Секки  $Z$  выражается кривой, изображенной на рисунке 2<sup>1)</sup>.

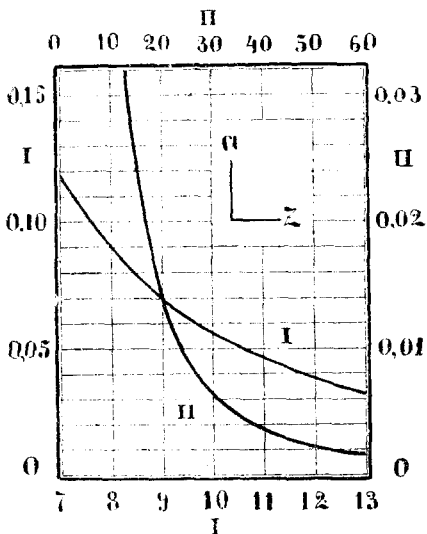


Рис. 2. (Глубины исчезновения выражены в метрах).

<sup>1)</sup> См. цитированную работу автора.

Глубины исчезновения диска Секки определялись всеми океанографическими экспедициями.

Поэтому есть основания полагать, что для вод трех типичных наших морей: Черного, Балтийского и Белого,—коэффициент  $a$  соответственно:

$$a = 0,004$$

$$a = 0,020$$

$$a = 0,070$$

Трем этим значениям  $a$  и соответствуют как раз кривые  $m = f(\lambda) + \frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}$ , нанесенные на рисунок 1 под номерами 2, 3 и 4.

Подставляя значения  $a$  в формулу 1, найдем спектры внутреннего света, вызывающего окраску Черного моря (спектр № 6), Балтийского моря (спектр № 7) и Белого (спектр № 8).

Нетрудно видеть, что спектр Черного моря отвечает действительности: относительная яркость лучей в синей части спектра несравненно больше, чем во всех остальных; море отличается насыщенным темно-синим цветом. Очевидно также, что окраска Балтийского моря будет светлей и зеленей, чем окраска Черного, а окраска Белого будет еще более белесоватой и зеленоватой.

До сих пор мы предполагали, что частицы, взвешенные в воде, только рассеивают свет, не поглощая его.

На самом деле, в природных водах часто встречаются еще частицы другого рода — частицы, обладающие способностью поглощать свет и притом избирательно. Таковы, например, частицы взмученного измельченного грунта, планктон и проч.

Учитывая совместное действие частиц обоих родов, можно получить спектр внутреннего света в самом общем виде:

$$\frac{M_0}{S_0 + H_0} = \frac{1}{\pi} \frac{(1 - \beta) \frac{1}{4} \frac{a}{\lambda^4} + \beta \cdot \frac{1}{2} \varphi(\lambda)}{(1 - \beta) \frac{1}{4} \frac{a}{\lambda^4} + f(\lambda) + \beta \left[ 1 - \frac{1}{2} \varphi(\lambda) \right]} \dots (2)$$

Здесь  $\beta$  обозначает вероятность встречи светового луча (на пути в 1 метр) с частицей второго рода;  $\varphi(\lambda)$  — коэффициент избирательного отражения для последних.

Вычисления по формуле (2) приводят к спектральным кривым, изображенным на рисунке 3.

Они соответствуют тому случаю, когда в воде взвешены частицы глинозема.

Кривая 9 отвечает небольшой концентрации последних ( $\beta = 0,02$ ); видимый цвет воды, очевидно, зеленоватый.

Кривая 10 отвечает несколько большей концентрации ( $\beta = 0,20$ ); цвет — совершенно зеленый.

Наконец, кривая 11 соответствует предельному случаю, когда  $\xi = 1$ , то-есть когда рассеянием света частицами первого рода можно пренебречь; видимый цвет здесь уже коричневый, такой, какой имеют горные речки, несущие большое количество частиц глинозема.

Итак, все нюансы окраски водоемов могут быть объяснены (и притом количественно), если проследить за рассеянием и поглощением света в воде.

Окраска эта зависит, следовательно, от оптических свойств воды данного моря или озера, но оптические свойства ее, очевидно, подвержены изменениям.

Особенно резкие изменения вносят частицы «второго рода», которые появляются в большом количестве, особенно после свежих ветров, когда с берегов и отмелей нередко тянутся в открытое море целые полосы воды, окрашенной в желто-зеленый или красноватый цвет (в зависимости от грунта); подобным же образом влияет и окрашенный планктон, временами появляющийся в очень больших количествах.

Но и число частиц «первого рода» тоже подвержено изменению; непостоянны, повидимому, и их размеры.

В самом деле, ведь в воде морей и озер, как известно, растворены газы, входящие в состав атмосферного воздуха; так, по данным Ю. М. Шокальского, один литр океанской воды (соленость = 35‰), при нормальном давлении и при температуре 15° C поглощает 5,84 см<sup>3</sup> кислорода и 11,12 см<sup>3</sup> азота. При понижении температуры до 0°, количество поглощенного кислорода увеличивается до 8,03 см<sup>3</sup>, а количество азота—до 14,4 см<sup>3</sup>; напротив, при повышении температуры воды до 30° количество кислорода падает до 4,5 см<sup>3</sup>, а количество азота—до 9,26 см<sup>3</sup>.

Приняв во внимание эти цифры, предположим, что та или иная причина вызывает местное нагревание холодной морской или озерной воды. Очевидно, что при этом часть растворенных газов должна выделиться, но процесс выделения газов в виде более или менее крупных пузырьков будет предшествовать процесс скопления газовых молекул в группы, число и размеры которых непрерывно возрастают с повышением температуры воды.

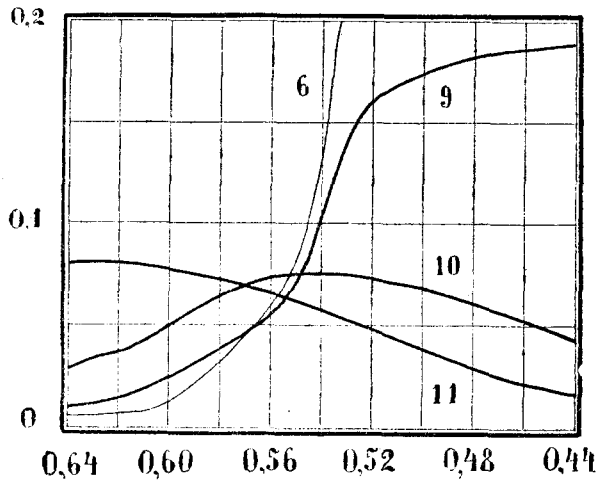


Рис. 3.

Вот эти-то группы молекул, повидимому, и являются теми частицами «первого рода», о которых упоминалось выше («группировка» газовых молекул может, разумеется, происходить даже и в том случае, если газы даже не насыщают воды при данной температуре).

Очевидно, стало быть, что при местном нагревании вод моря или озера, коэффициент рассеяния должен возрасти, а видимая окраска в этом месте делается более белесоватой и зеленоватой.

И действительно, обитатели берегов озера Байкал наблюдают белесоватые пятна на поверхности его как раз в тех местах, где бьют горячие ключи.

Противоположный эффект имеет место в том случае, когда теплые воды испытывают местное охлаждение. При этом размеры и число молекулярных «скоплений» должны уменьшаться, уменьшая тем самым коэффициент рассеяния и увеличивая прозрачность вод. Последние будут в таких местах принимать более синюю, насыщенную окраску, которая и наблюдается, в действительности, хотя бы в Нордкапском течении, где теплые воды Гольфстрема вливаются в холодные воды полярных морей. Говоря о видимой окраске моря, мы до сих пор предполагали, что наблюдатель смотрит отвесно вниз—перпендикулярно к водной поверхности, так как только в этом случае он может наблюдать внутренний диффузный свет в его наиболее чистом виде.

В самом деле, как показал еще Фрэнэл, при прохождении световых лучей через границу двух разнородных сред (например, воды и воздуха), часть лучей преломляясь входит во вторую среду, часть же отражается обратно в первую. Наибольшее количество лучистой энергии, выходящей во вторую среду, будет иметь место в том случае, когда лучи направлены нормально к пограничной поверхности. Но очевидно, что, кроме внутреннего света, наблюдатель видит еще отражение небесного свода в воде и этот отраженный свет будет иметь минимум яркости как раз при отвесном наблюдении.

Предположим теперь, что наблюдатель смотрит с борта корабля (или с отвесной скалы над очень глубоким местом) на гладкую поверхность моря, простирающуюся до горизонта. Очевидно, что угол с поверхностью воды, под которым он видит все более и более далекие ее части, будет все острее и острее; все меньше и меньше будет, поэтому, видимая яркость внутреннего света и, наоборот, все больше и больше яркость света отраженного.

Прямо внизу, под ногами, наблюдатель увидит насыщенно окрашенную поверхность, а дальше она будет все светлеть, приобретая к горизонту характерный для штиля белесоватый оттенок...

Базируясь на законах преломления и отражения света, нетрудно так же просто объяснить резкие изменения видимой окраски моря, во время волнения. Положим, что луч зрения встречает некоторый элемент взволнованной водной поверхности в точке  $O$  (рис. 4), составляя угол  $\varphi$  с нормалью.

Очевидно, что луч, попадающий в глаз наблюдателя, можно разложить на два составляющих луча: один из них ( $M$ ) вышел, преломившись, из-под поверхности воды; другой ( $H$ ) — отразился от элемента водной поверхности, упав на него по направлению  $H_0O$ . Как яркость преломленного света  $M$ , так и яркость отраженного света  $H$  можно вычислить по формулам Френзеля, подставляя в них значения  $M_0$  и  $H_0$ . Именно:

$$\left. \begin{aligned} M &= \frac{1}{2} \frac{\sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi}{\sin^2(\varphi + \psi)} \left[ 1 + \frac{1}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right] \cdot M_0 \\ H &= \frac{1}{2} \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} \left[ 1 + \frac{\cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right] \cdot H_0 \end{aligned} \right\} \dots \dots (3)$$

По наблюдениям Бунзена, Роско, Перитера и других, в ясные дни можно часто принимать  $H_0 = S_0$ ; таким образом можно связать равенством (1) или (2)  $M_0$  и  $H_0$ .

Нетрудно видеть, что тогда система уравнений (3) позволит найти относительную величину  $M$  и  $H$  для любых углов наклона волны. В последней системе уравнений независимым переменным является, очевидно, только один угол

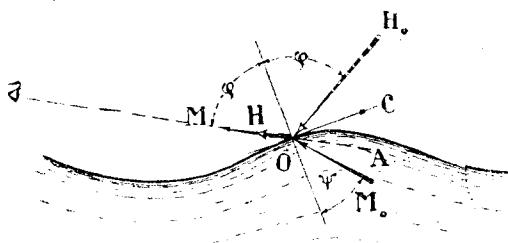


Рис. 4.

(например  $\varphi$ ), так как другой угол связан с ним соотношением Декарта:  $\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = n = 1,32$  (для перехода луча из воды в воздух).

Изменения  $M$  и  $H$  можно представить очень наглядно на полярной диаграмме (см. рис. 5).

От полярной оси  $OA$  будем откладывать (против часовой стрелки) углы  $AOC$ , которые составляет луч зрения  $OA$  с касательной к волне в данной точке  $O$ .

Откладывая на радиусе векторе  $OC$  величину  $H$ , получим кривую I, выражающую видимую яркость отраженного света.

Откладывая же на нем величину  $M$  (в том же масштабе) — получим кривую II, выражающую видимую яркость внутреннего света в синей части спектра. Пользуясь уравнениями (1) или (2) или же непосредственно спектральными кривыми рисунков 1 и 3, можно построить такую же кривую для любых спектральных лучей, исходящих из глубин моря. Для примера, на диаграмму 5 нанесена еще одна из таких кривых (III), вычисленная для желто-зеленой части спектра.

Полярная диаграмма (см. рис. 5) позволяет проследить за изменением окраски моря во время волнения.

Пусть наблюдатель стоит на берегу и смотрит на море под острым углом к горизонту. Если на море штиль, то вектор  $OC$  составляет очень малый угол с полярной осью  $OA$ . Радиус вектор ( $M$ ) кривой II близок к нулю, а соответственный радиус-вектор ( $H$ ) кривой I значительно превышает его, приближаясь к максимальной величине  $OA = H_0$ .

Цвет моря соответствует окраске небесного свода, обычно белеватой.

Но стоит лишь на поверхности моря образоваться волнам (хотя бы небольшим), как угол  $AOC$  начнет возрастать, при чем вектор  $M$  будет быстро увеличиваться, вектор  $H$  резко уменьшаться; море начнет быстро синеть (если это Черное море) или же зеленеть (если это море Белое или Балтийское).

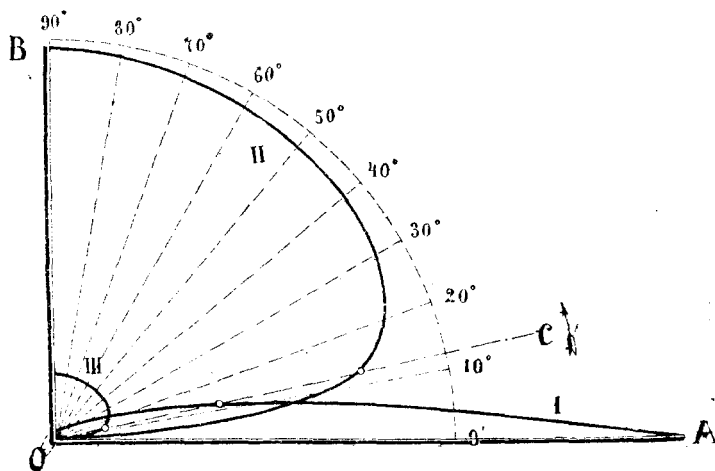


Рис. 5.

При построении диаграммы 5 предполагалось, что яркость освещения моря одним только небесным сводом равна яркости освещения одним только диском солнца:

$$H_0 = S'_0.$$

Но очевидно, что в действительности  $S'_0$  может оказаться очень малой величиной, близкой к нулю, как это имеет место в том случае, когда диск солнца закрыт облаками.

При этом, в формуле (1) или (2) вместо  $S_0 + H_0$  окажется только  $H_0$  — окраска моря будет обусловлена окраской небесного свода, тем более, что вектор  $M$ , в большинстве случаев, будет мал по сравнению с вектором  $H$  (его относительная величина уменьшится приблизительно вдвое по сравнению с соответственной величиной в ясную погоду). Вот чем объясняется темный, свинцовый цвет моря в пасмурную погоду. Так же нетрудно объяснить и своеобразную, пеструю окраску,

которую принимает, например, Черное море после шторма, когда солнце местами проглядывает сквозь облака: там, где солнечные лучи непосредственно попадают в воду, они быстро рассеиваются крупными пузырьками воздуха, взвешенными в верхних слоях взволнованной воды; отбрасываясь последними кверху, они проходят через сравнительно небольшой слой воды и вызывают здесь желтовато-зеленую окраску поверхности волн; напротив, там, где облака загораживают прямые солнечные лучи,—наблюдатель видит синий внутренний свет, исходящий из глубин, по волнам бегут здесь насыщенно-синие «тени» облаков.

Та же диаграмма 5 позволяет объяснить и интенсивную окраску горных озер. В самом деле, горы, окружающие последние, как бы «отрезают» пояса небесного свода, лежащие близко к горизонту и отражающиеся в воде под острым углом. В озере отразятся, следовательно, лишь те зоны, которым отвечают большие углы  $AOC$  (диаграмма 5), но яркость отраженного цвета будет здесь невелика, и наблюдатель увидит окраску озера, вызванную, главным образом, «внутренним» светом.

Окраска эта будет или синяя, или зеленая — в зависимости от оптических свойств озерной воды (см. рис. 1—3).

Количественные выводы теории, изложенной выше, были автором настоящей заметки подвергнуты экспериментальной проверке.

Первоначально проверка была произведена в лабораторном масштабе, в биофизическом институте, — при чем обнаружилось полное согласие теории с опытом. В дополнение к тому, что было уже опубликовано в Известиях Физического Института<sup>1)</sup>, приведем результат фотометрического наблюдения «модели» моря.

В водный раствор синей анилиновой краски «родулин» вливался спиртовый раствор канифоли, который давал в воде весьма тонкую коллоидальную взвесь.

Определяя экспериментально  $f(\lambda)$  для раствора синей краски (заменяющей избирательное поглощение в толстом слое морской воды) и коэффициент рассеяния света тончайшими частицами канифоли (заменяющими частицы «1 рода» в морской воде), можно было вычислить спектр света, который исходит из ванночки с параллельными стеклянными стенками, если эта ванночка, наполненная раствором краски и коллоидальной взвесью,—рассматривается в отраженном свете. Вычисление, произведенное по формуле (1), приводит к кривой, изображенной на рисунке 6.

Непосредственное фотометрирование освещенной поверхности такой «модели моря» дало ряд точек, нанесенных на рис. 6. Как видно из рисунка, экспериментально полученные точки очень близко ложатся около теоретической кривой.

<sup>1)</sup> И. Ф. И. т. II. 129. 1922.

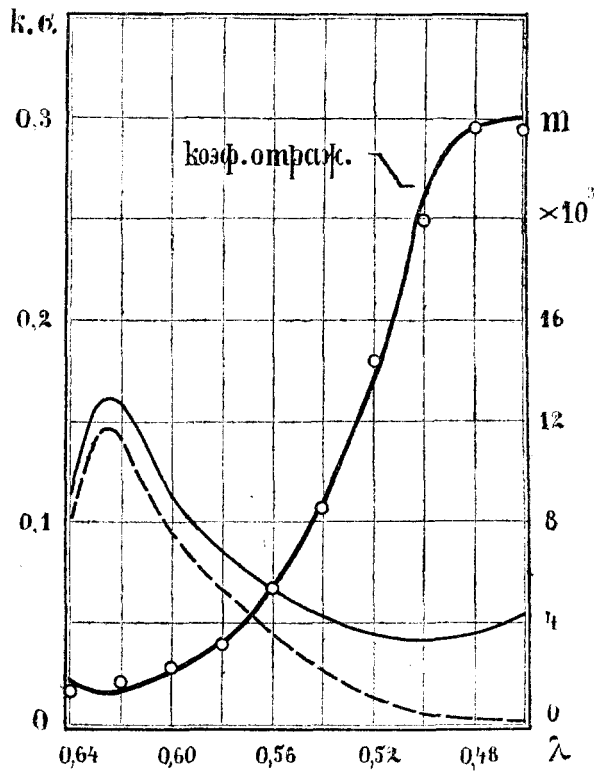


Рис.

Вполне удовлетворительные результаты получились и при проверке формулы (2), при чем роль частиц «2 рода» исполняли частицы охры, взвешенной в воде.

Окончательная проверка теории в природных условиях была выполнена минувшим летом 1922 года. Первые опыты производились в Черном море, близ Севастополя, на портовом катере «Ай-Фока» и дали результаты, согласные с теорией. К сожалению, благодаря свежей погоде и сильной качке катера, наблюдения были весьма затруднены, и не могло быть и речи о построении точной спектральной кривой.

В несравненно более благоприятных условиях удалось выполнить фотометрические измерения на борту гидрографического судна «Пахтусов», на котором я получил возможность работать, благодаря любезному содействию комитета Пловучего Морского Научного Института и начальника Гидрографического Управления северных морей П. П. Михайлова.

«Пахтусов» вышел из Архангельска в конце августа и совершил рейс к берегам полуострова Ямала: через Белое море, Баренцево море (севернее о. Колгуева), Югорский шар и Карское море (с заходом к северной оконечности о. Вайгача—в Карских Воротах).



Приводим результаты наблюдений на четырех из станций.

№ станции.	Положение станции.	Время.	Глубина исчезновения диска Секки Z	Коэффициент рассеяния $a$
1	Горло Белого моря $\varphi = 66^{\circ} 43' N$ $\alpha = 41^{\circ} 24' O$	$9 \frac{h}{.}$	8 mt.	0,09
2	Югорский Шар близ бухты Варнека.	$15 \frac{h}{.}$	5 „	0,23
4	Кайские Ворота близ радио-станции.	$10 \frac{h}{.}$	12,15 „	0,035
5	Карское море (на больших глубинах) $\varphi = 69^{\circ} 52' N$ $\alpha = 62^{\circ} 45' O$	$10 \frac{h}{.}$	11 „	0,05

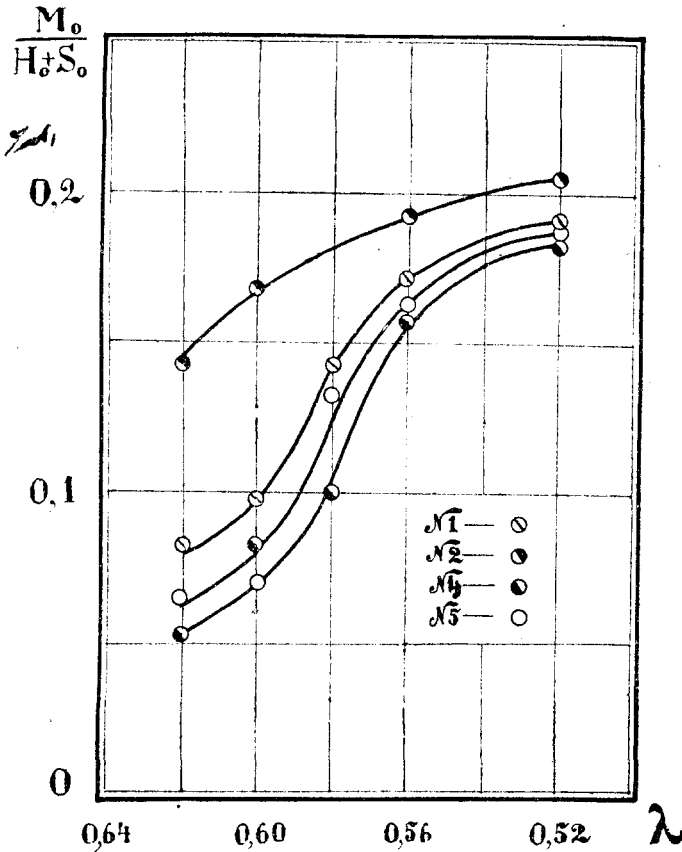


Рис. 7.

Спектральные кривые, полученные на этих станциях, изображены на рис. 7.

Как видим, ход их вполне соответствует теории. Замечается лишь разница в масштабе: абсолютная яркость «внутреннего» света оказывается меньше той, которую дает теория, но это уклонение объясняется крайне просто. В самом деле, ведь при выводе формул (1) и (2) предполагалось, что концентрация взвешенных частиц постоянна как в поверхностных, так и в глубоких слоях морской воды. В действительности это, разумеется, не так: рассеяние света, на различных глубинах, может быть различным—глубокие слои воды, по всей вероятности, более прозрачны, чем поверхностные. Такое предположение поддерживают также и наблюдения над окраской глубоководных растений, произведенные автором во время плавания на «Пахтусове», но на этих наблюдениях мы здесь останавливаться не можем.

## О строении атомов <sup>1)</sup>.

*Нильс Бор.*

### Общая картина атома.

Современное состояние атомной теории характеризуется тем, что мы не только можем считать несомненно доказанным существование атомов, но смеем даже претендовать на основательное знание составных частей отдельных атомов. В данном случае нет возможности дать обзор развития науки, которая привела к такому результату. Я просто напомню об открытии электронов в конце прошлого столетия; это открытие подтвердило и окончательно выяснило представления об атомистической природе электричества, медленно развивавшиеся со времени открытия Фарадеем основных законов электролиза и электрохимической теории Берцелиуса; блистательным триумфом этих представлений явилась теория электролитической диссоциации Аррениуса. Открытие электронов и выяснение их свойств было результатом работы большого числа исследователей, среди которых в особенности следует отметить Ленарда и Дж. Дж. Томсона. Остроумная попытка последнего исследователя развить представления о строении атомов на основании электронной теории явилась крайне важным шагом в разработке теории атомов. Завершением предварительной стадии развития наших сведений о составных частях атома послужило, однако, открытие атомных ядер, сделанное Резерфордом, работы которого над радиоактивными веществами, обнаруженными в начале нашего века, столь обогатили физику и химию в различных отношениях.

По современным нашим представлениям атом элемента состоит из ядра, имеющего положительный электрический заряд и являющегося местопребыванием почти всей атомной массы, и некоторого числа электронов с одинаковыми отрицательными зарядами и массами; электроны движутся на таких расстояниях от ядра, которые чрезвычайно

---

<sup>1)</sup> Перевод доклада, сделанного 11 декабря 1922 г. в Стокгольме при получении автором Нобелевской премии по отделу физики на 1922 г. Перевод сделан с немецкого перевода Паули (мл.), помещенного в билеинном номере журнала «Die Naturwissenschaften» (11, 606, 1923), посвященном десятилетию теории Бора. (Прим. перев.)

велики в сравнении с размерами ядра и электронов. В такой картине с первого же взгляда бросается в глаза необычайное сходство с планетной системой, подобной нашей солнечной системе. Простота законов небесных систем тесно связана с тем обстоятельством, что размеры\* отдельных светил малы в сравнении с размерами их орбит. Такие же соотношения в строении атомов дают возможность непосредственно понять существенные черты явлений природы, поскольку они зависят от свойств элементов. Эти соотношения позволяют разделить свойства элементов на два резко различных класса. К первому классу относится большая часть обычных физических и химических свойств элементов, форма состояния, цветность, химическая способность к реакциям. Эти свойства зависят от движения электронной системы и типа изменений этого движения, которые вызываются различными внешними воздействиями. Благодаря значительности массы ядра в сравнении с массой электронов и малым размером ядра в сравнении с размерами электронных орбит, движение электронной системы зависит очень мало от массы ядра и определяется с большой точностью общим электрическим зарядом ядра. В частности внутреннее строение ядра и способ распределения электричества и масс по отдельным частицам ядра может оказывать только ничтожное влияние на особенности электронной системы, окружающей его. С другой стороны, строение ядра определяет второй класс свойств элементов, проявляющийся в радиоактивности. В радиоактивных процессах мы наблюдаем взрыв ядра, при чем из него выбрасываются с колоссальными скоростями положительные и отрицательные, так называемые  $\alpha$  и  $\beta$  частицы. Наши представления о строении атома дают таким образом непосредственное объяснение полного отсутствия связи между двумя классами свойств элементов. Это, как известно, особенно резко проявляется в наличии элементов, обладающих с громадным приближением одинаковыми обычными физическими и химическими свойствами, но имеющих разные атомные веса и совершенно различные радиоактивные свойства. Такие элементы, существование которых впервые было обнаружено Содди и другими исследователями при изучении химических свойств радиоактивных веществ, называют изотопами в соответствии с классификацией веществ по их обычным физическим и химическим свойствам. Мне нет надобности излагать здесь <sup>1)</sup>, каким образом позднее обнаружилось, что изотопия имеется не только у радиоактивных элементов, но и у обычных устойчивых веществ; большое число элементов, рассматривавшихся до сих пор как простые, оказались на основании хорошо известных исследований Астона смесью изотопов с различными атомными весами. Вопрос о внутреннем строении ядер, получивший новый интерес в связи

---

<sup>1)</sup> Одновременно с Боро и Нобелевскую премию по отделу химии за открытие и исследование изотопии получили Содди и Астон. (Прим. перев.)

с этими исследованиями, до сих пор выяснен очень мало, хотя путь изысканий в этом направлении указан исследованиями Резерфорда над расщеплением ядер под действием бомбардировки  $\alpha$ -лучами; по поводу этих исследований можно сказать, что они начали новую эпоху естествознания, так как в них впервые удалось искусственно превратить один элемент в другой. В последующем мы ограничимся, однако, рассмотрением обычных физических и химических

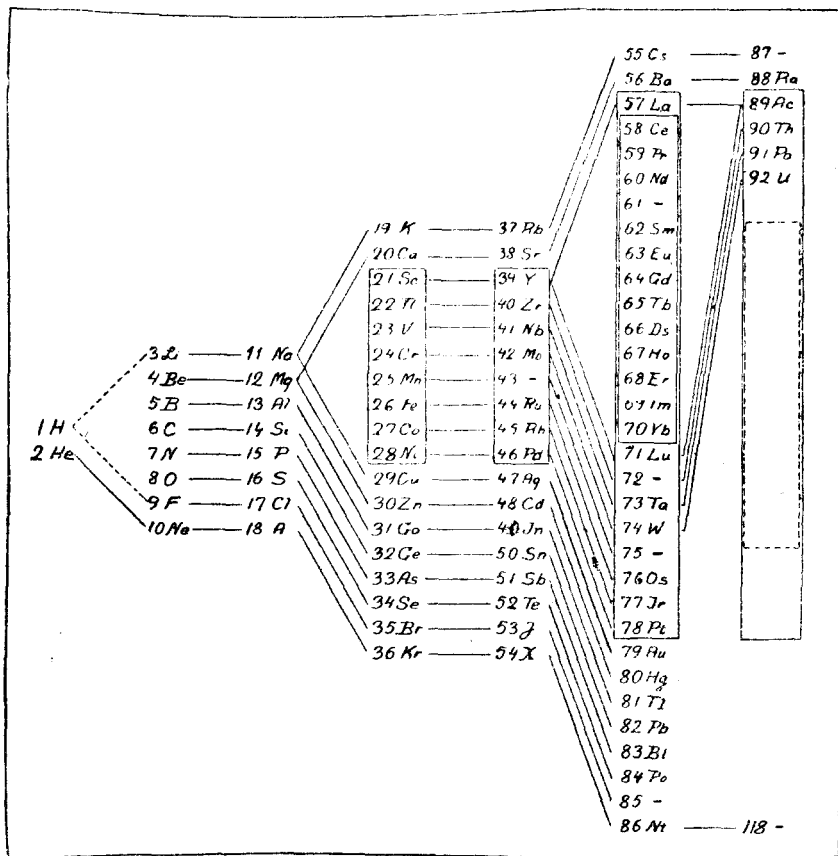


Рис. 1. Естественная система элементов.

свойств элементов и изложением попыток объяснения их на основании указанного представления о строении атомов.

Хорошо известно, что элементы по их физическим и химическим свойствам можно расположить в так называемую естественную систему, выявляющую своеобразное родство различных химических элементов. Менделеев и Лотар Мейер впервые показали, что химические и физические свойства элементов обнаруживают отчетливую периодичность, если их расположить в ряд, совпадающий в основных чертах с рядом последовательно возрастающих атомных весов. На рис. 1 дана таблица естественной, или периодической системы элементов

при чем элементы расположены не так, как это делается обычно, но с некоторым видоизменением, впервые указанным датским химиком Юлиусом Томсоном, много сделавшим в данной области. На рисунке элементы обозначены их обычными химическими символами и различные вертикальные колонны соответствуют так называемым периодам. Элементы в расположенных рядом колоннах, обладающие гомологичными химическими и физическими свойствами, соединены прямыми линиями. Четырехугольные рамки в высших периодах вокруг некоторых элементов, свойства которых обладают типическими отклонениями от указанной простой периодичности элементов первых периодов, имеют значение, к которому мы вернемся в дальнейшем.

В ходе развития наших представлений о строении атомов, характерные черты естественной системы получили поразительно простое освещение. Мы пришли таким образом к выводу, что число, стоящее на рисунке рядом с символом каждого элемента и указывающее место соответствующего элемента в системе, так называемый атомный номер, точно равен числу электронов, движущихся в нейтральном атоме вокруг ядра.

Этот простой закон, хотя и в несовершенной форме, был указан впервые фан ден Брэком (van den Broek), после того как определения числа электронов в атоме по методу Дж. Дж. Томсона и исследования Резерфорда, позволявшие производить прямое измерение заряда атомного ядра, сделали этот закон весьма правдоподобным.

Как мы увидим, названный закон получил убедительные подтверждения с различных сторон, в особенности на основании знаменитых исследований Мозелея (Moseley) над рентгеновскими спектрами элементов. Я могу, пожалуй, напомнить еще, что простая связь атомного номера с зарядом ядра приводит к непосредственному пониманию закона, проявляющегося при изменениях химических свойств радиоактивных веществ, изменениях, сопровождающих излучение  $\alpha$  и  $\beta$  частиц и выражающихся столь просто в так называемом радиоактивном законе смещения.

### Устойчивость атома и электродинамическая теория.

Пытаясь установить тесную связь свойств элементов и строения атомов, мы наталкиваемся, однако, на глубокие затруднения; несмотря на указанную ранее аналогию, имеется существенное различие между атомом и планетной системой. Движения тел в планетной системе, подчиняющиеся общему закону тяготения, не вполне определяются этим законом, но существенно зависят от предыдущей истории системы. Так, например, продолжительность года определяется не только массами солнца и земли, но одновременно и соотношениями, существовавшими при образовании солнечной системы и нам в деталях неизвестными.

Если бы в один прекрасный день через солнечную систему около земли прошло постороннее небесное тело, то мы бы должны были приготовиться к тому, что, начиная с того дня, продолжительность года начала существенно отличаться от прежней.

Совершенно иначе обстоит дело в атомах. Определенные, неизменные свойства элементов требуют, чтобы состояние атома не испытывало сильных изменений под влиянием внешних воздействий. Как только атом снова предоставляется себе самому, его частицы должны расположиться и двигаться таким способом, который вполне определяется электрическими зарядами и массами частиц. Наиболее веским свидетельством этого служат спектры, т. е. то особое излучение, которое при некоторых условиях посылается веществом и столь поразительно точно может быть исследовано соответствующими приборами. Хорошо известно, что длины волн спектральных линий элементов, которые во многих случаях могут быть измерены с точностью большей  $\frac{1}{1.000.000}$ , при одинаковых внешних условиях остаются в пределах точности наблюдений теми же самыми, совершенно независимо от предшествующих манипуляций, произведенных над веществом.

На этом как раз и основан спектральный анализ, являющийся для химиков столь неопенимым помощником при обнаруживании элементов и позволивший заключить, что даже на самых отдаленных светилах находятся элементы с совершенно теми же свойствами, как и на земле.

Таким образом на основании нашей картины строения атомов невозможно учесть характерной устойчивости атомов, требуемой для объяснения свойств элементов, до тех пор, пока мы опираемся только на обычные законы механики. Положение отнюдь не становится благоприятнее, если прибегнуть к помощи хорошо известных электродинамических законов, установленных Максвеллом на основании великих открытий Эрстеда (Ørsted) и Фарадэя, сделанных в первой половине прошлого века.

Теория Максвелла могла не только объяснить уже известные электрические и магнитные явления,—ее великим триумфом, как известно, было открытие Герцем электромагнитных волн, предсказанных теорией и применяемых теперь в столь широком масштабе в беспроводной телеграфии. Одно время казалось также, что эта теория, особенно в форме, разработанной Лорентцом и Лармором в связи с атомистической интерпретацией электричества, призвана служить основой детального объяснения свойств элементов. Мне достаточно напомнить только то общее внимание, которое обратило на себя непринужденное и простое объяснение, данное Лорентцом основным чертам явления, открытого Зееманом и заключающегося в особом изменении спектральных линий в том случае, когда светящееся тело вносится в магнитное поле. Лорентц предположил,

что свет спектральной линии излучается электроном, совершающим гармоническое колебание около некоторого положения равновесия, так же, как электромагнитные волны беспроволочной телеграфии излучаются вследствие электрических колебаний в антенне; он показал, что изменение спектральных линий, наблюдавшееся Зееманом, точно соответствует изменениям движения колеблющегося электрона, вызываемым магнитным полем. Оказалось, однако, невозможным дать на этом основании детальное объяснение спектров элементов или хотя бы объяснение общего типа законов, выполняющихся с большой точностью для длин волн линий спектров; эти законы обнаружены известными работами Бальмера, Ридберга и Ритца. В принятой нами картине строения атома эти затруднения выступают еще яснее, ибо, оставаясь на почве классической электродинамической теории, мы вообще не можем понять, как может возникнуть спектр, состоящий из резких линий. Эта теория вообще не совместна с наличием атомов описанного строения, так как движения электронов должны сопровождаться непрерывным излучением энергии атома до тех пор, пока электроны не упадут на ядро.

### Возникновение теории квантов.

Выход из указанных затруднений был между тем найден в ображениях, заимствованных из так называемой теории квантов. Эта теория равносильна полному разрыву с теми представлениями, которыми пользовались до сих пор при попытках объяснения явлений природы. Начало ее, как известно, положено в 1900 г. Планком в его исследованиях о законе теплового излучения; этот закон вследствие его независимости от специальных свойств вещества, является пробным камнем для испытания применимости законов классической физики к атомным процессам. Планк рассматривал равновесие излучения между рядом систем с теми же свойствами, как и система, примененная Лорентцом в его теории эффекта Зеемана; при этом он не только показал, что классическая электродинамика не может объяснить явления теплового излучения, но нашел, что полное согласие с законом теплового излучения вполне достижимо, если, в разрез с классической теорией, предположить, что энергия колеблющегося электрона изменяется не непрерывно, но таким образом, что энергия системы всегда равна целому числу так называемых «квантов» энергии. Величина такого кванта должна быть пропорциональной частоте колебаний частицы; в отношении этой частоты предполагается так же, как и в классической теории, что она равна частоте колебаний излучения света. Фактор пропорциональности, так называемая постоянная Планка, соответственно самому характеру рассуждений, должен рассматриваться как новая универсальная постоянная природы, подобно скорости света и заряду и массе электрона.



Неожиданный результат Планка стоял вначале совершенно особняком в естествознании; однако, благодаря важным работам Эйнштейна в этой области, через несколько лет указанный вывод получил многостороннее применение. Прежде всего Эйнштейн обратил внимание на то, что требование ограниченности значений энергии колебаний частиц может быть проверено исследованием теплоемкости кристаллических тел, так как в этих телах приходится иметь дело с подобными же колебаниями, хотя и не одного только электрона, а целого атома около положения равновесия в кристаллической решетке. Согласно с теорией Планка, обнаруженное в этом случае Эйнштейном было подтверждено, как известно, весьма важными работами других авторов.

Далее Эйнштейн подчеркнул и другое следствие результата Планка: лучистая энергия колеблющейся частицы может излучаться и поглощаться только так называемыми «квантами излучения», величина которых равна произведению постоянной Планка и частоты колебаний. Стремясь дать наглядное истолкование этому результату, Эйнштейн предложил так называемую «гипотезу световых квантов», согласно которой лучистая энергия вопреки электромагнитной теории света Максвелла должна распространяться не волнами, но атомами света незначительной величины; каждый такой атом должен содержать энергию, соответствующую кванту излучения. Это представление привело Эйнштейна к известной теории фотоэлектрического эффекта, совершенно по-новому осветившей названное явление, непонятное в классической теории; предсказания теории Эйнштейна получили за последние годы столь точное экспериментальное подтверждение, что измерения фотоэлектрического эффекта дают, повидимому, самый точный способ определения постоянной Планка. Несмотря на эвристическую ценность гипотезы световых квантов, она стоит в полном противоречии с явлениями интерференции и непригодна для выяснения вопроса о природе излучения. Достаточно напомнить только, что явления интерференции дают нам единственный способ исследования свойств излучения и позволяют придать определенный смысл частоте колебаний, определяющий величину светового кванта.

В последующие годы с различных сторон делались попытки применить квантовую точку зрения к вопросам о строении атома, при чем центр тяжести переносили то на одно то на другое следствие, полученное Эйнштейном из результата Планка. Из наиболее известных попыток в этом направлении, не давших, однако, никаких ясных результатов, я могу назвать работы Штарка, Зоммерфельда, Хазенэрля (Hasenöhrle), Гааза (Haas) и Никольсона. К этому же времени относится работа датского химика Бьеррума (Bjerrum), хотя и не связанная прямо с вопросом строения атомов, однако имевшая значение для развития теории квантов. Бьеррум в 1912 г. обратил

внимание на то, что вращение газовых молекул можно изучать по изменениям определенных абсорбционных линий при изменении температуры. Одновременно он указал, что действие не должно состоять в непрерывном уширении линий, как следовало бы ожидать на основании классической теории, ничем не ограничивающей вращательное движение молекул; в связи с теорией квантов Бьеррум предполагал, что линии должны распадаться на ряд компонент, соответственно ряду дискретных вращательных движений, возможных для молекул. Это предсказание несколько лет позднее было прекраснейшим образом подтверждено опытами шведской исследовательницы Эвы фон Бар (Eva von Bahr); данное явление и до сих пор должно рассматриваться как одно из наиболее ясных свидетельств реальности теории квантов, хотя с современной точки зрения первоначальное толкование должно быть изменено в отношении существенных деталей.

### Квантовая теория строения атомов.

Вопрос о детальной разработке теории квантов получил новое освещение в результате открытия атомных ядер Резерфордом (1911). Мы уже видели, как после этого открытия стало ясным, что классические представления не дают возможности понять наиболее существенные свойства атомов. Отсюда возникли поиски такой формулировки принципов теории квантов, которая была бы приспособлена к требованиям устойчивости строения атомов и свойствам наблюдаемого излучения. Подобная формулировка была предложена в 1913 г. докладчиком в виде двух постулатов, содержание которых можно выразить так:

I. Среди мыслимых состояний движения атомной системы имеется ряд так называемых стационарных состояний, относительно которых предполагается, что движение частиц в этих состояниях, подчиняясь в значительном объеме классическим механическим законам, отличается, однако, своеобразной механически необъяснимой устойчивостью, в результате которой следует, что всякое остаточное изменение движения системы должно состоять в полном переходе из одного стационарного состояния в другое.

II. В самих стационарных состояниях, в противоречие с классической электромагнитной теорией, излучения не происходит, однако процесс перехода между двумя стационарными состояниями может сопровождаться электромагнитным излучением, обладающим теми же свойствами, как излучение, посылаемое на основании классической теории электрической частицей, совершающей гармонические колебания с постоянной частотой. Эта частота  $\nu$  не находится,

однако, в простом отношении к движению частиц атома и определяется условием:

$$h\nu = E' - E''$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $E'$  и  $E''$  — значения атомной энергии в двух стационарных состояниях, образующих начальное и конечное состояние процесса излучения. Обратное, освещение атома электромагнитными волнами этой частоты может привести к процессу поглощения, переводящему атом из конечного состояния к начальному.

Первый постулат относится к общей устойчивости атома, выражающейся в химических и физических свойствах элемента, второй же прежде всего соответствует существованию спектров, состоящих из резких линий. Квантовое описание, входящее в последний постулат, является исходным пунктом для истолкования указанных выше эмпирических законов спектров. Самый общий из этих законов, комбинационный принцип, установленный Ритцем, гласит, что частота колебаний  $\nu$  для каждой линии спектра некоторого элемента может быть представлена формулой:

$$\nu = T'' - T'$$

где  $T''$  и  $T'$  — два так называемые «спектральные терма», принадлежащие к совокупности термов, характерных для данного элемента.

При помощи наших постулатов этот закон непосредственно интерпретируется на основании предположения, что спектр излучается при переходе между рядом стационарных состояний, в которых численные значения энергии атома равняются значениям спектральных термов, умноженных на постоянную Планка. Такое толкование комбинационного принципа отличается от обычных электродинамических представлений не только предположением отсутствия простой связи между движением атома и излучаемым светом; отличие наших соображений от оснований, на котором покоится обычное описание природы, станет, может быть, особенно ясным, если обратить внимание на то, что появление спектральных линий, соответствующих комбинациям некоторого определенного терма с различными другими, истолковывается тем, что свойства излучения атома зависят не только от состояния атома в начале процесса излучения, но также и от того состояния, в которое атом перейдет при этом процессе. На первый взгляд можно, пожалуй, думать, что изложенное формальное толкование комбинационного принципа едва ли может быть поэтому связано с нашими данными о составных частях атома, основанными на опытах, истолкованных с помощью классических механических и электродинамических законов. Ближайшее исследование показало, однако, что можно установить тесную связь между различными спектрами элементов и строением атомов на основании приведенных постулатов.

### Спектр водорода.

Спектр водорода является простейшим из всех известных нам спектров; частоты колебаний линий этого спектра можно, как известно, с большою точностью представить формулой Бальмера:

$$\nu = K \left( \frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n''^2} \right)$$

где  $K$ —постоянная,  $n'$  и  $n''$ —два целых числа. В этом спектре мы встречаемся, следовательно, с простым рядом спектральных термов формы

$\frac{K}{n^2}$ , которые правильно убывают по

мере возрастания номера  $n$ . В согласии с постулатами, мы должны поэтому думать, что всякая линия водородного спектра излучается при процессе перехода между двумя стационарными состояниями водородного атома, являющимися членами ряда таких состояний, при чем численное значение энергии в стационарных состояниях водорода равно  $\frac{hK}{n^2}$ . Со-

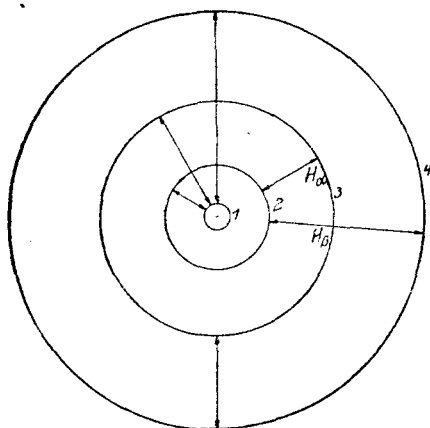


Рис. 2. Схематическое изображение стационарных состояний атома водорода.

гласно нашей картине строения атома, водородный атом состоит из положительного ядра и одного электрона, который описывает с большим при-

ближением периодическую эллиптическую орбиту с ядром в одном из фокусов (поскольку в данном случае можно применить обычные механические представления). Простое вычисление показывает, что большая ось орбиты обратно пропорциональна работе, которую нужно совершить для полного удаления электрона от ядра; в связи с вышесказанным мы должны предположить, что эта работа в стационарных состояниях как раз равна  $\frac{hK}{n^2}$ . Мы приходим, следовательно, к совокупности стационар-

ных состояний, для которых ось электронных орбит принимает ряд дискретных значений, пропорциональных квадрату целого числа. Это представлено схематически на рис. 2. Для простоты электронные орбиты в стационарных состояниях изображены кругами, хотя в действительности теория не накладывает никаких ограничений на эксцентриситет орбит и определяет только длину большой оси. Стрелки символизируют процессы перехода, соответствующие красной и зеленой водородной линии,  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ , частоты колебаний которых определяются формулой Бальмера при  $n''=2$ ,  $n'=3$  и 4. Далее изобра-

жены процессы переходов, соответствующие трем первым линиям серии ультрафиолетовых линий, открытой в 1914 г. Лиманом (Lyman); их частоты даются формулой Бальмера при  $n'' = 1$ . Кроме того изображен процесс перехода для первой линии инфра-красной серии, открытой Пашеном несколькими годами раньше; эта серия определяется формулой Бальмера при  $n'' = 3$ .

Изложенное толкование водородного спектра приводит естественно к интерпретации этого спектра как свидетеля процесса, посредством которого электрон «связывается» ядром.

Наибольший спектральный терм с номером 1 соответствует конечной стадии процесса связывания, меньшие же термы, определяемые большими номерами, соответствуют стационарным состояниям, определяющим начальные стадии процесса связывания, где орбиты электрона обладают еще значительными размерами и где работа, требуемая для удаления электрона от ядра, еще мала. Конечную стадию процесса связывания мы можем назвать «нормальным состоянием» атома; оно отличается от других стационарных состояний тем свойством, что может быть изменено только при затрате энергии, которая может перевести электрон в одну из орбит с большими размерами, соответствующую ранней стадии процесса связывания.

Величина электронной орбиты в нормальном состоянии, вычисленная на основании изложенного толкования, почти совпадает с значениями для величины атомов элементов, вычисляемой с помощью кинетической теории газов из свойств газов. Мы должны, однако, предполагать как непосредственное следствие устойчивости стационарных состояний, требуемой постулатами, что взаимодействие между двумя атомами при столкновении не может быть вполне описано с помощью классических механических законов; поэтому сравнение величин атома и размеров орбиты нормального состояния не может быть проведено точно до конца.

Более тесную связь между спектром и атомной моделью можно, однако, получить, исследуя движения в стационарных состояниях с большим номером, где величина электронной орбиты и время обращения меняется сравнительно мало при переходе от одного стационарного состояния к следующему. Именно можно было показать, что при переходах между двумя стационарными состояниями, у которых разность номеров мала в сравнении с величиною самих номеров, частота излучаемого света очень близко совпадает с частотой одного из гармонических компонент колебания, на которые может быть разложено движение электрона, а также с частотой одной из волновых систем света излучаемых согласно классическим электродинамическим законам вследствие движения электрона. Требование такого совпадения в указанных пределах, где стационарные состояния относительно

мало отличаются друг от друга, равносильно тому, что постоянные формулы Бальмера выражаются соотношением:

$$K = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3}$$

где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $h$  — постоянная Планка. Приведенное соотношение действительно оправдалось с той значительной точностью, с которой допускают это (в особенности на основании прекрасных исследований Милликена) опытные значения величин  $e$ ,  $m$  и  $h$ .

Этот результат имеет не только значение доказательства связи между водородным спектром и моделью атома водорода, — связи, которая станет тем поразительнее, если учесть отличие постулатов от классических механических и электродинамических законов. Этот результат служит одновременно указанием на то, каким образом теорию квантов можно интерпретировать как естественное видоизменение основных понятий классической электродинамики, несмотря на указанное резкое отличие. К этому важному вопросу мы вернемся ниже. Сначала же изложим, каким образом объяснение водородного спектра на основании постулатов оказалось пригодным для выяснения различными способами сходства в свойствах различных элементов.

### Сходство между элементами.

Вышеизложенные соображения можно непосредственно применить к процессу связывания электрона ядром с произвольным заданным зарядом. Вычисление показывает, что в стационарном состоянии, соответствующем заданному значению  $n$ , большая ось орбиты обратно пропорциональна заряду ядра, работа же, требуемая для удаления электрона от ядра, прямо пропорциональна квадрату заряда ядра. Спектр, излучаемый во время связывания одного электрона ядра с зарядом в  $N$  раз большим, чем заряд водородного ядра, может быть представлен формулой:

$$\nu = N^2 K \left( \frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n''^2} \right)$$

Если  $N$  в этой формуле приравнять 2, то мы получим спектр, содержащий ряд линий в видимой области спектра; такой спектр наблюдался на некоторых звездах и был приписан Ридбергом водороду на основании тесной аналогии с рядом линий, представляемых формулой Бальмера. Получить эти линии в чистом водороде никогда не удавалось, однако как раз перед появлением теории водородного спектра Фоулер (Fowler) наблюдал эти линии, пропуская сильный разряд через смесь водорода с гелием. Этот исследователь считал, впрочем, эти линии за водородные, так как в то время еще не знали о возможности существования различных веществ с весьма сложными

свойствами. На основании теории стало, однако, ясно, что указанные линии принадлежат спектру гелия, излучаемому, однако, не простым нейтральным атомом гелия, а ионизированным гелием, имеющим только один электрон, вращающийся вокруг ядра с двойным зарядом. Отсюда выяснилась новая черта сходства между свойствами элементов — сходства такого типа, который вполне соответствует нашим современным представлениям о строении атомов; согласно этим представлениям, физические и химические свойства элемента определяются прежде всего электрическим зарядом атомного ядра.

Вскоре после выяснения этого вопроса было обнаружено наличие общего сходства подобного типа в свойствах элементов; это удалось Мозелею в его известных исследованиях о характеристических рентгеновских спектрах элементов; возможность такого исследования была дана открытием Лауэ (Laue) интерференции рентгеновских лучей в кристаллах и последовавшими за этим исследованиями Брэггов (W. H. и W. L. Bragg).

Оказалось, что рентгеновские спектры различных элементов обладают более простым строением и большим сходством, чем оптические спектры элементов: они меняются от элемента к элементу таким способом, который вполне соответствует написанной выше формуле для связывания электрона ядром, если в этой формуле  $N$  приравнять атомному номеру соответствующего элемента. Эта формула выражает с большим приближением частоты колебаний самых сильных рентгеновских линий, если для  $n'$  и  $n''$  подставлять малые целые числа.

Открытие это было очень важно во многих отношениях. Прежде всего сходство рентгеновских спектров различных элементов оказалось столь простым, что стало возможным однозначно определить атомные номера для всех известных элементов и тем самым предсказать значения атомных номеров для всех тех еще неизвестных элементов, для которых имеется место в естественной системе. На рис. 3 представлены для двух характеристических рентгеновских линий так называемой  $K$ -группы, обладающей наибольшей способностью проникания, квадратные корни частот колебаний в их зависимости от атомного номера.

С очень большою правильностью точки ложатся на прямые линии; равномерный ход этих прямых обусловлен тем, что кроме атомных номеров, соответствующих уже известным элементам, оставлены свободные места для неизвестных еще элементов, как, например, между молибденом (42) и рутением (44), так же, как и в первоначальном изображении естественной системы элементов Менделеева. Далее простые законы рентгеновских спектров послужили подтверждением общих теоретических представлений, как в отношении основного характера строения атомов, так и в связи с объяснением спектров. Подобие рентгеновских спектров спектру, излучаемому при

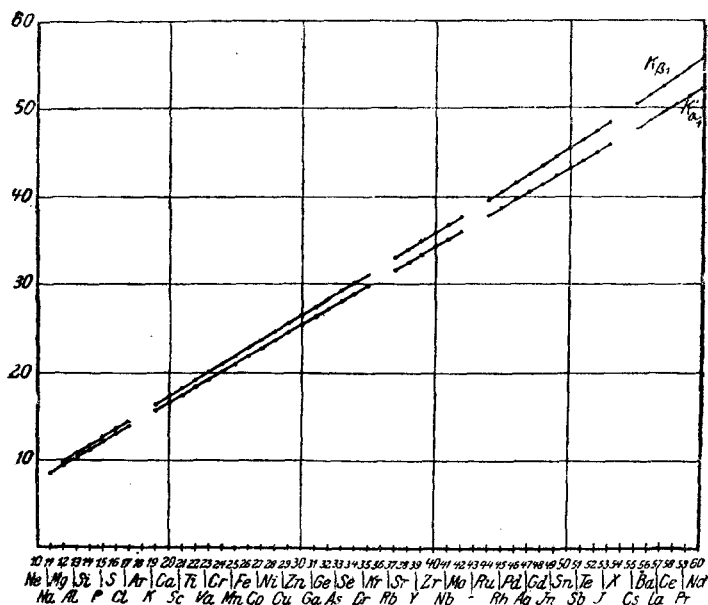


Рис. 3. Квадратные корни частот двух характеристических рентгеновских линий в зависимости от атомного номера.

связывании одного электрона атомным ядром основано просто на том, что в случае рентгеновских спектров происходят переходы между стационарными состояниями, сопровождаемые изменениями движения одного электрона во внутренних областях атома, где влияние притяжения ядра значительно больше, чем отталкивательные силы остальных электронов.

Сходство остальных свойств элементов выражается часто значительно сложнее, в связи с тем, что в этих случаях дело идет о процессах, относящихся к движениям электронов во внешних частях атома, где силы взаимодействия электронов—величины такого же порядка, как и притяжение ядра, и, следовательно, это взаимодействие играет существенную роль.

Характерным примером этого может служить заполнение пространства атомами элементов. Уже Лотар Мейер, как известно, указал на своеобразное периодическое изменение отношения атомного веса к плотности, или так называемому атомному объему в системе элементов. Представление об этом изменении можно составить по рис. 4, на котором изображено изменение атомного объема в зависимости от атомного номера. Трудно себе представить большую противоположность чем та, которая обнаруживается при сравнении этого рисунка с предыдущим.

Рентгеновские спектры меняются с атомным номером совершенно равномерно, атомные же объемы обнаруживают резкую перио-



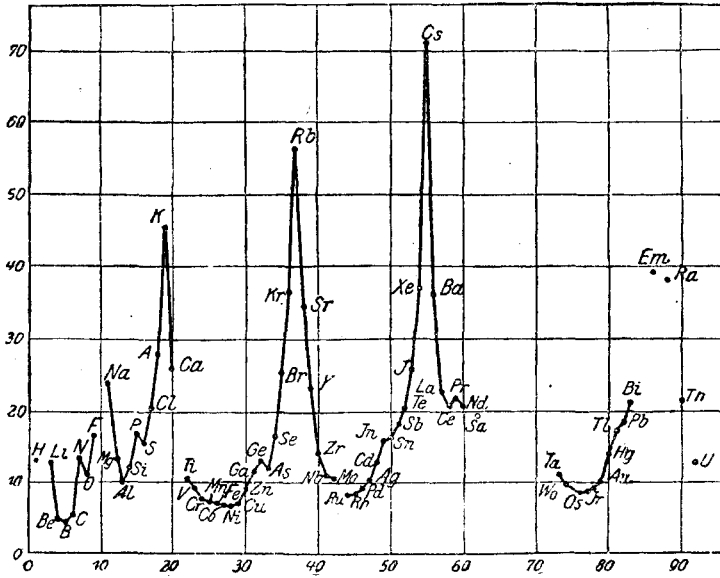


Рис. 4. Зависимость атомных объемов элементов от атомного номера.

дичность изменения, точно соответствующую изменению химических свойств элементов, выражающемуся в естественной системе.

Совершенно то же происходит и в обычных оптических спектрах элементов. Но, несмотря на большое различие этих спектров, уже много лет назад Ридбергу удалось обнаружить определенное общее сходство между спектром водорода и спектрами других элементов. Хотя спектральные линии элементов с высокими атомными номерами являются комбинациями значительно более сложной совокупности спектральных термов, не соподчиненной ряду целых чисел, тем не менее термы можно расположить в ряды, каждый из которых обнаруживает большое сходство с рядом термов водородного спектра.

Это сходство сказывается в том, что эмпирическое выражение термов каждого ряда может быть с большой точностью написано в форме  $\frac{K}{(n + a_k)^2}$ , где  $K$  — та же самая постоянная, как и в спектре водорода (она часто называется постоянной Ридберга),  $n$  — номер и  $a_k$  — постоянная, различная для различных рядов. Это сходство с водородным спектром приводит нас непосредственно к интерпретации указанных спектров как соответствующих последней стадии процесса образования нейтрального атома последовательным захватом и связыванием электронов атомным ядром. Ясно, что электрон, захваченный последним, в начальной стадии процесса связывания, когда его орбита еще велика в сравнении с орбитами ранее связанных электронов, подвергается со стороны последних и ядра действию сил,

мало отличающихся от сил, которые действуют на электрон в атоме водорода при движении в орбитах соответствующих размеров.

Спектры, для которых выполняется закон Ридберга, испускаются элементами при электрических разрядах в обычных условиях и часто называются дуговыми спектрами; в том случае, когда через элементы пропускаются особенно сильные разряды, они излучают так называемые искровые спектры, для которых ранее не удавалось обнаружить таких закономерностей, как для дуговых спектров. Вскоре после опубликования указанной интерпретации спектра водорода, Фуллер (1914) нашел, однако, что для искровых спектров можно установить эмпирические формулы, совершенно подобные закону Ридберга с той только разницей, что постоянную  $K$  пришлось заменить постоянной вчетверо большей. Мы уже видели, что постоянная спектра, излучаемого при связывании электрона ядром гелия, равняется  $4K$ , откуда ясно, что искровые спектры испускаются ионизованными атомами, при чем они соответствуют предпоследней стадии образования нейтрального атома при последовательном захвате и связывании электронов.

### Поглощение и возбуждение спектральных линий.

На основании изложенной интерпретации возникновения спектров удалось далее объяснить своеобразные законы, управляющие спектрами поглощения элементов.

Еще Кирхгофф и Бунзен доказали, что между избирательным поглощением элементов и их спектрами излучения существует точная связь, что и послужило существенным основанием для применения спектрального анализа к небесным телам. С точки зрения классической теории было, однако, непонятным, почему элементы в парообразной форме поглощают некоторые линии спектра излучения, другие же нет.

На основании наших постулатов мы приходим, однако, к предположению, что абсорбция излучения, соответствующего определенной спектральной линии, испускаемой при переходе от одного стационарного состояния атома к состоянию с меньшей энергией, происходит при возвращении атома из последнего состояния снова в первое при получении необходимой энергии. Отсюда становится непосредственно понятным, что при обычных условиях пар или газ обнаруживает избирательное поглощение только для тех спектральных линий, которые возникают при переходе из некоторого состояния, соответствующего ранней стадии процесса связывания, в нормальное состояние. Только при высоких температурах или под действием электрических разрядов, когда значительное число атомов выходит из нормального состояния, можно ожидать, в согласии с опытом, поглощения для других линий спектра излучения.

Прямое подтверждение нашей интерпретации сериальных спектров на основании постулатов получается далее в опытах, относящихся к возбуждению спектральных линий и ионизации атомов столкновениями со свободными электронами, обладающими заданными скоростями. Определенный успех в этой области был получен впервые в известных опытах Франка и Герца (1914). На основании этих опытов оказалось, что нельзя передать атому посредством электронного удара произвольное количество энергии, можно сообщить только энергию, потребную для перевода атома из нормального состояния в одно из остальных стационарных состояний, о существовании которых мы узнаем из спектров и величина энергии которых определяется величиною спектральных термов. Далее удалось получить решительное доказательство независимости процессов, приводящих, согласно постулатам, к испусканию различных линий спектра; атомы, переводимые таким образом в стационарное состояние с бóльшей энергией, могут, как показывает прямой опыт, возвращаться в нормальное состояние, излучая свет, состоящий из одной только спектральной линии. Дальнейшее исследование над электронными ударами, в котором приняли участие многие физики, подтвердило в деталях предположения о происхождении сериальных спектров. В частности удалось показать, что для ионизации атомов электронными толчками требуется энергия, точно соответствующая работе, необходимой по теории для удаления из атома последнего захваченного электрона; эта работа непосредственно определяется как произведение постоянной Планка на спектральный терм, соответствующий нормальному состоянию, который по вышесказанному служит предельным значением частот колебаний спектральных серий, связанных с избирательным поглощением.

### **Квантовая теория многократно периодических систем.**

Опираясь непосредственно на основные постулаты теории квантов, возможно было таким образом учесть в общих чертах свойства элементов; для более обстоятельного объяснения этих свойств требовалась дальнейшая разработка теории. В течение последних лет, путем развития формального метода, создалась более широкая теоретическая основа, позволявшая определять стационарные состояния электронных движений более общего типа. Для чистого периодического движения простого гармонического осциллятора и, по крайней мере в первом приближении, для движения одного электрона вокруг положительного ядра, совокупность стационарных состояний может быть просто подчинена определенному ряду целых чисел. Стационарные состояния движений названного более общего типа, так называемых многократно периодических движений, образуют, однако, более сложную совокупность, в которой всякое состояние, при помощи указанных формальных методов, характеризуется несколькими целыми числами, так на-

зываемыми «квантными числами». В развитии теории принимали участие многие исследователи, при чем первое употребление нескольких квантных чисел можно найти в работах самого Планка. Поводом решительного дальнейшего успеха в изучении атома явилось объяснение тонкой структуры водородных линий, обнаруживаемой при помощи спектроскопов с большой разрешающей способностью; это объяснение дано Зоммерфельдом в 1915 г. Тонкая структура происходит от того, что уже в атоме водорода мы имеем дело не с чисто периодическим движением. Электронная орбита совершает медленное прецессионное движение в своей плоскости вследствие изменения массы электрона, в зависимости от скорости движения, требуемого теорией относительности. Движение делается благодаря этому двукратно периодическим, и для определения стационарных состояний

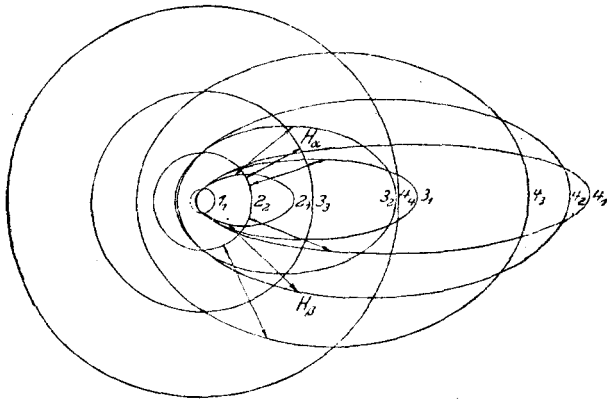


Рис. 5. Электронные орбиты в стационарных состояниях водородного атома при учете изменения массы электрона со скоростью.

кроме числа, характеризующего термы в формуле Бальмера, которые мы назовем «главным квантным числом», так как оно прежде всего определяет энергию атома, требуется еще одно квантное число, которое мы назовем «побочным квантным числом».

Движения в стационарных состояниях, определенных таким

способом, представлены на рис. 5, показывающем относительную величину и форму электронных орбит. Каждая орбита обозначена символом  $n_k$ , где  $n$  — главное квантное число и  $k$  — побочное. Все орбиты с одним и тем же главным квантным числом имеют в первом приближении одну и ту же большую ось, орбиты же с одинаковым значением  $k$  обладают одинаковой длиной параметра, т.-е. наименьшей хорды, проходящей через фокус орбиты. Значения энергии для различных состояний с одинаковым  $n$ , но различными  $k$  мало отличаются друг от друга, поэтому каждой водородной линии, относящейся к определенным значениям  $n'$  и  $n''$  в формуле Бальмера, соответствует ряд различных процессов перехода, для которых частоты колебаний испускаемого света, вычисленные на основании второго постулата, несколько различны. Зоммерфельд мог доказать, что вычисленные таким образом компоненты для каждой водородной линии совпадают в пределах точности опыта с наблюдениями тонкой структуры водородного спектра. Стрелки на рисунке обозначают пе-

реходы, соответствующие компонентам красной и зеленой линии водородного спектра, частоты колебаний которых получаются из формулы Бальмера для  $n'' = 2$  и  $n' = 3$  или 4.

При рассматривании рисунка не следует, однако, забывать, что изображение орбит неполно, так как в данном масштабе нельзя было отметить медленной прецессии. Эта прецессия настолько медленна, что даже в наиболее быстро вращающихся орбитах электрон успевает совершить 40.000 оборотов, прежде чем перигелий совершит один оборот. Тем не менее эта прецессия является единственным основанием свойств совокупности стационарных состояний, характеризующихся побочным квантовым числом. Если, например, атом водорода находится под действием небольших внешних сил, возмущающих правильную прецессию, то электронная орбита в стационарных состояниях будет принимать совершенно иные формы, чем те, которые указаны на рисунке. Одновременно тонкая структура станет размытой, но спектр водорода будет попрежнему состоять из линий, определяемых с большим приближением формулой Бальмера, что связано с сохранением приближенного периодического характера движения. Спектр начнет испытывать значительные изменения только в том случае, когда возмущающие силы настолько велики, что уже за время одного обращения орбита существенно искажается.

Поэтому часто встречающийся взгляд, что введение двух квантовых чисел — необходимое условие для объяснения формулы Бальмера, является недоразумением и вызван непониманием существа теории.

Теория Зоммерфельда могла объяснить не только тонкую структуру водородных линий, но также и тонкую структуру линий искрового спектра гелия, аналогичного спектру водорода; расстояние между компонентами линий в этом случае вследствие больших скоростей электронов значительно больше, чем у водорода, и могло быть измерено с большей точностью; оказалось даже возможным учесть некоторые стороны тонкой структуры рентгеновских спектров, где приходится иметь дело с разностями частот, достигающими значений, больших, чем в миллион раз, чем соответствующие разности частот компонент водородных линий.

Вскоре после того, как был найден этот результат, Эпштейну и Шварцшильду (1916) одновременно удалось объяснить аналогичными соображениями детали характерных изменений, испытываемых водородными линиями в электрическом поле и открытых в 1914 году Штарком. Объяснение существенных черт явления Зеемана в водородных линиях было дано одновременно Зоммерфельдом и Дебаем (1917). Применение постулатов в этом случае привело к заключению, что допустима только определенная ориентировка атома в магнитном поле; это своеобразное следствие теории квантов получило

недавно (1922 г.) прямое подтверждение в прекрасном опыте Штерна и Герляха с отклонением быстро движущихся атомов серебра в неоднородном магнитном поле.

### Принцип соответствия.

Изложенная стадия развития теории спектров основывалась на разработке формальных методов определения стационарных состояний. За последние годы докладчику удалось в связи с важными работами Эренфеста и Эйнштейна осветить теорию с новой точки зрения, прослеживая своеобразную формальную связь теории квантов и классической электродинамической теории, обнаруженную уже в спектре водорода. В результате был установлен так называемый «принцип соответствия», согласно которому наличие переходов между стационарными состояниями, сопровождающихся излучением, связано с гармоническими компонентами колебания в движении атома, определяющими в классической теории свойства излучения, испускаемого вследствие движения частицы. Таким образом, по этому принципу, предполагается, что всякий процесс перехода между двумя стационарными состояниями связан с соответствующей гармонической компонентой колебания так, что вероятность наличия перехода зависит от амплитуды колебания, поляризация же излучения обусловлена более детальными свойствами колебания так же, как интенсивность и поляризация излучения в системе волн, испускаемых атомом по классической теории вследствие наличия указанных компонент колебания, определяется амплитудой и другими свойствами последних. При помощи принципа соответствия стало возможным углубить и продолжить приведенные выше результаты. Удалось развить полное квантовое объяснение эффекта Зеемана в водородных линиях, при чем это объяснение обладает глубоким сходством с тем объяснением, которое предложено Лорентцом на основании классической теории, несмотря на существенное различие характера предпосылок обеих теорий. Существование эффекта Штарка, перед объяснением которого классическая теория оставалась совершенно беспомощной, получает с помощью принципа соответствия квантовое объяснение, при чем удается выяснить также поляризацию различных компонент расщепления линий в электрическом поле, а также характерное распределение интенсивностей между компонентами. Последний вопрос исследовался ближе Крамерсом, и приложенные рисунки могут дать представление о том, насколько полно объяснение разбираемого явления. Рис. 6 является одним из известных прекрасных снимков Штарка, относящихся к расщеплению линий водорода. Рисунок ясно показывает, насколько сложно и своеобразно изменяются интенсивности от компоненты к компоненте; средняя часть рисунка соответствует компонентам, поляризованным перпендикулярно к направлению

поля, верхняя часть — компонентам, поляризованным параллельно полю. Рис. 7 дает схематическое изображение экспериментальных и теоретических результатов для линии  $H_{\gamma}$ , частота колебаний которой определяется формулой Бальмера для  $n''=2$  и  $n'=5$ . Вертикальные линии обозначают компоненты расщепления, при чем справа изображены параллельно поляризованные компоненты и слева — перпендикулярно поляризованные. Экспериментальные результаты представлены

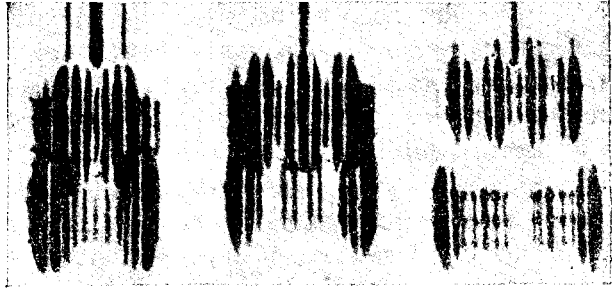


Рис. 6. Эффект Штарка для водородных линий  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\epsilon}$ .

в верхней части диаграммы. Расстояние линий от пунктирной черты соответствует измеренному смещению компонент, длина линий пропорциональна относительной интенсивности компонент, которая была оценена Штарком по почернению фотографической пластинки. В нижней части диаграммы для сравнения изображены теоретические результаты по чертежу из статьи Крамерса. Символы, написанные под линиями ( $n'_{st} - n''_{st}$ ) указывают на процессы переходов между стационарными состояниями атома в электрическом поле, при которых излучаются данные компоненты. Кроме главного квантового числа  $n$ , стационарные состояния характеризуются побочным квантовым числом  $s$ , которое

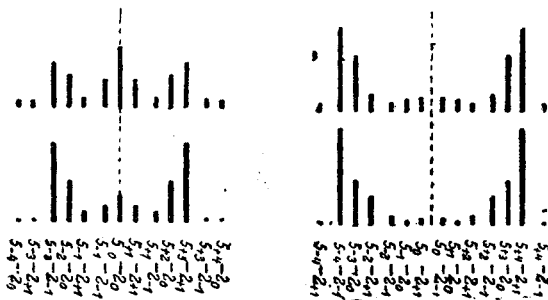


Рис. 7. Эффект Штарка в водородной линии  $H_{\gamma}$ . Сравнение результатов наблюдения (верхняя часть) и теории (нижняя часть). Справа компоненты, поляризованные параллельно полю, слева перпендикулярно.

может быть как положительным, так и отрицательным, и которое имеет совершенно иное значение, чем квантовое число  $k$  в теории релятивистской тонкой структуры водородных линий, определяющее форму электронной орбиты невозмущенного атома. Под действием электрического поля как форма, так и положение орбиты подвергаются глубоким изменениям, но не-

которые свойства орбит остаются неизменными: они и описываются побочным квантовым числом  $s$ . Положение компонент на рисунке соответствует частотам, вычисленным для различных переходов, и длина линий пропорциональна вероятности различных переходов, которая может быть оценена на основании принципа соответствия, так же, как

и поляризация излучения, соответствующая переходам. Мы видим, что теория передает все главные черты опытных результатов, и на основании принципа соответствия мы можем сказать, что эффект Штарка отражает во всех мельчайших деталях действие, которое производит электрическое поле на электронные орбиты в атоме водорода, хотя, в противоположность явлению Зеемана, расщепления в этом случае настолько сложны, что на основании классической теории электромагнитного излучения мы едва ли могли бы понять движение в атоме.

Интересные результаты были получены также для сериальных спектров элементов с высшими атомными номерами, объяснение которых значительно продвинулось благодаря работам Зоммерфельда в связи с введением нескольких квантовых чисел для описания электронных орбит. С помощью принципа соответствия удалось вполне выяснить своеобразные правила, управляющие, на первый взгляд, капризным отсутствием или наличием линий, вытекающих из комбинационного принципа; можно сказать, что теория квантов дала не только простое объяснение комбинационного принципа, но, кроме того, сделала очень многое для устранения мистики, долгое время царившей в применениях этого принципа.

Та же точка зрения оказалась плодотворной при исследовании так называемых полосатых спектров (*Bandenspektren*). Эти спектры возникают не от атомов, но от молекул, и большое количество линий в этих спектрах основывается на сложности движения, создаваемой колебаниями атомных ядер по отношению друг к другу и вращением молекулы, как целого. Первым, применившим наши постулаты к этой задаче, был Шварцшильд, но разработана теория шведским физиком Хейрлингером (*Heurlinger*), многое выяснившим своими важными работами в вопросе о строении и происхождении полосатых спектров. Его выводы непосредственно примыкают к теории Бьеррума о влиянии молекулярного вращения на инфракрасные линии абсорбции в газах, о которой мы упоминали в начале доклада. Мы не можем предполагать, однако, что вращение отражается в спектре так, как этого требует классическая электродинамика, и представляем себе, что компоненты линий обусловлены переходами между стационарными состояниями, отличающимися в отношении вращательного движения. То обстоятельство, что в явлении сохраняются существенные черты, предусмотренные классической теорией, является типическим следствием закономерности, выражающейся в принципе соответствия.

### Естественная система элементов.

Воззрения относительно объяснения спектров, развитые выше, послужили основанием для теории строения атомов элементов, оказавшейся пригодной для выяснения в общих чертах свойств элементов, находящихся свое выражение в естественной системе. Эта теория опи-



рается прежде всего на соображения об образовании атома путем последовательного захвата и связывания электронов ядром. Как мы видели, оптические спектры элементов доставляют нам данные о протекании последней стадии этого процесса созидания атома. Представление о характере этих данных, получаемых на основании ближайшего изучения, можно составить из рис. 8, являющегося схематическим изображением орбит в стационарных состояниях, соответствующих излучению дугового спектра калия. Кривые изображают формы орбит, описываемых последним захваченным электроном в атоме калия в стационарных состояниях, являющихся стадиями процесса, в котором происходит связывание 19-го электрона, после того как первые 18 электронов уже связаны в нормальных орбитах. Для того чтобы не усложнять рисунка, мы не пытались изобразить каким-либо образом орбиты этих внутренних электронов, отметив только пунктирным кругом область, вну-

три которой они движутся. Вообще говоря, в атоме с несколькими электронами орбиты принимают сложный характер. Вследствие симметричной природы силового поля, окружающего ядро, движение каждого электрона может быть приближенно описано как плоское

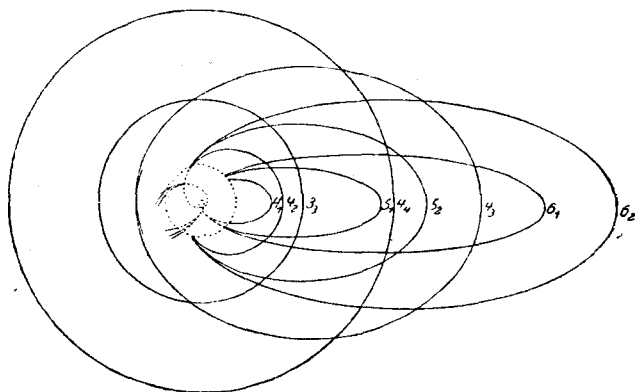


Рис. 8. Электронные орбиты в стационарных состояниях атома калия, соответствующие излучению дугового спектра.

периодическое движение, на которое накладывается равномерное вращение в плоскости орбиты. Всякая электронная орбита будет поэтому в первом приближении двукратно периодической и определится двумя квантными числами, подобно стационарным состояниям атома водорода при учете прецессии, возникающей от изменения массы электрона со скоростью.

Поэтому так же, как на рис. 5, электронные орбиты на рис. 8 обозначены символом  $n_k$ , где  $n$  — главное квантовое число и  $k$  — побочное квантовое число. В начальных стадиях процесса связывания, когда квантовые числа велики, орбита последнего захваченного электрона проходит совершенно вне области ранее захваченных электронов, в последних же стадиях дело обстоит иначе. Так, в атоме калия электронные орбиты с побочными квантными числами 2 и 1 проникают, как видно на рисунке, во внутреннюю область. Вследствие этого орбиты будут чрезвычайно сильно отличаться от простого кеплеровского движения, они будут состоять из ряда следующих одна за другою

петель одинаковой величины и формы, каждая из которых по отношению к предыдущей повернута на значительный угол. На рисунке изображена только одна такая внешняя петля, каждая из них сама по себе близко совпадает с частью кеплеровского эллипса; они связываются, как показано, внутренними петлями сложного характера, по которым электрон весьма близко подходит к ядру. Это относится в частности к орбите с побочным квантовым числом 1, которая, как покаывает ближайшее исследование, подходит к ядру ближе, чем какой-либо из ранее связанных электронов. Такое проникание во внутреннюю область приводит к тому, что несмотря на то, что соответствующие электронные орбиты пробегают в большей части своего пути в силовом поле того же характера, как поле ядра атома водорода, сила, с которой электрон в данной орбите удерживается атомом, значительно больше силы, удерживающей электрон в атоме водорода на орбите с тем же главным квантовым числом; одновременно максимальное расстояние электрона от ядра во время обращения значительно меньше, чем на подобной же орбите в атоме водорода. Как мы увидим, эта особенность связывания электрона атомами с большим числом электронов существенна для понимания своеобразной периодичности изменения свойств элементов с атомным номером, проявляющейся в естественной системе.

На прилагаемой таблице приведены результаты, полученные автором относительно строения атомов элементов при помощи рассмотрения последовательных захватов и связываний электронов атомным ядром. Числа, стоящие около символов элементов — атомные номера, показывающие общее число электронов в нейтральном атоме. Числа в колонках дают количество электронов на орбитах, соответствующих главным и побочным квантовым числам, проставленным наверху. По общепринятому обозначению мы будем называть для краткости орбиту с главным квантовым числом  $n$   $n$ -квантовой орбитой. Электрон, связанный первым, движется по орбите, соответствующей нормальному состоянию атома водорода и обозначаемой  $1_1$ . В атоме водорода имеется только один электрон; по отношению к атомам других элементов мы предполагаем, однако, что и следующий электрон связывается в орбите того же типа  $1_1$ . Следующие электроны, как видно из таблицы, будут связываться на двухквантовой орбите. Сначала связывание происходит в  $2_1$ -орбите, далее, однако, электроны связываются в  $2_2$ -орбитах до тех пор, пока после связывания первых десяти электронов не будет достигнута законченная конфигурация двухквантовых орбит, относительно которой мы предполагаем, что в ней имеется по 4 орбиты обоих типов. Нейтральный атом с такой конфигурацией мы встречаем впервые в неоне, завершающем второй период системы элементов. Дальнейшие электроны связываются в трехквантовых орбитах; после завершения третьего периода, в элементах четвертого периода мы впервые находим электроны на четырехквантовых орбитах и т. д.

ТАБЛИЦА  
ЭЛЕКТРОННЫХ ГРУПП В НОРМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЯХ АТОМОВ ЭЛЕМЕНТОВ.

№ орбиты	Таблица		Таблица		Таблица		Таблица		Таблица		Таблица	
	1 <sub>1</sub>	2 <sub>1</sub> 2 <sub>2</sub>	3 <sub>1</sub> 3 <sub>2</sub> 3 <sub>3</sub>	4 <sub>1</sub> 4 <sub>2</sub> 4 <sub>3</sub> 4 <sub>4</sub>	5 <sub>1</sub> 5 <sub>2</sub> 5 <sub>3</sub> 5 <sub>4</sub> 5 <sub>5</sub>	6 <sub>1</sub> 6 <sub>2</sub> 6 <sub>3</sub> 6 <sub>4</sub> 6 <sub>5</sub> 6 <sub>6</sub>	7 <sub>1</sub> 7 <sub>2</sub>					
1 H 2 He	1 2											
3 Li 4 Be 5 B 10 Ne	2 2 2 2	1 2 2(1) 4										
11 Na 12 Mg 13 Al 18 Ar	2 2 2 2	4 4 4 4	1 2 1 4									
19 K 20 Ca 21 Sc 22 Ti 29 Cu 30 Zn 31 Ga 36 Kr	2 2 2 2 2 2 2 2	4 4 4 4 4 4 4 4	4 4 4 4 4 4 4 4	1 2 (2) (2) 1 1 1 2								
37 Rb 38 Sr 39 Y 40 Zr 47 Ag 48 Cd 49 In 54 X	2 2 2 2 2 2 2 2	4 4 4 4 4 4 4 4	4 4 4 4 4 4 4 4	4 4 4 4 4 4 4 4	1 2 (2) (2) 1 1 2 1							
55 Cs 56 Ba 57 La 58 Ce 59 Pr 71 Gp 72 Hf 79 Au 80 Hg 81 Tl 86 Em	2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4	6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6	6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6	6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6	6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6 6	1 2 (2) (2) (2) (2) (2) (2) (2) (2) (2) (2) (2)					
87 — 88 Ra 89, Ac 90 Th 118 ?	2 2 2 2 2	4 4 4 4 4	6 6 6 6 6	6 6 6 6 6	6 6 6 6 6	6 6 6 6 6	1 2 (2) (2) 4					

Эта картина строения атома сохраняет многие черты, отмеченные в более ранних работах других авторов. Попытки объяснить периодическую систему предположением группового деления электронов в атоме восходят к работам 1904 г. Дж. Дж. Томсона; позднее та же точка зрения развита Косселем (1916), который поставил групповое деление в тесную связь с закономерностями, обнаруженными позднейшими исследованиями в области рентгеновских спектров. Далее Льюис (Lewis) и Лэнгмюр (Langmuir) пытались объяснить сходство свойств элементов на основании группового деления. Эти авторы предполагают, что электроны не движутся вокруг ядра, но сохраняют положение равновесия. Таким путем нельзя, однако, установить связь между свойствами элементов и экспериментальными результатами, полученными относительно составных частей атома. Статические равновесные конфигурации для электронов невозможны, поскольку силы между частицами атома хотя бы приближенно подчиняются законам притяжения и отталкивания электрических зарядов. Возможность детального учета свойств элементов, основанная на вышеназванных законах, характерна для картины строения атома, основанной на теории квантов. Что касается этой картины, то мысль связать групповое деление с классификацией электронных орбит по возрастающим квантовым числам, была естественна после открытия Мозелем законов рентгеновских спектров и работ Зоммерфельда над тонкой структурой этих спектров. Это и отмечено Фегардом (Vegard), который несколько лет тому назад предложил групповое деление электронов в атомах элементов в связи с исследованиями над рентгеновскими спектрами, при чем его деление во многих отношениях похоже на то, которое приведено в таблице. Основание для детальной разработки изложенной картины создано только в последнее время изучением процессов связывания электронов в атоме, о которых мы узнаем на опыте из оптических спектров; характерные черты этих процессов мог осветить принцип соответствия. Существенно при этом, что ограничение процесса связывания, проявляющееся в наличии многоквантовых орбит в нормальном состоянии атома, может быть естественно связано с общим условием возникновения процессов излучения при переходе между стационарными состояниями, условием, формулируемым в названном принципе. Другой существенной чертой теории является влияние на силу связи и размеры орбит, оказываемое прониканием позднее захваченных электронов в область ранее связанных; мы видели пример этого при изложении происхождения спектра калия. Это обстоятельство может рассматриваться как действительная причина резкого периодического изменения свойств элементов; оно влечет за собою то, что атомные размеры и химические свойства гомологичных веществ в различных периодах, как, например, щелочных металлов, обладают значительно бóльшим сходством, чем можно было бы думать на основании прямого сравнения орбиты

последнего захваченного электрона с орбитой с тем же квантным числом в атоме водорода.

Указанное возрастание главного квантного числа для последнего электрона, захваченного в атом, возрастание, с которым мы встречаемся при продвижении по ряду элементов, дает непосредственное объяснение характерным отклонениям от простой периодичности в естественной системе. Эти отклонения отмечены обрамлением некоторых рядов элементов в естественной системе на рис. 1; в первый раз мы встречаемся с ними в четвертом периоде, и причина этого может быть просто объяснена на основании рис. 8, изображающего орбиты последнего захваченного электрона у калия, первого элемента четвертого периода. Здесь впервые в ряду элементов мы имеем случай, когда главное квантное число орбиты последнего захваченного электрона в нормальном состоянии атома больше, чем в ранних стадиях процесса связывания. Нормальное состояние соответствует здесь  $4_1$ -орбите, в которой сила связи электрона благодаря его прониканию во внутреннюю область значительно сильнее, чем на четырехквантовой орбите атома водорода, и сильнее даже, чем на двухквантовой орбите этого атома. Сила связи электрона поэтому больше чем вдвое, чем в круговых  $3_3$ -орбитах, в которых электрон все время остается вне внутренней области и в которых сила связи мало отличается от связи в трехквантовой орбите водородного атома. Положение не остается, однако, таковым, когда мы переходим к рассмотрению связывания 19-го электрона в веществах с высокими атомными номерами, так как здесь имеется значительно меньшая относительная разница между силовым полем вне и внутри области, в которой связаны первые 18 электронов. Исследование искрового спектра кальция показывает, что уже здесь сила связи электрона на  $4_1$ -орбите только немного сильнее, чем в  $3_3$ -орбите, и при переходе к скандию мы должны предполагать, что 19-й электрон в нормальном состоянии будет уже находиться на  $3_3$ -орбите, так как в ней, в этом случае, сила связи будет больше, чем в  $4_1$ -орбите. Электронная группа на двухквантовых орбитах окончательно завершается в конце второго периода, развитие же, которое получает группа электронов на трехквантовых орбитах в течение третьего периода, должно рассматриваться только как предварительное завершение; как указано в таблице, эта группа развивается дальше, захватывая в трехквантовые орбиты электроны в обрамленных элементах 4-го периода. Это приводит к новым соотношениям, так как развитие электронной группы на четырехквантовых орбитах, так сказать, останавливается до тех пор, пока окончательно не завершится трехквантовая электронная группа. Мы не в состоянии еще выяснить течение постепенного развития трехквантовой электронной группы во всех деталях, тем не менее на основании теории квантов становится непосредственно понятным появление впервые в 4-ом периоде системы ряда веществ со свойствами столь схожими, как в семействе железных металлов; можно даже понять, почему эти эле-

менты обладают известными парамагнитными свойствами. Идея связи химических и магнитных свойств указанных элементов с развитием внутренней группы электронов в атоме высказывалась уже Ладенбургом, независимо от теории квантов.

Я не предполагаю входить в дальнейшие подробности, замечу только, что соотношения, с которыми мы встречаемся в 5-ом периоде, получают такое же объяснение, как и в 4-ом периоде; свойства обрамленных элементов этого периода, как следует из таблицы, определяются некоторой стадией развития электронной группы на четырехквантных орбитах, начинающейся с захвата электронов на  $4_3$ -орбиты. В 6-ом периоде мы встречаемся, однако, с новыми соотношениями. Кроме развития пяти- и шестиквантных орбит, мы имеем здесь дело также с окончательным завершением развития электронной группы четырехквантных орбит, начинающимся с появления орбит типа  $4_2$  в нормальном состоянии атома. Это развитие выражается характерным образом в появлении своеобразного семейства редких земель в 6-ом периоде. Как известно, эти элементы по их химическим свойствам еще более схожи, чем элементы семейства железных металлов, что связано с развитием электронной группы в глубине атома. Интересно отметить, что теория дает естественное объяснение сильного различия магнитных свойств этих элементов, столь схожих в других отношениях. Мысль о том, что появление редких земель связано с развитием внутренней группы электронов в атоме, предлагалась с различных сторон. Она высказывалась, например, Фегардом и одновременно с работой докладчика ближе рассмотрена Бери (Bury) в связи со статической моделью атома Лэнгмюра при изучении систематической зависимости между химическими свойствами и групповым делением в атоме.

Но в то время как до сих пор не было достаточного теоретического основания для понимания развития внутренней электронной группы, теория квантов дает столь непосредственное объяснение этого факта, что едва ли будет преувеличением сказать, что если бы существование редких земель не было установлено химическим исследованием, то наличие подобного семейства в 6-ом периоде естественной системы элементов могло бы быть предсказано теоретически.

В 7-ом периоде системы мы встречаемся в первый раз с семиквантными орбитами и должны ожидать в существенных чертах те же соотношения, как и в 6-ом периоде; до завершения начальной стадии развития семиквантных орбит должно происходить дальнейшее завершение групп шести- и пятиквантных орбит.

Получить непосредственное подтверждение этого, однако, не удастся, так как известны только немногие элементы начала 7-го периода; это связано, как можно предполагать, с неустойчивостью ядер с большим зарядом, выражающейся в радиоактивности элементов с высокими атомными номерами.

## Рентгеновские спектры и строение атома.

Центром тяжести в нашем изложении представлений об атомной структуре до сих пор был вопрос о созидании атома путем последовательного захвата электронов. Изложение оставалось бы, однако, очень неполным, если бы мы не указали на ту опору теории, которая дается исследованиями рентгеновских спектров.

Со времени прекращения фундаментальных исследований Мозелея, вызванного его преждевременной смертью, исследование рентгеновских спектров продолжалось с поразительным искусством профессором Зигбаном (Siegbahn) в Лунде. На основании большого материала, собранного им и его сотрудниками в последнее время, удалось создать классификацию рентгеновских спектров, допускающую непосредственную интерпретацию при помощи теории квантов, при чем важное значение имели указанные выше работы Косселя и Зоммерфельда. Прежде всего оказалось возможным так же, как и в оптических спектрах, представить ча-

стоты колебаний для каждой линии рентгеновского спектра в виде разности двух спектральных термов, совокупность которых характерна для данного элемента. Далее удалось достичь прямой связи с теорией атома, предполагая, что произведение каждого такого спектрального терма на постоянную Планка равняется работе, которую нужно совершить для удаления из атома одного из внутренних электронов. Согласно изложенным выше соображениям о формировании атома путем захвата электронов, удаление внутреннего электрона в готовом атоме должно привести к процессам перехода, при которых

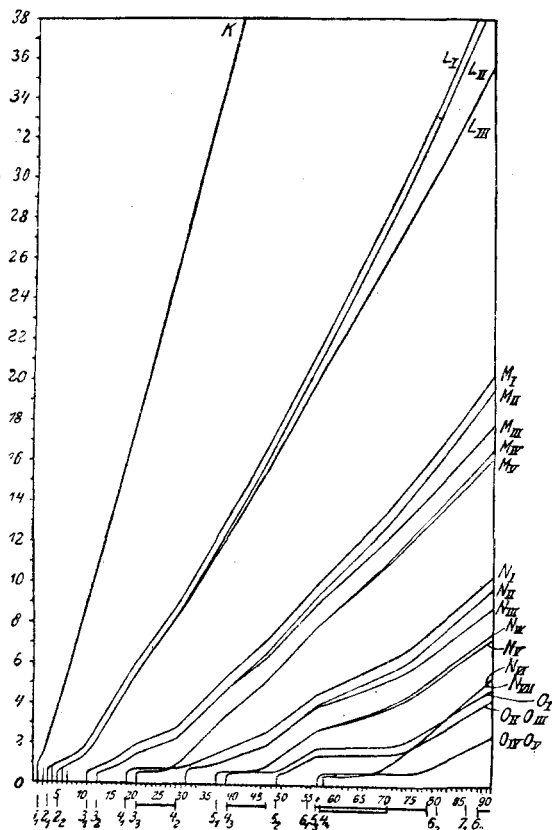


Рис. 9. Квадратные корни из спектральных термов рентгеновских спектров в зависимости от атомного номера.

место удаленного электрона заменится одним из электронов, принадлежащих к одной из наименее связанных электронных групп в атоме; в результате после перехода один электрон в этих последних группах исчезнет. Рентгеновские линии должны, следовательно, рассматриваться как проявление процесса, во время которого происходит реорганизация атома, вследствие возмущения в его внутренней области. По нашим воззрениям об устойчивости электронных конфигураций, подобное возмущение должно состоять в полном удалении электрона из атома или по меньшей мере в переводе его из нормальной орбиты в орбиту с более высоким квантным числом, чем то, которое соответствует завершенным группам; это обстоятельство ясно обнаруживается в характерном различии между избирательным поглощением в рентгеновской области и поглощением в оптической области.

Упомянутая классификация рентгеновских спектров дала возможность в последнее время путем полного изучения изменения термов рентгеновских спектров в связи с атомным номером получить весьма прямое подтверждение некоторых теоретических заключений о строении атома. На рис. 9 абсцисса соответствует атомным номерам, ордината же пропорциональна квадратным корням спектральных термов, символы  $K$ ,  $L$ ,  $M$ ,  $N$ ,  $O$  при отдельных термах относятся к характерным прерывностям в избирательном поглощении рентгеновских лучей элементами, открытым впервые Баркла (Barkla) и давшим средство детального исследования рентгеновских спектров еще до обнаружения интерференции рентгеновских лучей в кристаллах.

Хотя кривые на рисунке идут в общем весьма равномерно, они обнаруживают, однако, ряд отклонений от этой равномерности; эти отклонения выяснены в особенности новыми исследованиями Костера (Coster), работавшего в течение нескольких лет в лаборатории Зигбана. Отклонения были обнаружены уже после опубликования изложенной выше теории строения атомов; они точно соответствуют тому, что следует ожидать на основании этой теории. Внизу рисунка вертикальными штрихами указаны те места, где по теории впервые нужно ожидать в нормальном состоянии атома некоторой  $n_s$ -орбиты. Мы видим, что является возможным связать появление определенного спектрального термина с наличием электрона на орбите определенного типа; удаление этого электрона из атома и соответствует данному терму. То обстоятельство, что в общем каждому типу орбиты  $n_s$  соответствует более чем одна кривая, является выражением некоторого усложнения в спектрах, которое следует приписать отклонениям электронных орбит от описанных ранее простых типов движения, отклонениям, вызываемым взаимодействиями различных электронов внутри одной группы; изложение этого вопроса завело бы нас слишком далеко. Те интервалы в системе элементов, в которых вследствие появления электронных орбит определенных типов, происходит дальнейшее развитие некоторой внутренней электронной группы, отмечены внизу



рисунка горизонтальными линиями, ограниченными вертикальными штрихами с соответствующими квантными символами. Мы видим, что развитие внутренней группы всюду отражается характерным образом на кривых. В частности ход *N*- и *O*-кривых может рассматриваться как прямое выражение той стадии развития четырехквантных орбит, которая является причиной появления редких земель. Хотя существенной чертой открытия Мозелея было то обстоятельство, что более сложное сходство большинства других свойств элемента, по-видимому, совершенно не сказывалось на рентгеновских спектрах, однако мы обнаруживаем теперь, благодаря успехам исследования за последние годы, тесную связь между рентгеновскими спектрами и общими сходственными отношениями элементов в естественной системе.

Прежде чем закончить доклад, мне хотелось бы затронуть еще один пункт, где рентгеноспектроскопические исследования подтвердили теорию. Я говорю о свойствах оставшегося до сих пор неизвестным элемента с атомным номером 72. По этому вопросу мнения разделились в отношении заключений о сходстве этого элемента с другими в естественной системе; во многих начертаниях системы ему отводилось место в семействе редких земель. Но уже в изображении периодической системы Юлиуса Томсена этому гипотетическому элементу, так же, как и у нас на рис. 1, отведено место, гомологичное с титаном и цирконом. То же предположение выражено и в нашей таблице классификации электронных орбит в атомах различных элементов по отношению к элементу с атомным номером 72. К такому же заключению приходит Бэри на основании указанных выше соображений о систематической связи между групповым делением электронов в атоме и свойствами элементов. Полгода тому назад появилось, однако, сообщение Довийе (Dauvillier) о наблюдении нескольких слабых линий в рентгеновском спектре одного препарата, содержавшего редкие земли; эти линии были приписаны элементу с атомным номером 72, который отождествлялся с одним из элементов семейства редких земель; существование его в данном препарате уже несколько лет тому назад предполагалось Урбаном (Urbain). Это сообщение естественно возбудило сомнения в некоторых деталях теоретических заключений. Ближайшее исследование показало, однако, что предположение о принадлежности элемента с атомным номером 72 к семейству редких земель потребовало бы изменения прочности электронной связи с изменениями атомного номера, что несовместимо с требованиями теории квантов. В связи с этим совершенно недавно д-р Костер и профессор Хевези (Hevesy), оба находившиеся в это время в Копенгагене, предприняли вновь изучение вопроса, исследуя рентгеноспектроскопически препараты, приготовленные из материалов, содержавших циркон, и я могу сообщить, что на этих днях им удалось обнаружить в исследуемых минералах значительное количество эле-

мента с атомным номером 72; его химические свойства весьма схожи со свойствами циркония и обладают существенными отличиями от свойств редких земель<sup>1)</sup>.

Я надеюсь, что мне удалось в этом сообщении дать обзор наиболее важных результатов, полученных за последние годы в области теории атома, и мне хотелось бы в заключение сделать некоторые замечания общего характера относительно точки зрения, с которой должно подходить к суждению о найденных результатах, в частности относительно того, насколько можно говорить об этих результатах как об объяснении, в обычном смысле слова. Под теоретическим объяснением явлений природы понимается вообще классификация определенной области наблюдений с помощью аналогий, заимствованных из других областей, где предполагается, что происходят более простые явления; самое большее, чего можно требовать от теории, это распространение указанной классификации настолько, чтобы она приводила к расширению области наблюдения путем предсказания новых явлений. Обращаясь к теории атома, мы видим, что находимся в своеобразном положении: с одной стороны, об объяснении в указанном смысле не может быть речи, так как приходится иметь дело с явлениями, по самой природе вещей более простыми, чем явления любой другой области, обусловленные взаимодействием большого числа атомов; мы вынуждены поэтому быть скромнее в наших требованиях и должны удовлетворяться представлениями, являющимися формальными в том смысле, что они не обладают той наглядностью, которую привыкли требовать от представлений, с которыми оперируют естественно-научные теории. В частности, имея это в виду, я пытался дать вам представление о другой стороне теории, о том, что ее результаты, по крайней мере до некоторой степени, соответствуют ожиданиям, которые можно иметь по отношению ко всякой теории: я стремился показать, каким образом развитие атомной теории привело к классификации обширных областей наблюдения и указало путь пополнения этой классификации предсказанием новых фактов. Однако едва ли нужно подчеркивать, что теория в значительной мере находится еще в начальной стадии и что существуют еще многие основные вопросы, ожидающие ответа.

Перевел С. Вавилов.

<sup>1)</sup> Добавление после доклада. Костер и Хевези предложили назвать новый элемент гафнием (Hafnium) в честь г. Копенгагена (Copenhagen), в котором сделано открытие. [Французские исследователи называют новый элемент кельтием (celtium) и честь его открытия приписывают Довийе. Прим. перс.]

# Потенциалы ионизации и потенциалы свечения газов и паров.

*Н. Н. Семенова.*

## § 1. Краткое описание методов исследования.

Современная физика сильно отличается от физики XIX века. Различие это преимущественно заключается в разных объектах исследования. Физика прежняя занималась исследованием макроскопических явлений, т.-е. явлений, протекающих в видимых телах, состоящих из большого числа элементов-атомов. Физика современная исследует преимущественно самые элементы — явления, происходящие в молекулах, атомах и т. п., т.-е. явления микроскопические. Соответственно с новой задачей экспериментаторы выработали новые методы. Способов проникнуть внутрь атома очень немного, но и эти немногие дали большое количество сведений. Среди таких методов одно из первых мест занимает метод бомбардировки атомов электронами различных скоростей. Атомы состоят из электронов, сдерживаемых электрическими силами. Электрон, бомбардирующий атом и проникающий более или менее глубоко (в зависимости от своей скорости) внутрь атома, является внутриатомным зондом, с помощью которого можно исследовать внутриатомные силы и устойчивость орбит электронов, расположенных на различной глубине внутри атома. Непосредственными опытами убедились, что электроны со скоростями меньшими  $3 \cdot 10^8$  см. в секунду (так называемые медленные электроны) совсем не проникают внутрь атомов. Это означает, что они могут взаимодействовать только с внешними атомными электронами.

А так как нашей задачей является исследование именно внешних электронов, то это означает, что мы должны исследовать явления, происходящие при бомбардировке атомов медленными электронами со скоростями меньшими  $3 \cdot 10^8$  см. в секунду. В этом случае мы будем уверены, что явления, нами наблюдаемые, действительно вызываются только внешними электронами.

Прежде чем приступить к изложению методов исследования интересующих нас явлений, укажем обычный способ получения пучка электронов заданной скорости. Свободные электроны получаются, обычно,

одним из двух методов. Во-первых, из накаленной до желтого каления металлической поверхности (обычно платиновой или вольфрамовой проволоки, накаливаемой током), во-вторых, из металлической пластинки (лучше всего цинковой), освещаемой ультрафиолетовым светом (обычно от вольтовой или ртутной дуги). При вылете из металла эти электроны обладают ничтожными скоростями. Чтобы придать им должную скорость пользуются всегда следующим простым способом. Испускатель окружают сеткой и налагают между сеткой и испускателем разность потенциалов  $V$  таким образом, чтобы испускатель служил катодом, а сетка — анодом. Тогда электрическое поле будет ускорять отрицательно заряженные электроны. Каждый электрон обладает зарядом  $e = 4.774 \cdot 10^{-10}$  абс. электростатических единиц; на пути от испускателя до сетки он приобретет энергию, равную произведению заряда на разность потенциалов, т.е.  $eV$ . Эта энергия, очевидно, перейдет в живую силу электрона, равную половине произведения массы электрона на его скорость. Таким образом, скорость электрона у самой сетки определится равенством

$$\frac{mv^2}{2} = eV \quad (1)$$

где  $m$  — масса и  $v$  — скорость электрона. В этой формуле все величины должны быть выражены в абсолютных единицах. Практически  $V$  обычно измеряется в вольтах. Поэтому если  $V$  выражено в вольтах, то скорость определится уравнением  $\frac{mv^2}{2} = \frac{eV}{300}$  откуда  $v = \sqrt{\frac{2e}{m} \frac{V}{300}}$ .

Так как заряд и масса для всех электронов одинаковы, то скорость  $V$  целиком определится приложенным потенциалом  $V$ . Пролетая сквозь ячеи сетки в пространство, где происходят исследуемые явления, все электроны обладают одной скоростью, определяемой приведенной формулой и задаваемой нами по желанию путем приложения того или иного потенциала между испускателем и сеткой. Этот метод задания скорости электронам столь обычен, что во всех статьях скорости электронов выражаются, обычно, не в сантиметрах в секунду, а условно в вольтах. По формуле (1) легко всегда перейти от этого условного обозначения скорости к абсолютному ее значению. В частности приведенная выше скорость  $3 \cdot 10^8$  см. в секунду соответствует в условных единицах 30 вольтам скорости. Точно также скорость и живую силу электрона выражают обычно не в эргах, а условно в вольтах. Величина в эргах легко находится из условных единиц в вольтах из уравнения  $\frac{mv^2}{2} = \frac{eV}{300}$ . Таким образом условно энергия и скорость выражаются одним числом.

Если желательно получить электроны не только заданной скорости, но и направления, то вместо сетки ставят диафрагму, одну или несколько под-ряд, для выделения узкого пучка электронов.

В пространстве за сеткой или за диафрагмой электроны сталкиваются с атомами того или иного разреженного газа или пара, т.е., точнее говоря, взаимодействуют с внешними электронами этих атомов. Это обстоятельство отражается на электронах пучка двояко: во-первых, изменяется направление их движения, во-вторых, — скорость. Скорость меняется потому, что часть своей энергии они могут тратить на перемещения и возмущения внешних электронов атома. Исследуя рассеяние и потерю скорости электронов пучка, мы можем сделать некоторые заключения о тех возмущениях, какие в атоме могут происходить, и таким образом исследовать поведение внешних атомных электронов.

Второй более непосредственный путь исследования внутриатомных явлений, происходящих при ударе об атом электронов определенной скорости, заключается в наблюдении за самыми этими процессами. Процессы эти могут быть двоякого характера.

1) Если свободный электрон при ударе об атом передает внешнему электрону атома энергию, достаточную для того, чтобы этот последний мог вылететь из атома, преодолев притяжение остальной положительно заряженной части атома, то произойдет ионизация: первоначально нейтральный атом разобьется на две заряженных части: свободный электрон и ион — положительно заряженную часть, атом без одного электрона. Обнаружить присутствие таких ионов, как мы увидим ниже, можно. Та минимальная энергия пучка электронов, при которой начинается появление ионов, очевидно, равна энергии, необходимой для ионизации, т.е. для удаления внешнего электрона атома.

2) Если энергия первичного электрона недостаточна для ионизации атома, то та энергия, которую он передает атомному электрону, перейдет в энергию какого-то движения, например колебательного движения атомного электрона. При всякого рода внутриатомных возмущениях электронов они испускают свет. Таким образом мы должны ожидать появления свечения атомов при ударе о них электронов пучка.

Испускаемый свет можно исследовать оптически с помощью спектроскопа либо (в том случае, когда свет ультрафиолетовый) по фотоэлектрическому эффекту, вызываемому им на электродах.

С 1913 по 1923 год набралось около сотни работ, посвященных исследованию излагаемых в этой статье явлений. В деталях методы отдельных авторов различны, однако в главном почти все они могут быть отнесены к одному из четырех типов, из коих два относятся к наблюдению над атомами, а два — к наблюдению над первичными электронами, после того как они столкнутся с атомами. Ниже мы приводим в самых схематических чертах указанные четыре метода.

Метод I. В своем первоначальном виде этот метод был предложен Ленардом и применен для исследования, главным образом, Франком и Герцем. На рис. 1 изображены схематически внутренние части прибора: *A* — испускатель электронов, *B* — сетка, *C* — сплошной электрод.

Все эти электроды впаяны в стеклянный сосуд, в котором находится газ или пар при давлении около 0,01 мм. ртутного столба, так что электроны на пути от *A* до *B* почти не сталкиваются с атомами, а на пути от *B* до *C* сталкиваются в среднем один раз.

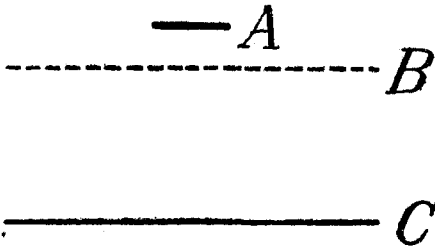


Рис. 1.

Между *A* и *B* налагается ускоряющая электроны разность потенциалов  $V_1$  вольт, между *B* и *C* — задерживающая электроны разность потенциалов  $V_2$ , большая чем  $V_1$ . Тогда электроны, выйдя сквозь ячеек сетки *B* с запасом скорости  $V_1$  вольт, теряют ее под действием задерживающего поля в пространстве *BC*.

А так как  $V_2 > V_1$ , то ни один из электронов не дойдет до *C*, и все они повернут обратно к сетке. Если электроны обладают скоростью, достаточной для ионизации атомов, то, сталкиваясь в пространстве *BC* с атомами, они вызовут там появление новых электронов и положительных ионов. Что касается электронов, то они пойдут под действием поля к сетке, ионы же, обладающие положительным зарядом, направятся к электроду *C* и создадут ток между *B* и *C*. Поставив в этой цепи гальванометр или электрометр, можно измерять этот ток в зависимости от скорости первичных электронов, т.е. от  $V_1$ . Получаемые кривые имеют вид, изображенный на рис. 2. Ток появляется с некоторой определенной скоростью первичных электронов  $V_1 = V_0$  вольт. Это показывает, что ионизация наступает при энергии бомбардирующих электронов  $\frac{V_0 e}{300}$  эргов. Эта минимальная энергия, очевидно, равна работе ионизации атома.

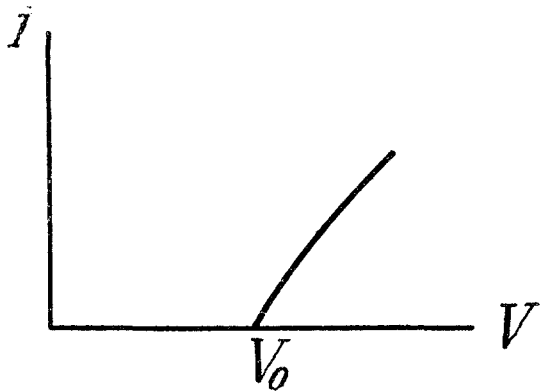


Рис. 2.

Вскоре, однако, обнаружилось, что такое истолкование величины  $V_0$  неверно, и что на самом деле  $V_0$  есть та минимальная энергия, которую нужно передать атому, чтобы он начал испускать свет. Этот свет, будучи ультрафиолетовым, вызывает с электрода *C* испускание электронов, вследствие чего и создается ток между *B* и *C*. Чтобы отличить потенциал ионизации от потенциала свечения, Гаучер так видоизменил первоначальную установку: он поставил перед *C* еще одну сетку *B'*. В пространстве *BB'* он прило-

жил ту же разность потенциалов  $V_2$ , как в первом опыте между  $B$  и  $C$ ; между  $B'$  и  $C$  он создавал поле двумя способами, а именно:

1) Между  $B'$  и  $C$  он не прикладывал никакой разности потенциалов (тогда его опыт совпадал с изложенным выше) и

2) Между  $B'$  и  $C$  он прикладывал замедляющую для положительных ионов разность потенциалов  $V_3 < V_2$ . Легко видеть, что так как  $V_3$  меньше, чем  $V_2$ , то положительные ионы, несмотря на это задерживающее поле, все же дойдут до электрода  $C$ : скопленная ими в пространстве  $BB'$  энергия  $V_2e$  больше  $V_3e$  — той энергии, которую они потеряют в пространстве  $B'C$ . Зато фотоэлектроны не смогут слететь с электрода  $C$ , так как электрическое поле  $V_3$  помешает им.

Действуя по первому способу, мы получаем кривую I рис. 3, по второму — кривую II того же рис. Очевидно,  $V_R$  отвечает потенциалу свечения,  $V_J$  — потенциалу ионизации.

Таким путем удалось отделить явление свечения от ионизации, и этот способ является пригодным как для исследования энергии ионизации, которую в вольтах будем обозначать в дальнейшем через  $V_J$ , так и для энергии свечения, которую будем обозначать через  $V_R$ .

На кривой I можно заметить перегиб в точке  $a$ , которая соответствует как раз потенциалу ионизации,

получаемому из кривой II. Причина такого резкого увеличения тока ясна: начиная с этих скоростей появляется ионизация, и первоначальный фотоэлектрический ток усиливается током ионизации. Таким образом, уже из первой кривой можно найти оба порога  $V_R$  и  $V_J$ . Кривая II нужна лишь для того, чтобы убедиться в том, чему эти потенциалы соответствуют: свечению или ионизации. При более детальном экспериментальном изучении интервала  $c-a$  кривой I иногда получают на ней еще один или два перегиба, соответствующих скоростям электронов  $V'_R$  и  $V''_R$  вольт. Это указывает, что при этих критических скоростях бомбардирующие электроны вызывают новые типы возбуждения атомных электронов, которые начинают испускать более сильно действующий, в фотоэлектрическом смысле, свет, т. е. свет более короткой длины волны.

Точно так же и в части  $a-b$  кривой I иногда наблюдают еще один перегиб, соответствующий второму потенциалу ионизации. Однако, как мы увидим ниже, это бывает лишь в тех случаях, ко-

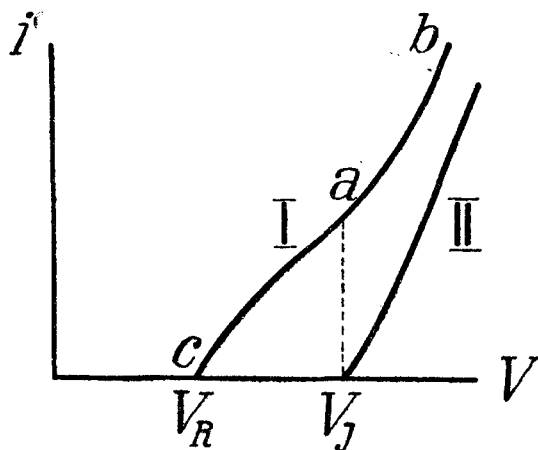


Рис. 3.

гда газ неоднороден и состоит из двух родов молекул, обладающих, конечно, разными потенциалами ионизации.

Итак из данных, полученных этим методом, следует, что электроны пучка при энергии, меньшей  $V_R$  вольт, вообще не вызывают свечения, а значит, и возбуждения атомных электронов. Начиная с энергии  $V_R$  вольт, они производят определенный тип возмущения атомного электрона, выражающийся в испускании атомного света. При энергии  $V_R$  первичные электроны начинают вызывать новый тип возмущения, выражающийся в испускании атомного света более короткой длины волны. Наконец, начиная со скоростей, равных  $V_J$ , внутриатомный электрон под действием свободного покидает атом, — происходит явление ионизации.

Для каждого рода атомов и молекул величины  $V_R$ ,  $V'_R$  и  $V_J$  имеют свое определенное значение.

Для ртути, например, по этому методу найдены значения  $V_R=4,9$  вольт,  $V'_R=6,7$  вольт,  $V_J=10,4$  вольт.

Метод II. Этот метод был впервые применен Франком и Герцем; главные результаты были получены Мак-Ленаном. Установка та же, что изображена на рис. 1. Только электроды находятся в кварцевом сосуде. Это делается для того, чтобы можно было наблюдать с помощью кварцевого спектрографа ультрафиолетовый свет, испускаемый атомами при бомбардировке их электронами заданной скорости.

Исследования по II методу сводятся к спектроскопическому исследованию света, испускаемого атомами при бомбардировке их электронами разных скоростей. Оказалось, что все пары металлов ведут себя так: при скоростях меньших, чем потенциал свечения  $V_R$ , найденный по предыдущему методу, атомы, согласно с изложенными выше данными, света совсем не испускают. Начиная со скоростей бомбардирующих электронов, равных  $V_R$ , возникает свет, состоящий из строго монохроматических колебаний. В спектре наблюдалась только одна линия. Соответствующую длину волны будем в дальнейшем обозначать через  $\lambda_r$ . Наконец, при скоростях, равных  $V_J$ , появляется весь линейчатый спектр данного пара.

Что касается длины волны  $\lambda_r$ , то она совпадает всегда с одной из главных линий спектра поглощения данного пара. Для ртути  $\lambda_r=2536 \text{ \AA}$  (ангстрем= $10^{-8}$  см.). Появление ее происходит при  $V=4,9$  вольт, что совпадает со значением  $V_R$ , найденным по I методу. То обстоятельство, что этим методом не наблюдались линии, соответствующие вторым потенциалам свечения, и также аналогичные линии в некоторых газах, как-то: гелии, аргоне и др., как мы увидим ниже, объясняется слишком короткой длиной волны этого излучения, для которого кварц уже перестает быть прозрачным.

Метод III применялся, главным образом, Франком и Акессоном и заключался в измерении тех потерь энергии, которые испытывают электроны, бомбардирующие атом при столкновении с ним.



Установка изображена на рис. 4. *A* — испускатель, *B* — диафрагма для выделения узкого пучка электронов, *C* — сетка, *D* — сплошной электрод. Между *A* и *B* налагается разность потенциалов  $V_1$  вольт, так что электроны влетают сквозь отверстие в *B* в пространство *BC* со скоростью  $V_1$  вольт. В пространстве *BC* поля нет (*B* и *C* при одном потенциале). Здесь электроны сталкиваются с молекулами газа или пара, плотность которого подбирается так, чтобы на пути *BC* электрон в среднем встретил не больше одного атома. Дальше электроны вступают сквозь ячей сетки в пространство *CD* и попадают на электрод *D*. Количество электронов, попадающих на *D*, измеряется по силе тока между *D* и *A*.

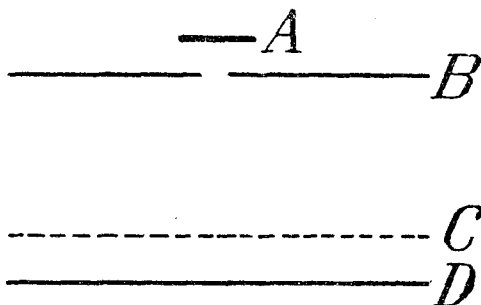


Рис. 4.

Электроны поступают в пространство *DC* с разными скоростями, так как при столкновении с молекулами в *BC* они теряют ту или иную часть своей энергии. Скорости этих электронов в этом пространстве измеряются следующим способом.

Между *C* и *D* создается поле, задерживающее влетающие сквозь ячей сетки *C* электроны. Если это поле создается разностью потенци-

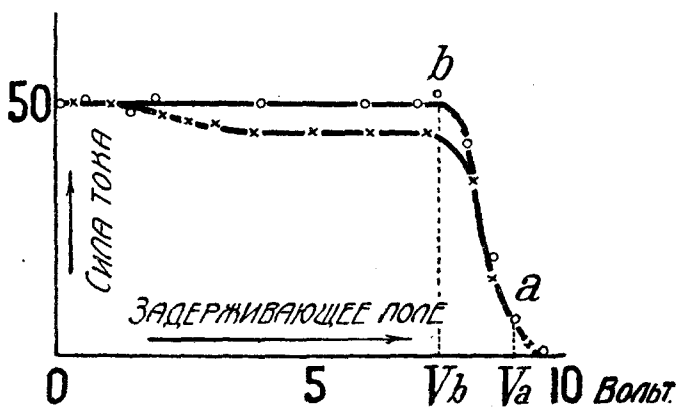


Рис. 5.

алов  $V_2$  между *C* и *D*, то очевидно, что все электроны, проходящие сквозь сетку *C* со скоростями, большими чем  $V_2$  вольт, преодолеют задерживающее поле и достигнут электрода *D*. Те же из них, которые при вхождении в пространство *CD* обладают скоростями, меньшими чем  $V_2$  вольт, не смогут дойти до электрода *D* и повернут назад к сетке. Изменяя силу тока между *D* и *A* в зависимости от задерживающего поля  $V_2$  между *D* и *C* при заданном поле  $V_1$  между *A* и *B*, получают кривые

типа, изображенного на рис. 5. Здесь кривая, проведенная через кресты, соответствует ртутному пару; кривая, проведенная через кружки,—вакууму (пары ртути вымораживались путем охлаждения): начальная скорость  $V_1=10$  вольт. По оси абсцисс отложены задерживающие потенциалы  $V_2$ , по оси ординат—соответствующие силы тока между  $D$  и  $A$ , т.-е. величины, пропорциональные числу электронов, попадающих на электрод  $D$ . Ординаты любой точки кривой, напр.  $a$ , дают число электронов, достигающих  $D$  при задерживающем поле  $V_a$ , т.-е. число электронов, которые обладают скоростями, большими или равными  $V_a$  вольт. Таким же образом ордината точки  $b$  есть число электронов, обладающих скоростями, большими или равными  $V_b$  вольт. Следовательно число электронов, скорости которых находятся в промежутке между  $V_a$  и  $V_b$  будет пропорционально  $i_a-i_b$ . Очевидно, всякой разности  $\Delta V_R$  по оси абсцисс соответствует разность ординат кривой  $\Delta i_R$ . Это  $\Delta i_R$  пропорционально числу электронов, скорости которых заключаются в интервале  $\Delta V_R$ . Легко построить таким

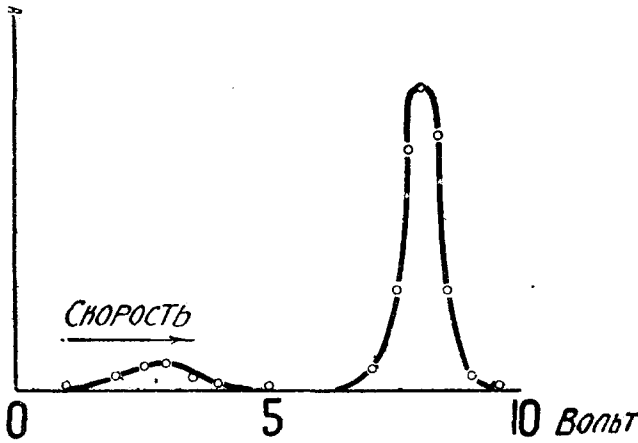


Рис. 6.

образом графически кривую зависимости  $\Delta i$  от  $V$ . А так как  $\Delta i_R$  пропорционально числу электронов, обладающих скоростями  $V_R$ , то кривая эта указывает, какая часть электронов обладает той или иной скоростью. Таким путем из кривой для ртутного пара рис. 5 мы получим кривую рис. 6. Эта кривая показывает, что почти все электроны по прохождении сквозь слой пара имеют скорости либо несколько меньшие 5 вольт, либо около 10 вольт.

А так как начальные скорости электронов  $V_1=10$  вольтам, то очевидно, что потери энергии, претерпеваемые электронами при столкновении, могут быть только вполне определенными величинами, а именно либо  $10-5=5$  вольт, либо 0.

А так как начальные скорости электронов  $V_1=10$  вольтам, то очевидно, что потери энергии, претерпеваемые электронами при столкновении, могут быть только вполне определенными величинами, а именно либо  $10-5=5$  вольт, либо 0.

Более детальное изучение распределения скоростей дает кроме двух максимумов еще целый ряд других, которые указывают на возможные порции передачи энергии атомам. Эти порции, очевидно, находятся из разностей между начальной энергией электронов  $V_1$  и энергией, соответствующей электронам, находящимся в том или ином максимуме на кривой, подобной рис. 5. Эти разности всегда постоянны, независимы от значения начальных скоростей электронов  $V_1$ , определяемой разностью потенциалов между  $A$  и  $B$ .

Итак, передача энергии первичного летящего электрона внутриатомному происходит только определенными порциями. Оказалось, что эти порции для каждого вещества в точности равны потенциалам свечения и ионизирующему потенциалу этого вещества, найденным методами I и II. В частности для ртути порции эти были равны 5 вольтам, 6,7 и 10,5 вольт, что совпадает со значениями  $V_R$ ,  $V_R'$  и  $V_J$ . Однако кроме того было обнаружено еще несколько критических значений  $V_R''$ ,  $V_R'''$ , отвечающих остальным потенциалам свечения, которые не были обнаружены I и II методами.

В исследованиях распределения скоростей при потенциале  $V_1$ , меньшем первого потенциала свечения  $V_R$  (для ртути меньше 5 вольт), было обнаружено, что электроны совсем не теряют энергии при столкновении, отражаясь от атомов, как упругие тела. Итак  $V_R$  есть наименьшая порция энергии, которую может передать свободный электрон атомному.

Метод IV. Метод этот, впервые примененный в 1914 году, основан на том факте, что первичные электроны до скоростей, равных потенциалу свечения благородного газа или металлического пара, упруго (без потери скорости) отражаются от молекул. При скоростях же, равных  $V_R$ , теряют всю свою скорость.

Опыты производились в цилиндрическом конденсаторе. По оси его была натянута платиновая нить, накаливаемая током и испускающая электроны. Вокруг нее на расстоянии 1—2 см. находится сетчатый цилиндр; вокруг этого цилиндра на расстоянии 2—3 мм. находится второй сплошной цилиндр. Между нитью и сеткой налагается ускоряющее для электронов поле  $V_1$ ; между сеткой и сплошным цилиндром прикладывается замедляющее для электронов поле  $V_2$ . Потенциал  $V_2$  должен быть подобран меньше искомого потенциала  $V_R$ . Конденсатор наполнен газом или паром при сравнительно большом давлении порядка 0,1—1 мм. ртутного столба. При таких давлениях первичные электроны претерпевают много столкновений с молекулами на пути от нити к сетке. Измерения заключаются в том, что измеряется гальванометром количество электронов, попадающих на сплошной цилиндр в зависимости от величины  $V_1$ .

Пусть  $V_1 < V_R$ . При указанных давлениях электроны претерпевают много столкновений с молекулами на пути к сетке. Однако в силу того факта, что при скоростях, меньших  $V_R$ , электрон совершенно упруго (без потери энергии) отражается от молекул, скорость электрона будет определяться потенциалом того места конденсатора, где электрон в данный момент находится; когда он дойдет до сетки, его скорость в вольтах будет  $= V_1$ . Сквозь ячеи сетки он попадает во вторую часть конденсатора между сеткой и цилиндром, где приложено замедляющее для электронов поле  $V_2$ . Если  $V_2 > V_1$ , тока не будет, — электроны все вернуться к сетке. Если  $V_1 = V_2$ , то часть электронов попадет на цилиндр и создаст ток. Так будет происходить до тех пор, пока  $V_1 < V_R$ ; когда  $V_1 = V_R$ , то у самых ячей сетки первичные электроны передадут всю

энергию при ближайшем столкновении электрону молекулы; энергия эта пойдет на испускание света. Таким образом первичные электроны потеряют у ячей сетки всю свою скорость и потому не смогут преодолеть поле  $V_2$ . Ток между цилиндром и нитью опять прекратится. При  $V_1 > V_R$  потеря скорости электронами будет происходить внутри цилиндра в том месте, где  $V = V_R$ . У ячей сетки электроны, очевидно, будут иметь скорость  $V_1 - V_R$ ; когда эта величина будет равна  $V_2$ , то вновь потечет ток. Он исчезнет, когда  $V_1$  будет  $= 2V_R$  и т. д. В результате получается кривая зависимости тока  $i$  между цилиндром и нитью такого типа, как это изображено на рисунке. Эта кривая относится к ртутному пару. Первый максимум получается при  $V_1 \cong 5$  (рис. 7), второй при  $V_1 \cong 10$ , третий при  $V_1 \cong 15$ . Расстояния между максимумами равны, очевидно, искомому потенциалу свечения, в данном случае 4,9 вольта, что совпадает с величинами, полученными по I, II и III методам.

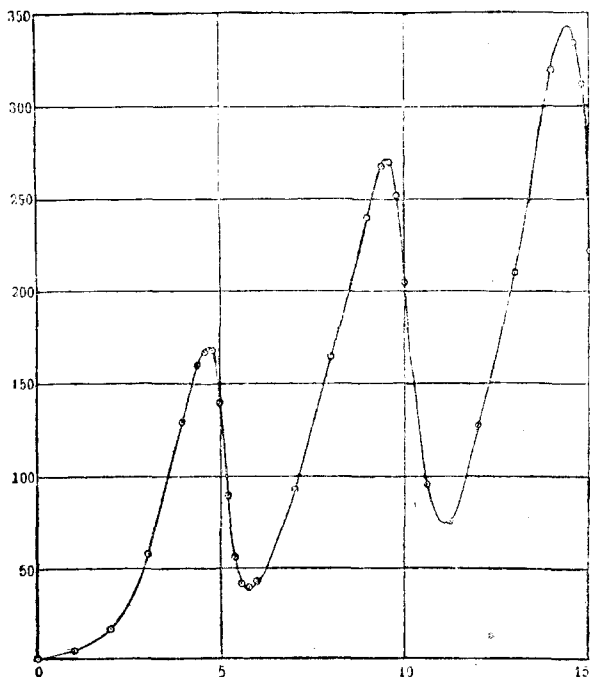


Рис. 7.

§ 2. Результаты измерения для паров металлов.

Исследования потенциалов ионизации и излучения были сделаны для большинства паров металлов первой и второй группы (щелочных и щелочно-земельных). Пары этих металлов одноатомны.

Результаты этих исследований могут быть резюмированы так:

1) Электрон, обладающий энергией, меньшей чем  $V_R$  вольт, упруго (без потери энергии) отражается от атома, т.е. совершенно не входит в обмен энергией с внутриатомным электроном.

2) Электрон, обладающий энергией, равной  $V_R$  вольт, целиком передает ее при столкновении внутриатомному электрону, при чем атом испускает монохроматическое излучение, длину волны которого обозначим через  $\lambda_r$ , а частоту — через  $\nu_r$ .

3) Наблюдаются также для каждого пара, кроме  $V_R$ , еще несколько порогов  $V'_R, V''_R$  и т. д., которые определяют собой порции энергии, которые может электрон передавать атому. При энергии электрона  $V^{(k)}$

атом испускает излучение, в котором, кроме частоты  $\nu_r$ , встречается частота  $\nu_r'$ , большая, чем  $\nu_r$ .

4) Электрон, обладающий энергией, равной  $V_J$  вольт, ионизует атом при встрече.

5) Частоты  $\nu_r$ ,  $\nu_r'$  и т. д. совпадают с линиями серии поглощения данного пара, при чем между частотами  $\nu_r$ ,  $\nu_r'$  этих линий и потенциалами  $V_R$ ,  $V_R'$  имеет место соотношение  $h\nu_r = \frac{eV_R}{300}$ ,  $h\nu_r' = \frac{eV_R'}{300}$  и т. д., где  $h$  — константа Планка.

6) Между ионизирующим потенциалом и границей оптической серии, первые члены которой суть  $\nu_2$  и  $\nu_2'$  существует соотношение  $h\nu_2 = \frac{V_g e}{300}$ , где  $\nu_2$  — частота наиболее короткой линии (границы) серии поглощения. При ионизации атома всегда наблюдается испускание всего линейчатого спектра данного пара.

В таблице I даны результаты измерений для различных паров; кроме наблюдаемых значений, мы приводим и вычисленные  $\nu_r$ ,  $\nu_r'$ ,  $\nu_g$  из соотношения  $h\nu_r = \frac{eV_R}{300}$ ,  $h\nu_r' = \frac{eV_R'}{300}$ ,  $h\nu_g = \frac{eV_g}{300}$ , где  $\nu_r$ ,  $\nu_r'$  и  $\nu_g$  суть частоты первой, второй и последней линии серии поглощения или, что то же, непосредственно наблюдаемые частоты спектров, испускаемых атомами при бомбардировке электронами с энергией  $V_R$ ,  $V_R'$ ,  $V_J$  вольт. Как видно, вычисленные и наблюдаемые значения вполне хорошо совпадают. В одном из столбцов приведены длины волн, соответствующие частотам  $\nu_r$ ,  $\nu_r'$  и  $\nu_g$ , при чем в тех случаях, когда соответствующая  $\nu$  подчеркнута, излучение действительно наблюдалось при бомбардировке электронами, начиная со скоростей  $V_R$  или  $V_R'$ ; в других случаях числа взяты прямо из оптических данных о длинах волн первого, второго и последнего числа серии поглощения данного пара.

Следует обратить внимание на тот факт, что электрон может передавать энергию внутриатомному электрону только строго определенными порциями. Этот экспериментальный факт стоит в прямом противоречии с обычными представлениями механики и электродинамики и, очевидно, находится в связи с особым рода законами внутриатомных движений.

Оказалось, что все шесть указанных результатов могут быть выведены из теории атома Бора и являются наглядным экспериментальным подтверждением этой теории.

§ 3. Объяснение изложенных фактов из атомной теории Бора.

Мы не можем в настоящей статье излагать основы теории Бора. Для ознакомления с ней следует обратиться к специальным статьям, которые в достаточном числе имеются в русской литературе<sup>1)</sup>. Мы на-

<sup>1)</sup> См., напр., статью П. Эпштейна. Применение учения о квантах к теории спектральных серий. Успехи Физических наук, т. II, вып. 1.

ТАБЛИЦА I.

Металл.	$V_R$			$V_J$		
	Наблюд.	Вычисл.	$\lambda_R$	Набл.	Выч.	Граница серии $1,5S$ $\lambda_J$
Na	2,13	2,092	<u>5895,94<sup>1</sup></u>	5,13	5,11	2412,13
		2,094	<u>5889,97<sup>1</sup></u>			
K	1,55	1,602	<u>7699,01<sup>1</sup></u>	4,1	4,32	2856,7
		1,609	7664,91 <sup>1</sup>			
Rb	1,6	1,55	7947,6 <sup>1</sup>	4,1	4,55	2968,4
		1,58	7800,3 <sup>1</sup>			
Cs	1,48	1,38	8943,5 <sup>1</sup>	3,9	3,87	3184,3
		1,45	8521,1 <sup>1</sup>			
Mg	2,65	2,7	4572,65 <sup>2</sup>	7,75	7,61	1621,7
	4,42	4,33	2853,06 <sup>3</sup>			
Ca	1,90	1,88	6574,59 <sup>2</sup>	6,01	6,09	2027,56
	2,85	2,92	4227,9 <sup>1</sup>			
Zn	4,18	4,01	3076,88 <sup>2</sup>	9,5	9,35	1319,98
	5,65	5,77	2139,33 <sup>1</sup>			
Cd	3,95	3,78	<u>3076,88<sup>2</sup></u>	9,0	8,95	1378,69
	5,35	5,39	2288,79 <sup>1</sup>			
Hg	4,9	4,86	2537,4 <sup>2</sup>	10,38	10,39	1187,96
	6,7	6,67	1849,6 <sup>1</sup>			

<sup>1</sup> Серийные термы  $1,5S - 2P$ .

<sup>2</sup> " "  $1,5S - 2p_2$ .

<sup>3</sup> " "  $1,5S - mp$ .

помним только некоторые результаты ее, необходимые для объяснения изложенных фактов.

С точки зрения механики возможны, очевидно, при соответствующих скоростях, всякие орбиты внешних электронов, лишь бы скорость была такова, что центробежная сила уравновешивала притяжение электрона внутрь атома. По теории Бора, не все из этих орбит возможны, а лишь совершенно определенные, для которых момент количества движения равен целому кратному  $\frac{h}{2\pi}$  т.-е.  $n \frac{h}{2\pi}$ , где  $n$  — целое число;  $n$  есть номер орбиты: на первой, наиболее близкой,  $n=1$ , на второй  $n=2$  и т. д.

Только по этим избранным орбитам может вращаться электрон. Это первое утверждение Бора. Вращаясь по каждой такой орбите, электрон обладает совершенно определенной энергией — суммой его потенциальной и кинетической энергии. Эта энергия зависит от номера орбиты  $n$  и уменьшается с уменьшением  $n$ . На орбите с  $n=1$  потенциальная энергия электрона наименьшая, а так как все процессы стремятся идти в сторону уменьшения потенциальной энергии, то естественно, что именно эта орбита является наиболее устойчивой, и при всяком удобном случае электроны будут стремиться переходить на эту нормальную орбиту. Итак, в нормальном состоянии атома электроны обращаются по ближайшей нормальной орбите.

Имея в виду высказанные утверждения, нетрудно показать, что в полном согласии с ними находится тот факт, что первичный электрон может передавать атому свою энергию лишь совершенно определенными порциями. Действительно, согласно утверждению теории Бора, электрон может обращаться только по совершенно определенным орбитам. Энергия электрона на орбите  $n$  обозначена через  $W_n$ , при чем для всякого атома данного вещества это есть вполне определенная величина (которую даже можно численно вычислить из теории Бора). Рассмотрим, что произойдет в результате столкновения электрона, обладающего энергией  $W_0$ , с атомным электроном, находящимся на нормальной орбите и обладающим, следовательно, энергией  $W_1$ . Внешний электрон не может, очевидно, получить энергию от атомного электрона, ибо это вызвало бы уменьшение энергии этого последнего и приближение его к центру атома, что невозможно по основному утверждению, что та орбита, на которой электрон находится перед столкновением, есть самая близкая к ядру, возможная устойчивая орбита. Следовательно, при столкновении возможна лишь передача посторонним электроном всей или части своей энергии атомному электрону. Этот последний, получив избыток кинетической энергии, очевидно, удалится от центра атома на такое расстояние, чтобы центробежная сила уравновешивала снова притяжение. А так как, согласно теории Бора, не всякие орбиты возможны, а лишь совершенно определенные, то, очевидно, что атомный электрон может воспринять не любую энергию, а лишь такую, при которой он удалится на одну из этих орбит. Эти порции энергии, очевидно, по величине будут равны  $W_n - W_1$ , где  $W_n$  может принимать ряд значений, соответствующих ряду возможных орбит.

Следовательно, посторонний электрон либо совсем не теряет своей энергии при столкновении, либо теряет ее порциями, равными  $W_n - W_1$ . Наименьшее количество энергии, которое может передать атому электрон, соответствует переносу атомного электрона с первой орбиты на вторую. Если энергия электрона  $W_0 < W_2 - W_1$ , то, очевидно, при столкновении переход электрона на вторую орбиту невозможен, а зна-

чит, и вообще невозможна передача энергии. Первичный электрон, двигающийся с энергией  $W_0 < W_2 - W_1$ , будет упруго, без потери энергии, отражаться от атома, что совпадает с изложенными выше опытными данными, резюмированными в §1 и §2. Электрон, обладающий энергией  $W_0 = \frac{Ve}{300} = W_2 - W_1$ , может передать свою энергию атомному электрону; потенциал  $V$ , определяемый из соотношения  $\frac{Ve}{300} = W_2 - W_1$ , и есть, очевидно, та величина, которую мы называли потенциалом свечения  $V_R$  (для ртути 4,9 вольт). Если  $\frac{Ve}{300} > W_2 - W_1$  и  $< W_3 - W_1$ , электрон передает атомному электрону лишь часть своей энергии в количестве  $\frac{V'e}{300} = W_2 - W_1$ , а избыток сохраняет; это соответствует результатам опыта.

Если  $\frac{Ve}{300} = W_3 - W_1$ , опять может произойти полная передача энергии атомному электрону. Определенное из этого соотношения  $V$  есть второй потенциал свечения, обозначенный выше через  $V'_R$  (для ртути 6,7 вольт) и т. д. Для переноса атомного электрона в бесконечность, или, что то же, для ионизации атома, необходима энергии  $W_{\infty} - W_1$ . Следовательно, потенциал ионизации определится из соотношения  $\frac{V_e e}{300} = W_{\infty} - W_1$ . По определению, потенциальная энергия есть та работа, которую надо совершить, чтобы данное тело из бесконечности перенести на данную орбиту. Так как электрон есть отрицательно заряженное тело, остальная же часть атома заряжена положительно (нейтральный атом без электрона обладает положительным зарядом), то для приближения из бесконечности на данную орбиту не только не затрачивается энергия, но, наоборот, выделяется: электростатические силы притягивают электрон, поэтому потенциальная энергия имеет отрицательное значение. Не следует этим смущаться, так как в действительности мы имеем дело всегда с разностью потенциальной энергии, а не с абсолютным их значением, и отрицательное значение есть просто результат определения.

Энергия  $W_n = U + T_n$ , где  $T_n$  — кинетическая и  $U_n$  — потенциальная энергия электрона. Из общих механических соображений можно показать, что при вращении под действием силы Кулона  $T_n = \frac{1}{2} |U_n|$ , где  $|U_n|$  есть абсолютное значение потенциальной энергии. Следовательно,  $W_n = \frac{1}{2} |U_n| + U_n$ , а так как, согласно вышесказанному,  $U_n$  отрицательна, —  $W_n = \frac{1}{2} U_n$ . Следовательно, все  $W_n$  отрицательны. При этом по абсолютному значению  $W_n$  тем меньше, чем больше  $n$ , так что



разности  $W_n - W_1$  положительны, как это, очевидно, и должно быть на самом деле.

При  $n = \infty$ ,  $W_{\infty} = 0$ , так как потенциальная энергия  $W_{\infty}$ , очевидно, равна 0, по определению потенциальной энергии; кинетическая же — на бесконечности также  $= 0$ . А так как  $\frac{V_{Je}}{300} = W_{\infty} - W_1$ , то; согласно  $W_{\infty} = 0$ , мы получаем  $\frac{V_{Je}}{300} = -W_1$ , т.е. равен, с обратным

знаком, взятой энергии атомного электрона на нормальной орбите. Так как  $W_1$  есть величина отрицательная,  $-W_1$  есть величина положительная. Таким образом измерения потенциалов ионизации дают возможность экспериментально определить величину энергии атомного электрона в его нормальном положении на первой орбите. Если мы знаем  $W_1$ , то из соотношения  $\frac{V_{Re}}{300} = W_R - W_1$  мы находим  $W_2$ , т.е., зная потенциал свечения  $V_R$ , мы можем определить энергию электрона  $W_2$  на второй орбите. Зная второй потенциал свечения  $V'_R$ , мы можем определить аналогичным образом  $W_3$  и т.д. Таким образом, если правильна теория Бора, то данные о потенциалах ионизации свечения дают нам весьма ценные сведения об энергии электрона на различных орбитах. Обращаем внимание, что положительная величина  $-W_1$  больше всякой другой  $-W_n$ .

Насколько же подтверждается атомная теория Бора изложенными опытами? Пока это подтверждение лишь качественное, именно наблюдается передача энергии атомному электрону лишь совершенно определенными порциями, что совпадает с требованием теории Бора.

Переходим к количественным совпадениям. Для этого вспомним второе основное утверждение Бора. Если атомный электрон возбужден и находится на орбите со значком  $n$ , то при этом, как было указано, он стремится перейти на орбиту с меньшей энергией, т.е. на более близкую, с меньшим номером, например на  $m$ -ую, где  $m < n$ . Куда же при этом тратится энергия  $W_n - W_m$ . По представлению Бора, она переходит в энергию световую, в электромагнитную. При всяком переходе электрона с более отдаленной на более близкую орбиту происходит элементарный акт испускания света. Второе утверждение Бора заключается в том, что при этом излучается монохроматический свет, частоты  $\nu$ , и что частота эта определяется соотношением  $h\nu = W_n - W_m$ .

Отсюда следует, что частота света, испускаемого электроном при переходе со второй орбиты на первую, определяется соотношением  $h\nu_2 = W_2 - W_1$  или, согласно сказанному выше,  $h\nu_2 = eV_R$ , где  $V_R$  — первый потенциал свечения.

Мы видели, что опыты показали, что действительно электроны со скоростями  $V_R$  вызывают свечение при ударе об атом, что свечение

это монохроматическое и что частота  $\nu_r$  этого колебания действительно подчиняется соотношению  $h\nu_r = \frac{eV_R}{300}$ . Таким образом здесь мы имеем дело с количественным подтверждением теории Бора.

Уже много лет тому назад оптики расположили все линии линейчатых спектров, испускаемых различными газовыми парами, в серии. Оказалось, что все частоты  $\nu_n$  линий, группирующихся в одной серии, могут быть выражены формулой  $\nu_n = -A_n + A_m$ , где  $A_m$  — постоянное число, а  $A_n$  меняется по простому закону от одной линии к другой. Возьмем такую серию, для которой  $A_m$  наибольшее, и назовем его  $A_1$ ; тогда для этой серии  $\nu_n = -A_n + A_1$ . Численное значение  $A_n$  быстро уменьшается с увеличением  $n$  и в пределе  $= 0$ . Линии серии сперва далеко расположенные друг от друга в спектре, постоянно сливаются. Граница серии, т. е. частота линии с наиболее короткой длиной волны, очевидно, определяется соотношением  $\nu_n = A_1$ .

Легко понять, как получаются такие сериальные законы из теории Бора. Если мы положим  $A_1 = -\frac{W_1}{h}$  и  $A_n = -\frac{W_n}{h}$ , то получаем  $\nu_n = \frac{W_n - W_1}{h}$  или  $h\nu_n = W_n - W_1$ , т. е. формулу Бора. Таким образом  $A_1 = -\frac{W_1}{h}$ . А так как потенциал ионизации  $V_J = \frac{300W_1}{e}$ , то мы получаем связь между границей серии и потенциалом ионизации  $V_J = \frac{300hA_1}{e}$  или  $\frac{V_J e}{300} = \nu_n h$ . Именно этому соотношению удовлетворяют опытные данные.

Следует заметить еще, что частота, определяемая соотношением  $h\nu_n = \frac{eV_R}{300}$  и наблюдаемая при бомбардировке атомов электронами со скоростями  $V_R \geq V_J$ , очевидно, должна быть первой линией той серии, граница которой вычисляется из соотношения  $h\nu_n = \frac{eV_J}{300}$ ; действительно во всех парах, для которых сериальные законы достаточно изучены, это требование выполняется. Серия  $\nu_n = -A_n + A_1$  была нами выбрана с наибольшим значением  $A$ , т. е. эта серия действительно должна соответствовать переходам электронов со второй, третьей, четвертой и т. д. орбит на первую, так как именно для этой орбиты величина  $-W_1$  имеет наибольшее значение.

Обращаемся к вопросам, почему при ионизации наблюдается испускание всего линейчатого спектра данного пара. Дело в том, что ионизованный атом спустя некоторое время встречается с тем или иным электроном и притягивает его. Происходит явление, известное под названием рекомбинации. Именно при этом явлении и излучается свет, так как здесь происходит переход потенциальной энергии электрона в световую. При акте же ионизации энергия не выделяется, а

поглощается и никакого свечения быть не может. В результате рекомбинации мы получаем опять атом с нормальной орбитой электрона и энергией  $W_1$ . Таким образом при рекомбинации теряется энергия  $W_\infty - W_1$ . Однако переход электронов снаружи атома внутрь может происходить различными путями. Электрон может задерживаться по пути на тех или иных орбитах или, наконец, без задержки пройти прямо на нормальную орбиту. В зависимости от этого он будет испускать различные линии спектра. Например, если он задержится на орбитах 8, 4, 2, то он испустит четыре линии, соответствующие частотам

$$\nu = \frac{W_\infty - W_8}{h}, \frac{W_8 - W_4}{h}, \frac{W_4 - W_2}{h}, \frac{W_2 - W_1}{h}.$$

При большом числе рекомбинаций мы получим всевозможные частоты, определяемые соотношением  $\nu_n = \frac{W_\infty - W_n}{h}$ , т.е. все линии

всех серий спектра данного пара. Остается разъяснить тот факт, что частота света, испускаемого при бомбардировке электронами с энергиями  $V_R, V'_R$ , во всех известных случаях совпадает с линиями серии поглощения данного пара. Поглощение света атомами происходит, по Бору, особенно интенсивно в том случае, если частота падающего света связана с энергиями орбит таким соотношением:  $h\nu = \frac{W_n - W_1}{h}$ . Сле-

довательно, если освещать пар сплошным спектром, то по прохождении света через пар в нем будут отсутствовать те линии, которые удовлетворяют указанному соотношению. Все линии поглощения отвечают переходам электрона с нормальной первой орбиты на одну из следующих. Так, первая линия поглощения определяется соотношением  $h\nu_1 = W_2 - W_1$ , вторая  $h\nu_2 = W_3 - W_1$ . Но ведь при ударе электрона об атом порции передаваемой энергии  $\frac{V_{Re}}{300}, \frac{V'_{Re}}{300}, \frac{V_{Le}}{300}$  определяются тем же соотношением  $\frac{V_{Le}}{300} = W_2 - W_1; \frac{V'_{Le}}{300} = W_3 - W_1$  и т. д., а испускаемый атомами под влиянием этих ударов свет определяется соотношением  $h\nu_2 = W_2 - W_1$  и т. д.; отсюда ясно, почему эти линии должны совпадать с линиями поглощения.

Если возбуждать атомы весьма интенсивно, так что, несмотря на тенденцию электронов возвращаться на нормальную орбиту, все же в каждый данный момент иметь достаточное число возбужденных атомов с электронами, находящимися, например, на второй орбите, то, очевидно, такой пар будет поглощать не только серию  $\nu_n = \frac{W_n - W_1}{h}$ , соответствующую нормальному состоянию атома, но и серию  $\nu_{n2} = \frac{W_n - W_2}{h}$ , соответствующую поглощению света возбужденными атомами (для них, очевидно, вторая орбита обладает всеми свойствами первой орбиты в нормальном состоянии). Если возбужденные атомы имеют электроны не

только на второй, но и на всех других орбитах в достаточном количестве, то будут поглощаться таким паром все линии, какие он испускает. Именно, такое явление и наблюдалось. Рассматривали свет от ртутной дуги сквозь другую ртутную дугу. В ртутной дуге происходит весьма сильное возбуждение и ионизация атомов ртути. Оказалось, что почти все линии, испускаемые первой ртутной дугой, в большей или меньшей степени поглощаются, проходя через вторую, в то время как невозбужденный ртутный пар поглощает только одну ультрафиолетовую серию. Этот опыт, несмотря на свой качественный характер, является хорошим подтверждением воззрений Бора.

Нам представляется, что результаты настоящего параграфа не только подтверждают теорию Бора, но могут рассматриваться и как экспериментальное ее обоснование.

#### § 4. Некоторые результаты опытов в газах.

##### а) Одноатомные газы.

Приводим результаты измерений в гелии и аргоне. — В гелии были получены два критических потенциала: потенциал свечения  $V_R = 20,5$  вольта и ионизации  $V_I = 24,5$  вольта. Если вычислить из потенциала свечения длину волны света, который должен испускаться, то она окажется равной 606 ангстремов. Длина волны границы серии, вычисленная из потенциала ионизации,  $\lambda_p = 490 \text{ \AA}$ . Первая из этих линий, согласно теории Бора, должна быть первым членом серии  $\nu_n = \frac{W_n - W_1}{h}$ , а вторая — последним. Таким образом вся серия должна лежать в пределах длин волн от 490 до 600  $\text{\AA}$ , т.-е. в крайней ультрафиолетовой части спектра. Экспериментирование с такими короткими длинами волн очень трудно. Однако Лайману (Lyman) удалось найти оптическим путем первый член этой ультрафиолетовой серии гелия, при чем длина волны оказалась равной приблизительно 600  $\text{\AA}$ , что, как видно, хорошо согласуется с вычисленным значением. Ричардсон и Баццони косвенным путем (по скоростям фотоэлектронов, испускаемых металлом под действием светящегося гелия) нашли граничный член серии, т.-е. наиболее короткую длину волны, испускаемую гелием. Оказалось, что она лежит в пределах 420—470  $\text{\AA}$ . Согласие с величиной, вычисленной из потенциала ионизации, здесь не такое хорошее, но все же удовлетворительное, если принять во внимание трудность и неточность опытов Ричардсона.

В аргоне были найдены также два критических потенциала: свечения — 11,5 вольта, ионизации — 15,1 вольта. Длина волны  $\lambda_p$ , вычисленная из потенциала ионизации, равна 817  $\text{\AA}$ . Эта длина волны, очевидно, должна быть самой короткой в спектре аргона. Лайман, исследуя спектр аргона, нашел, что он кончается на длине волны 800  $\text{\AA}$ , что весьма хорошо совпадает с вычисленным значением.

б) Простые двухатомные газы.

Водород. В водороде, с несомненностью, найдены три критических потенциала. В различных опытах численные значения этих потенциалов варьируют в пределах 1,5 вольта. Возьмем данные Фута и Молера. Они получают один потенциал свечения, равный 10,4 вольта, и два потенциала ионизации  $V_I = 13,3$  вольта и  $V_I' = 16,5$  вольта.

Здесь впервые мы сталкиваемся с существованием двух потенциалов ионизации. Это, как будто, не укладывается в рамки изложенной теории, однако нужно помнить, что мы впервые здесь имеем дело с двухатомным газом. Существование двух потенциалов ионизации легко объяснить, если предположить, что в опытах водород отчасти состоял из атомов — был частично диссоциирован. Известно из термодинамики, что двухатомный водород при высоких температурах распадается на атомы, превращаясь отчасти в одноатомный газ. Кроме того известно, что водород, выделяющийся при электролизе, состоит из атомов, которые только с течением времени соединяются в молекулы. В излагаемых опытах водород непрерывно протекал через измерительный прибор, при чем он либо поступал в прибор сквозь накаливаемый палладиевый наперсток, либо непосредственно через кран, где производилось добывание водорода путем электролиза. Таким образом всегда было возможно присутствие в измерительном приборе, кроме двухатомных молекул водорода, и небольшого числа атомов водорода. Именно, к ним следует отнести потенциал  $V_I$ , при котором наблюдалась первая слабая ионизация. Чтобы проверить правильность такого предположения, сравним полученное нами число 13,3 вольта с величиной  $h\nu_n/300/e$  где  $\nu_n$  — граница лаймановской серии водорода. По этой формуле мы получаем 13,5 вольта. Если принять во внимание погрешность опыта при определении  $\nu$ , то совпадение следует считать очень хорошим. Вычислив длину волны первого члена серии  $\nu = \frac{W_n - W_1}{h}$  (серия Лаймана), для атома водорода мы получим по формуле первый потенциал свечения 10,2 вольта, что весьма близко совпадает с экспериментальным значением — 10,4 вольта. Таким образом, действительно,  $V_R$  и  $V_I$  относятся к атомам водорода.

Второй потенциал ионизации  $V_I'$ , при котором происходит интенсивная ионизация, относится к ионизации двухатомных молекул водорода. При ионизации водородной молекулы один из атомов, составляющих ее, теряет электрон. В результате мы будем иметь молекулярный ион водорода. Однако можно думать, что электрон, вызывающий ионизацию, не ограничивается удалением одного электрона из молекулы, но одновременно разбивает и самую молекулу на атомы, так что в результате ионизации мы получаем нейтральный атом водорода и одноатомный ион водорода. Опыты по измерению размеров водородных ионов составляют предпочесть именно эту вторую точку зрения. Если это так,

то для ионизации молекулы энергия бомбардирующего электрона должна быть равна энергии, необходимой на расщепление молекулы водорода на атомы (так называемая работа диссоциации, известная из термохимии), плюс энергия, необходимая для ионизации водородного атома, равная  $V_{J'}$ , т.е. между работой диссоциации  $D$  вольт и двумя потенциалами ионизации,  $V_J$  и  $V_{J'}$  должна существовать зависимость  $V_{J'} = V_J + D$  или  $D = V_{J'} - V_J$ . Так как нам известны  $V_J$  и  $V_{J'}$ , находим  $D = 3,2$  вольта. Согласно термохимическим данным, для диссоциации водородной молекулы нужно затратить  $Q = 80.000$  калорий. На одну молекулу, следовательно, нужно затратить  $\frac{Q}{N}$  где  $N$  — число молекул в грамм-молекуле, равное  $60.10^{22}$ . Помножив на термический эквивалент, найдем в эргах эту энергию и, переведа ее в вольты, получаем  $D$ , равное  $3,6$  вольта, которое близко совпадает с  $3,2$ , вычисленным из потенциалов ионизации. Это подтверждает высказанную нами гипотезу о ионизации двухатомных молекул. Однако гораздо более определенно эта точка зрения доказывается опытами в парах иода.

Пары иода. В парах иода Ф у т и М о л е р нашли потенциал свечения, равный  $2,34$  вольта; С м и т и К о м п т о н — два потенциала ионизации  $8 \pm 0,1$  вольта и  $9,4 \pm 0,1$  вольта. Для разности они в среднем нашли значение  $1,47 \pm 0,05$  вольта. Опыты производились ими при двух различных температурах паров иода: при температуре около  $25^{\circ}$  и  $500^{\circ}$  С. Оказалось, что в первом случае ионизация при  $8$  вольтах весьма слабая, при  $9,4$  — сильная. Во втором случае преобладает ионизация при  $8$  вольтах. Из химических данных известно, что при температуре  $25^{\circ}$  пары иода состоят, почти цело, из двухатомных молекул. При  $500^{\circ}$  пары иода наполовину состоят из одноатомных молекул. Сопоставляя приведенные результаты, можно с уверенностью сказать, что первый потенциал ионизации относится к атомам иода, второй к молекулам. Как и в случае водорода, можно вычислить величину  $Q$  из химических данных, при чем получается для грамм-молекулы  $35.000$  калорий. Производя вычисления, получаем  $D = 1,52$  вольта. Совпадение вычисленной и наблюдаемой величины полное.

Что касается потенциала свечения, то длина волны, вычисленная из соотношения  $h\nu = \frac{eV}{300}$  оказывается всего на  $4\%$  отличается от самой короткой линии поглощения паров двухатомного иода, найденной Вудом.

С м и т и К о м п т о н произвели с парами иода еще один опыт, хорошо подтверждающий высказанные в конце § 2 атомные предположения. Как было указано, в сильно возбужденном паре может находиться значительное число атомов или молекул с электронами не на нормальной орбите, а на одной из следующих. Освещая иод сильным источником света, мы получаем, благодаря явлению поглощения, большое число молекул с электронами, находящимися на второй

орбите. Для этих молекул потенциал ионизации будет равен уже не  $W_1 300/e$ , но  $W_2 300/e$ . Разность этих двух потенциалов равна  $(W_2 - W_1) 300/e$ , т.-е.  $= V_R$ . Смит и Комптон определили потенциал ионизации освещенных паров иода и нашли, что в нем наблюдается не два, а три потенциала ионизации. Два из них совпадают с потенциалами ионизации неосвещенного, нормального иода, третий  $V_J''$ , новый, отличающийся от  $V_J'$  на 2,66 вольта. Таким образом разность между потенциалами ионизации невозбужденных и возбужденных молекул иода равна 2,66 вольта, что весьма близко подходит к величине потенциала свечения—2,34 вольта, как это и следует по изложенным выше соображениям.

### с) Галоидо-водородные соединения.

Исследование потенциалов ионизации сделаны для следующих соединений  $HCl$ ,  $HJ$  и  $HBr$ . Прежде чем приводить результаты измерений, скажем несколько слов о молекулярной структуре этих двухатомных соединений. Водород и галоиды относятся к резко различным химическим группам и соединяются весьма энергично между собой. Если соединения водорода (кислоты) растворить в воде, то при электролизе этого раствора водород выделяется на отрицательном полюсе. Галоиды, наоборот, всегда выделяются на положительном. Как известно, при растворении в воде солей и кислот их молекулы диссоциируют на ионы, один из которых заряжен положительно, другой отрицательно. Водород всегда оказывается заряженным положительно, атом галоида — всегда отрицательно. В частности, при растворении  $HCl$ ,  $HBr$ ,  $HJ$  молекулы этих веществ распадаются на два иона — на атом водорода, заряженный положительно, и атом  $Cl$ ,  $Br$  или  $J$ , заряженный отрицательно. Явление расщепления нейтральных молекул в воде на заряженные части может быть легко объяснено, если предположить, что до растворения молекула, например,  $HCl$  состоит из атома водорода без одного электрона и атома хлора, притянувшего к себе электрон водорода. С этой точки зрения химическая связь осуществляется электростатическим притяжением между разноименно заряженными атомами. Как известно, сила притяжения зависит от природы среды, в которой эти заряженные тела находятся, именно обратно-пропорционально диэлектрической постоянной среды. Эта величина для воды очень велика, больше, чем для всех других тел, и равна 81. Поэтому сила притяжения ионов ослабевает в 81 раз при погружении молекулы в воду. Легко подсчитать, что при такой силе уже тепловых толчков молекул достаточно, чтобы разбить молекулу на составные части, т.-е. на положительный ион водорода и отрицательный ион хлора. Таким образом весьма вероятно, что пары галоидо-водородных кислот имеют молекулы, состоящие из положительного иона водорода и отрицательного иона галоида, сдерживающихся силой

электрического притяжения. Имея в виду такое строение галоидо-водородов, можно с большой вероятностью предположить, что при бомбардировке их электронами достаточных скоростей может произойти распад молекулы на ее заряженные части, так как электрон, попадая, напр., между ионами молекулы, тем самым дает возможность произойти явлению, аналогичному тому, которое происходит при растворении в воде, т.е. ослабить связь и тем самым дать возможность молекуле распасться на ионы. Если бы это было так, то процесс ионизации в галоидо-водородах отличался бы от всех предыдущих случаев. Там в результате ионизации получалось освобождение одного электрона или в случае двухатомных молекул освобождение одного электрона и диссоциация молекулы, здесь же в результате ионизации не выбивается свободный электрон, но сама молекула разбивается на два заряженных атомных иона. К такому явлению нельзя просто приложить соображения теории Бора. Однако и здесь возможна теоретическая проверка высказанной гипотезы ионизации галоидо-водородных соединений. Борн вычислил, исходя из своей теории кристаллических решеток, работу, необходимую для распада галоидо-водородных соединений на два заряженных иона. Для решения вопроса, действительно ли происходит под действием бомбардировки электронами распад молекул  $HCl$ ,  $HBr$ ,  $HI$  на положительный ион водорода и отрицательный галоида, сравним найденные экспериментально потенциалы ионизации с вычисленной Борном работой диссоциации галоидо-водородов на заряженные ионы. Данные приведены в таблице II.

ТАБЛИЦА II.

	$HCl$	$HBr$	$HI$
$I_{\text{д}}$ набл.	14,4	13,8	13,4
$I_{\text{д}}$ выч.	13,9	13,5	13,1

Согласие получается удивительное, если принять во внимание, что наблюдаемые величины взяты из ионизационных опытов; вычисленные же находятся по весьма сложной формуле, в которую входят всевозможные химические данные о скрытой теплоте плавления, теплоте диссоциации и т. п. величинах, ничего общего с ионизирующими потенциалами, на первый взгляд, не имеющих. Это указывает, повидимому, на правильность изложенных выше представлений о процессе ионизации галоидо-водородных соединений.



## Л и т е р а т у р а.

1. Franck & Hertz. Messung der Ionisierungsspannung in verschiedenen Gasen. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 1913, Jan., 34.

Методом Ленарда была обнаружена потеря скорости электронами в *He* при 20,5 V., *Nc*—17 V., *Ar*—12 V., *H<sub>2</sub>*—11 V., *Hg*—9 V. и *N<sub>2</sub>*—7,5 V.

2. Franck & Hertz. Über Zusammenstöße zwischen den Elektronen und Molekülen des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung desselben. Verh. d. D. Phys. Ges. 1914, May, 457.

Новым методом была обнаружена потеря скорости в парах *Hg* при 4,9 V. Частота  $\nu$ , соответствующая резонансной линии ртути  $\lambda = 253,6$   $\mu$ , будучи подставленной в квантовое соотношение  $h\nu = eV$ , дает  $V = 4,84$  V., величину близкую к 4,9 V.

3. Franck & Hertz. Über die Erregung der Quecksilberresonanzlinie 253,6  $\mu$  durch Elektronenstöße. Verh. d. D. Phys. Ges. 1914, Juni, 512.

Авторы обнаружили появление линии 253,6  $\mu$  при бомбардировке ртутного пара 4,9-вольтными электронами.

4. Mc Lennan & Henderson. Ionization Potentials of Mercury, Cadmium and Zinc, and the Single- and Mani-lined Spektra of these Elements. Proc. Roy. Soc. London 1915, Aug. 485.

Авторы повторили опыты Франка и Герца с парами ртути, а затем *Cd* и *Zn*. Они получили линии  $\lambda$  253,672  $\mu$  в *Hg*,  $\lambda$  307,599  $\mu$  в *Zn* и  $\lambda$  326,017  $\mu$  в *Cd*, при соответствующих вольтажах 4,9 V., 3,96 V. и 3,74 V. Появление многолинейчатых спектров в парах этих металлов они наблюдали при 12,5 V. — в *Hg*, 11,8 V. — в *Zn* и 15,3 V. в *Cd*.

5. J. Tate. The Low Potential Discharge Spectrum of Mercury Vapor in Relation to Ionization Potentials. Phys. Rev. 1916, 7, 686.

Методом, аналогичным методу Франка и Герца, автор обнаружил ионизацию рт. пара при  $10,0 \pm 0,3$  V., по внезапному увеличению тока. При этом появился многолинейчатый спектр *Hg*. Начиная с  $\infty 5$  V. и  $Q_0 \infty 10$  V. Спектр состоял лишь из линии 253,67  $\mu$ . Никакого возрастания тока вблизи 5 V. не наблюдалось.

6. Goucher. Ionisation by Impact in Mercury Vapor and other Gases. Phys. Rev. 1916, 8, 561.

Пользуясь методом Ленарда и эквипотенциальным катодом, автор обнаружил ток в *H<sub>2</sub>* при  $10,25 \pm 0,1$  V., в *N<sub>2</sub>* — при  $7,4 \pm 0,1$  и *Hg* — при  $4,9 \pm 0,1$  V. Кроме того он наблюдал сильное увеличение тока в рт. паре при  $\infty 10$  V.

7. Bazzoni. Experimental Determination of the Ionisation Potential of Helium. Phil. Mag. 1916, Dec., 566.

Автор измерял ток между калящейся проволочкой — катодом и коаксиальным ей цилиндром, служащим анодом. Кривые тока обнаруживают внезапный скачок около 20 V. Скачок повторяется при вольтажах, кратных 20 V.

8. Mc Lennan. On the Ionisation Potentials of Magnesium and other Metals and on Their Absorption Spectra. Proc. Roy. Soc. London 1916, Oct., 574.

Была обнаружена линия  $\lambda$  285,222  $\mu$  в парах *Mg* при вольтаже, близком к 4,5 V. Это одна из линий абсорбционного спектра *Mg*, именно первый член серии

$\nu = (1,5S) - (mP)$ . Далее, около 7,5 V. зажигалась дуга. Частота, соответствующая граничной линии серии  $\nu = (1,5S) - (mP)$ ,  $\lambda 162,17 \mu$ , будучи подставленной в соотношение  $h\nu = eU$ , дает потенциал  $\approx 7,5$  V.

9. Bishop. The Ionisation Potential of Electrons in Various Gases. Phys. Rev. 1917, 10, 244.

Методом, аналогичным методу Франка и Герца 1914 года, обнаружена ионизация в  $H_2$  при 11 и 15,7 V., в  $Hg$  при 10,27 V., в  $N_2$  при 7,5 V. и  $O_2$  при  $\approx 9$  V.

10. Davis & Goucher. Ionisation and Excitation of Radiation by Elektron Impact in Mercury Vapor and Hydrogen. Phys. Rev. 1917, 10, 101.

Новым методом, позволяющим различить эффекты ионизации и радиации, получен иониз. потенциал  $Hg \approx 10,4$  V. и два резонансных потенциала 4,9 V. и 6,7 V., соответствующие линиям 253,67  $\mu$  и 184,9  $\mu$ . В  $H_2$  получены: ионизация и радиация при 11 V., радиация при 13,6 V. и вторая ионизация при 15,8 V.

11. Hughes & Dixon. The Ionising Potentials of Gases. Phys. Rev. 1917, 10, 495.

Двумя методами, представляющими собою некоторое видоизменение метода Ленарда, авторы исследовали иониз. потенциалы рт. пара (10,2 V.),  $H_2$  (10,2 V.),  $O_2$  (9,2 V.),  $HCl$  (9,5 V.),  $CO_2$  (10,0 V.),  $CO$  (7,2 V.),  $N_2$  (7,7 V.),  $NO$  (9,3 V.),  $Cl_2$  (8,2 V.),  $Br_2$  (10,0 V.),  $S$  (8,3 V.),  $CH_4$  (9,5 V.),  $C_2H_6$  (10 V.),  $C_2H_4$  (9,9 V.) и  $C_2H_2$  (9,9 V.).

12. Hebb. The Single-lined and the Multi-lined Spectrum of Mercury. Phys. Rev. 1917, 371.

Автор наблюдал многолинейчатый спектр в парах  $Hg$  при ускоряющем потенциале в  $\approx 5$  V. Различные плотности электронного разряда требовали различных потенциалов возбуждения многолин. спектра.

13. Wood & Okano. On the Ionizing Potential of Sodium Vapour. Phil. Mag. 1917, Sept., 177.

В парах  $Na$  D-линия появлялась при разности потенциалов между катодом и анодом в 0,5 V. При 2,3 V. появлялись линии побочных спектральных серий.

14. Tate & Foote. Resonance and Ionisation Potentials for Electrons in Metallic Vapours. Phil. Mag. 1918, July, 64.

Методом, аналогичным методу Франк'а & Герц'а, измеряя токи (частичный и полный) от внутреннего и внешнего — двух коаксиальных цилиндров, авторы исследовали критические потенциалы  $Cd$ ,  $Na$ ,  $K$  и  $Zn$ . Результаты этих исследований приведены в нижеследующей таблице.

Металл.	Резонансн. пот.	Иониз. потенциал.
<i>Cd</i>	3,88 V.	8,92 V.
<i>Na</i>	2,12 V.	5,13 V.
<i>K</i>	1,55 V.	4,1 V.
<i>Zn</i>	4,1 V.	9,5 V.

15. Hebb. The Ionisation Potential of Mercury Vapor and the Production of the Complete Spectrum of This Element. Phys. Rev. 1918, March, 170.

Автор показал, что ионизация при вольтажах, меньших 10 V., наблюдаемая им в парах  $Hg$ , не является следствием получения  $\lambda 253,67 \mu$ , фотоэлектрически действующего на ртутный пар.

16. Hebb. Ionisation of Mercury, Sodium and Potassium Vapors and the Production of Low Voltage Arcs in These Vapors. Phys. Rev. 1918, 12, 482.

Автор исследовал минимальные voltaжи, при которых зажигается дуга в парах Hg, Na и K, а также в смеси паров Na и Hg, и K и Hg. Он обнаружил ионизацию в парах K при 1,6 V, в парах Na при 2,5 V. В смеси паров K и Hg дуга загоралась при 0,5 V, Na и Hg — при 1,4 V; при этом появлялся спектр ртути.

Автор рассматривает возможные причины низковольтных дуг.

17. Mc Lennan & Joung. On the Absorption Spectra and the Ionisation Potentials of Cadmium, Strontium and Barium. Proc. Roy. Soc. London 1919, Febr., 273.

Из крайних характеристических частот  $\nu = (1,5S)$  авторы вычисляют иониз. потенциалы Hg(10,45), Zn(9,4 V.), Cd(9,0 V.), Mg(7,65 V.), Ca(6,12 V.), Sr(5,7 V.) и Ba(5,21 V.)

18. Horton & Davies. An Experimental Determination of the Ionising Potential for Electrons in Helium. Proc. Roy. Soc. London, 1919, April, 408.

Как среднее из нескольких наблюдений получен резонансный потенциал He = 20,4 V. и ионизирующий — 25,7 V. Второй тип ионизации наблюдался при  $\sim 55$  V. Ряд сеток между катодом и анодом при соответствующих потенциалах позволял различить эффекты ионизации и радиации.

19. Foote & Mohler. Ionisation and Resonance Potentials for Electrons in Vapours of Magnesium and Thallium. Phil. Mag. 1919, Jan., 33.

Как среднее из ряда опытов иониз. потенциал Mg получается равным 7,75 V. и резонансный — 2,65 V. Частоты, соответствующие этим потенциалам, определяются крайними членами серии  $\nu = (1,5S) - (m\mu)$ . Для таллия были найдены резонанс. потенциал 1,07 V. и иониз. пот. 7,3 V.

20. Davis & Goucher. Ionisation and Excitation of Radiation by Electron Impact in Nitrogen. Phys. Rev. 1919, Jan., 2.

При бомбардировке 7,5 вольтными электронами была обнаружена радиация в  $N_2$ . Более интенсивная радиация наблюдалась при 9 V. Ионизация наступает при  $\sim 18$  V.

21. Foote, Rognley and Mohler. Ionisation and Resonance Potentials for Electrons in Vapors of As, Rb and Cs. Phys. Rev. 1919, Jan., 59.

Прежним методом измерения полного и частичного токов авторы нашли для паров As иониз. потенциал 11,5 V. и резонансный пот. 4,7 V. Для Rb и Cs соответственно получаются  $V_L = 4,1$  V. и  $V_R = 1,6$  V. и  $V_L = 3,9$  V. и  $V_R = 1,43$  V.

22. Smyth. The Radiating Potentials of Nitrogen. Phys. Rev. 1919, Nov., 409.

Автор нашел очень сильную радиацию при  $8,29 \pm 0,04$  V., сомнительную при 7,3 V и радиацию, получающуюся лишь при низких давлениях, при  $6,29 \pm 0,06$  V. Линии соотв. этим voltaжам, автор пытается отождествить с известн. спектр. линиями.

23. Rentschler. Resonance and Ionisation Potentials for Electrons in the Monatomic Gases Argon, Neon and Helium. Phys. Rev. 1919, Dec. 503.

Пользуясь методом Тэта и Фута, а также методом Leonard'a, автор получил для Ar, как среднее из результатов обоих методов  $V_L = 17$  V. и  $V_R = 12,3$  V. Для Ne и He получаются без поправок на начальную скорость соответственно  $V_L = 19,5$  V. и  $V_L = 26$  V.

24. Franck & Knipping. Die Ionisierungsspannungen des Heliums. Phys. ZS. 1919, 481.

Методом, представляющим собою некоторое видоизменение метода Лена р д а, были найдены ионизирующие потенциалы He : один 25,4 V. и второй  $79,5 \pm 0,3$  V., соответствующий двойной ионизации. Далее, согласно с результатами прежних исследований, был получен резонансный потенциал 20,5 V., и, кроме того, в очень чистом He наблюдался второй резонансный потенциал, больший первого на 0,8 V.

25. Holst & Koopmans. The Ionisation of Argon. Proc. Amsterdam 1919, 21, 1089.

Методом Франка и Герца была обнаружена потеря скорости электронами при 12 V. Этот эффект авторы приписывают фотоэлектрическому действию 12-ти вольтового резонансного получения на электроды. Иониз. потенциал получается равным 17 V.

26. Compton. On Ionisation by Successive Impact and its Action in Low Voltage arcs. Phys. Rev. 1920, April, 130.

Вычисление вероятности одновременного столкновения нескольких электронов с молекулой приводит к невозможности объяснения низковольтных дуг такими столкновениями.

27. Compton. Radiation and Ionisation Produced in Helium by 20-volt Impact. Phys. Rev. 1920, 131.

Ионизация, имеющая место в гелии при высоких давлениях и 20 вольтах, прекращается с уменьшением давления. Это объясняется уменьшением вероятности встречи электрона с возбужденным атомом.

28. Found. Ionisation Potentials of Argon, Nitrogen, Carbon Monoxide, Helium, Hydrogen, Mercury and Jodine Vapors. Phys. Rev. 1920, 132.

Исследование кривых тока через некоторые газы и пары металлов привело автора к нахождению следующих приблизительных значений иониз. потенциалов: 15—16 V. (Ar),  $\infty$  16 V. ( $N_2$ ), 13,5 — 14 V. (CO), 20,5 V. (He—сомнит. чистоты),  $\infty$  15 V. ( $H_2$ ) и 10 — 11 V. (Hg).

29. Mohler & Foote. Electron Currents in Some non Metallic Vapors. Phys. Rev. 1920, 321.

Исследование критических потенциалов P,  $J_2$  и S приводит к следующему результату:

Вещество.	Первый неупругий удар.	Ионизация.
P	$5,80 \pm 0,1$	$13,3 \pm 0,5$
$J_2$	$2,34 \pm 0,2$	$10,1 \pm 0,5$
S	$4,78 \pm 0,2$	$12,2 \pm 0,5$

30. Compton, Lilly & Olmstead. The Minimum Arcing Voltage in Helium. Phys. Rev. 1920, Oct., 283.

Дуга в He зажигалась при 20 V. В случае большой плотности электронного разряда и достаточного давления удавалось получить дугу при 8 V.

31. Hebb. Arcing Voltage in Mercury Vapor as a Function of the Temperature of the Cathode. Phys. Rev. 1920, Nov. 376.

Исследование минимальной разности потенциалов, при которой загорается дуга в парах Hg, в функции тока, калящего катод В е н е л ь т а, привело автора к следующей зависимости между этой разностью потенциалов и температурой катода:  $V = 10,5 - kT$ , где k постоянная. Автор не находит еще удовлетворительного объяснения низковольтных дуг.

32. Smyth & Compton. The Effect of Fluorescence and Dissociation on the Ionising Potential of Jodine Vapor. Phys. Rev. 1920, 501.

Исследовалась ионизация паров  $J_2$ : 1) освещенных ртутной дугой и 2) в отсутствии освещения. В первом случае получены три критич. потенциала:  $6,42 \pm 0,11$  V., 7,67 V. и  $9,07 \pm 0,42$  V., во втором — два: 7,7 V. и 9,21 V. Отождествляя последние 2 потенциала 1-го случая с потенциалами 2-го, авторы приписывают 6,42 V. ионизации флуоресцирующих молекул, средний — ионизации атомов иода, получившихся вследствие диссоциации молекул близ раскаленной нити, и третий — ионизации нормальных молекул. Авторы находят для работы диссоциации иодной молекулы величину  $1,47 \pm 0,045$  V., тогда как из теплоты диссоциации 35.000 cal получается величина 1,52 V.

33. Horton & Davies. Critical Velocities for Electrons in Helium. Phil. Mag. 1920, May, 592.

Измеряя ток ионизации в функции ускоряющего электроны потенциала, авторы обнаружили, кроме ионизации при 25,6 V., еще два типа ионизации: при  $\infty 55$  V. соотв. ионизации иона He, и при  $\infty 80$  V., соотв. двойной ионизации.

34. Mohler, Foote & Stimson. Ionisation and Resonance Potentials, for Electrons in Vapours of Lead and Calcium. Phil. Mag. 1920, July, 73.

Методом Тэта и Фута авторы нашли для свинца  $V_R = 1,26$  V. и  $V_L = 7,93$  V. Согласно квант. условию  $V_p$  дает  $\lambda 980 \pm 80$   $\mu$ , что согласуется с спектроскопическими данными (Randall). Для кальция получены два резонансных потенциала 1,90 V. и 2,85 V. и ионизирующий — 6,01 V., — находящиеся в хорошем согласии с соотв. потенциалами, вычисляемыми теоретически.

35. Horton & Bailey. The Effect of a Trace of Impurity on the Measurement of the Ionisation Velocity for Electrons in Helium. Phil. Mag. 1920, Oct., 440.

В чистом He ионизация происходит при  $\infty 25$  V., в загрязненном же — при  $\infty 21$  V., что указывает на ионизацию загрязнений при последнем вольтаже. В то время как при  $\infty 25$  V. наблюдается полный спектр He, при вольтажах между 21 и 25 были видны лишь линии ртути.

36. Compton. Ionisation and Production of Radiation by Electron Impacts in Helium, Investigated by a New Method. Phil. Mag. 1920, Nov., 553.

Пользуясь новым методом, позволяющим отличить ионизацию от радиации, автор обнаружил ионизацию He при 25,5 V. и радиацию при 20,2 V., сопровождаемую слабой ионизацией. Эта ионизация, по мнению автора, обусловлена столкновениями электронов с атомами, возбужденными 20,2-вольтовой радиацией.

37. Horton & Davies. An Experimental Determination of the Critical Electron Velocities for the Production of Radiation an Ionisation on Collision with Argon Atoms. Proc. Roy. Soc. London 1920, March, 1.

Методом Дэвиса и Гаучера были найдены ионизирующий и резонансный потенциалы Ar, соответственно равные 15,1 V. и 11,5 V. Крайняя частота спектра Ar получается отсюда соответствующей  $\lambda 81,7$   $\mu$ , что согласуется с открытием Лаймана, нашедшего, что Ar-спектр обрывается около  $\lambda 80,0$   $\mu$ .

38. Franck & Knipping. Über die Anregungsspannungen des Heliums. ZS. f. Phys. 1920, I, 4, 320.

В чистом He авторы получили  $V_R = 21,25$  V. и  $V_L = 25,25$  V. В присутствии загрязнений наблюдался еще второй  $V_R = 20,45$  V. Два резонансных потенциала

соответствуют двум сериальным системам He. Столкновением с 20,45-вольтовым электроном получается исходная орбита инфракрасной и видимой серии, приписываемой Ланде компланарному He, с 21,25 вольтовым—исходная орбита серии парагелия. Столкновение с 20,45-вольтовым электроном не производит излучения, но переводит нормальный 3-хмерный атом гелия—согласно теории Франка и Рейхе—в метастойчивое компланарное состояние. Всякий случай, возвращающий такой атом в нормальное состояние, должен освободить 20,45 V. Появление  $V_R = 20,45$  V. лишь в присутствии загрязнений авторы объясняют тем, что компланарный атом вступает в кратковременные соединения с посторонними примесями, распадающиеся с освобождением энергии, соотв. 20,45 V. Кроме названных критических потенциалов, авторы нашли целый ряд потенциалов между 20,45 V. и 25,25 V.

39. Franck & Einsporn. Über die Anregungspotentiale des Quecksilberdampfes. ZS. f. Phys. 1920, II, 1, 18.

Измерение производилось двумя методами. Первый состоит в наблюдении зависимости фотоэлектрич. эффекта от скорости возбуждающих электронов. Каждая линия, возбужденная при столкновении электронов данной скорости с атомами Hg, давала скачок кривой фотоэл. тока. Второй метод заключается в измерении тока, обусловленного теми электронами, которые после столкновения с атомами еще удержали часть кинетической энергии, — в функции от ускоряющего потенциала. Таким образом авторам удалось наблюдать до 17 резонансных потенциалов между 4,68 V. и 10 V., и ионизацию при 10,38 V. Линии, вычисляемые из полученных потенциалов, довольно близки к линиям, известным из спектроскопии.

40. Compton & Olmstead. Note on the Radiating and Ionising Potentials of Hydrogen. Phys. Rev. 1921, 45.

Методом, представляющим собою видоизменение Ленардовского были обнаружены в водороде: ионизация и радиация при  $\approx 10,8$  V., радиация при  $\approx 13,4$  V. и сильная ионизация при 15,9 V. Авторы полагают, что около 10,8 V. может происходить радиация атома, или ионизация без диссоциации молекулы; около 13,4 V. — диссоциация молекулы плюс радиация одного из атомов, или ионизация атома; наконец, при 15,9 V. — диссоциация молекулы плюс ионизация одного из атомов.

41. Franck & Grotrian. Bemerkungen über angeregte Atome. ZS. f. Phys. 1921, IV, 1, 89.

Сопоставляя целый ряд известных фактов с своими опытами, заключавшимися в наблюдении зеленого свечения, появляющегося при освещении плотного ртутного пара резонансной линией 253,6 м $\mu$ , авторы приходят к заключению о возможности существования молекул Hg<sub>2</sub>.

42. Einsporn. Über die Anregungs- und Ionisierungsspannungen des Quecksilbers. ZS. f. Phys. 1921, V, 4, 208.

Измеряя ток между цилиндрическими электродами (нить 2 сетчатых цилиндра, сплошной цилиндр), автору удалось наблюдать, кроме  $a = 4,9$  V. и  $b = 6,7$  V., эффект  $2a + b$ ,  $a + 2b$ ,  $4a, 3b$ ,  $3a + b$ ,  $2a + 2b$  и  $5a$  вольт. Наконец, при  $42 \pm 2$  V. автор, помимо, наблюдал двойную ионизацию.

43. Knipping. Die Ionisierungsspannungen der Halogenwasserstoffe. ZS. f. Phys. 1921, VII, 4—5, 328.

Методом, аналогичным методу Ейнспорна (42) получены ионизирующие потенциалы HCN(15,5 V.), HCl(14,4 V.), HBr(13,8 V.) и HI(13,4 V.), с максимальной ошибкой в  $\pm 0,5$  V. Из хорошего согласия своих результатов с данными Борна и Фаянса автор заключает, что ионизация названных веществ состоит в расщеплении молекулы на положительный H-ион и отрицательный ион галоида.

44. Brandt. Über die Ionisierungs- und Anregungsspannungen des Stickstoffs. ZS. f. Phys. 1921, VIII, 1, 32.

Автором наблюдалась ионизация  $N_2$  при  $17,75 \pm 0,1 V.$ ,  $25,41 \pm 0,1 V.$  и  $30,72 \pm 0,2 V.$  Первый неупругий удар наблюдался при  $8,5 V.$

45. Krüger. Ionisations- und Dissociationsarbeit des Wasserstoffs. Ann. D. Phys. 1921, 64, 288.

Методом Дэвиса и Гаучера с водородом были получены следующие результаты: 1) ионизация и слабая ультрафиолетовая радиация при  $11,5 \pm 0,7 V.$ , 2) радиация при  $13,6 \pm 0,7 V.$ , 3) сильная ионизация при  $17,1 \pm 0,25 V.$  и 4) второй тип ионизации при  $30,4 \pm 0,5 V.$  Последний потенциал соответствует диссоциации молекулы и ионизации обоих атомов ( $2J + D$ );  $17,1 V.$  — диссоциации молекулы и ионизации одного атома ( $J + D$ );  $13,6 V.$  — диссоциации и радиации одного из атомов ( $R + D$ ); наконец,  $11,5 V.$ , по мнению автора, соответствует ионизации водородной молекулы без ее диссоциации.

46. Horton & Davies. The Production of Radiation and Ionisation by Electron Bombardment in Pure and Impure Helium. Phil. Mag. 1921. Nov., 746.

Измерения производились по методу Дэвиса и Гаучера. В чистом He были обнаружены два резон. потенциала  $20,4 V.$  и  $21,2 V.$  В загрязненном He при  $20,4 V.$  была обнаружена ионизация. Далее, подвергая He  $21,2$  вольтовой радиации, излучаемой атомами при бомбардировке их электронами в  $21,2 V.$  в особой трубке, приделанной для этого к главной, авторы получили ионизацию при  $20,4 V.$  Этот результат они интерпретируют как ионизацию  $21,2$ -вольтовой радиацией атомов, возбужденных  $20,4$ -вольтовыми электронами.

47. Horton & Davies. Critical Electron Velocities for the Production Luminosity in Atmospheric Neon. Phil. Mag. 1921, 921. Proc. Roy. Soc. 1921, Oct., 124.

Авторы нашли в Ne три ионизирующих потенциала:  $16,7 V.$ ,  $20,0 V.$  и  $22,8 V.$  и два резонансных:  $11,8 V.$  и  $17,8 V.$  При  $16,7 V.$  ионизация не сопровождалась видимым излучением, при  $20 V.$  появлялась главная серия и при  $22,8 V.$  — полный спектр Ne.

48. Foote, Meggers & Mohler. The Excitation of the Enhanced Spectrum of Magnesium in a Low Voltage Arc. Phil. Mag. 1921, Dec., 1002.

Основываясь на своем анализе полученных Mg, подвергнутого бомбардировке электронами различных скоростей, авторы утверждают, что нормальный атом Mg поглощает следующие кванты энергии:  $46,9 V.$ , излучаемой в виде L-излучения;  $22,8 V.$ , производящего двойную ионизацию и излучающегося в виде простого enhanced и в виде дугового спектра;  $7,61 V.$  — ионизирующего атом и дающего дуговой спектр;  $4,33 V.$ , дающего две, и  $2,70 V.$  — одну спектр. линию. Ионизированный атом Mg поглощает:  $14,97 V.$  производ. ионизацию и дающего простой enhanced спектр, и  $4,4 V.$  — однолинейчатый enhanced-спектр.

49. Goucher. The Measurement of the Resonance, Radiation and Ionisation Potentials of Several Gases and Vapors. Phys. Rev. 1922, March, 189.

Методом, представляющим собою видоизменение метода Комптона, получены следующие результаты:

Газ или пар.	$V_R$	Излучение.	$V_J$
H <sub>2</sub>	10,1 ± 0,1	10,1 — 13,6	13,6; 15,6
N <sub>2</sub>	8,4 ± 0,1	8,4 — 15,8	15,8
O <sub>2</sub>	8,0	Излуч. не набл.	14,0
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> <sup>0</sup>	6,6 ± 0,1	8,1 — 10,1	13,6
C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	6,0	Излуч. не набл.	9,6 ± 0,1
C <sub>7</sub> H <sub>8</sub>	6,2 ± 0,25	— „ —	8,5 ± 0,5
C <sub>8</sub> H <sub>10</sub>	6,5	— „ —	10,0
CHCl <sub>3</sub>	6,5	— „ —	11,5

50. Davies. The minimum Energies Associated with the Excitation of the Spectra of Helium. Proc. Roy. Soc. London 1922, March, 599.

При бомбардировке He электронами различных скоростей наблюдалось появление обеих главных серий гелия (ортогелия и парагелия) лишь при скоростях, соответствующих иониз. потенциалу, что противоречит тем заключениям, к которым приходят Франк и Книппинг на основании своей работы.

51. Horton & Davies. A. Spectroscopic Investigation of the Ionisation of Argon by Electron Collisions. Proc. Roy. Soc. London 1922, Nov., 131.

Наблюдая свечение Ar, бомбардируемого электронами, авторы получили следующие результаты:  $V_R = 11,5$  V.,  $V_J = 15,1$  V. — ранее найденные ими величины. При 15,5 V. они наблюдали появление красного спектра Ar. Далее при 34 V. наблюдалась двойная ионизация, сопровождавшаяся появлением синего спектра аргона.



## Из текущей литературы.

### О влиянии магнитного поля на поляризацию резонансного излучения.

R. W. Wood and A. Ellett. On the influence of magnetic fields on the polarisation of resonance radiation. Proceedings of the Royal Society A. 103, 396, 1923.

Явление поляризации флюоресценции паров было открыто Вудом еще в 1911 г. Поляризация была найдена у флюоресценции паров иода, натрия, калия, лития и проч.; она не обнаруживалась только в ультрафиолетовом резонансном излучении паров ртути. Однако в последние годы и в этом случае поляризация была найдена лордом Рэлеем. В конце 1922 г. и Вуд, меняя условия опыта, получил, наконец, сильно поляризованное резонансное излучение паров ртути. После опубликования сообщения об этом (Phil. Mag. December 1922), Вуд заметил, однако, что явление чрезвычайно капризно и то появляется, то исчезает, несмотря на одинаковые, по видимому, условия опыта. Дальнейшее исследование обнаружило, что причиной такой неустойчивости результатов является различная ориентировка магнитного вектора возбуждающего светового пучка по отношению к магнитному полю земли. В том случае, когда магнитный вектор света был параллелен земному полю, поляризация почти полностью исчезала; она достигала 90%, когда земное поле компенсировалось слабым полем соленоида. Оптическое исследование велось при помощи кварцевой призмы с двойным преломлением фотографическим путем. Зависимость эффекта от силы поля, в том случае, когда последнее было параллельно магнитному вектору поляризованного возбуждающего света, показана в следующей таблице:

Сила поля (в гауссах)	0	0,12	0,27	0,52	0,80	1,35
Степень поляризации	90%	80%	58%	40%	30%	10%

Из таблицы ясно, что весь эффект разыгрывается почти полностью в пределах одного гаусса и дальнейшее увеличение силы поля должно остаться практически без влияния.

Установив этот факт, авторы перешли к изучению влияния магнитного поля на поляризацию резонансного излучения паров натрия. В этом случае поляризация, даже при возбуждении поляризованным светом, очень мала, около 5%, земное поле, как показали опыты, заметного влияния не оказывает. Для уничтожения поляризации в случае параллельности магнитного поля магнитному вектору возбуждающего света (при наблюдении в направлении магнитного вектора), потребовалось поле силою около 100 гауссов.

Меняя, однако, направление магнитного поля, авторы обнаружили новое явление — резкое увеличение степени поляризации резонансного света.

В опытах с натрием источником света была разрядная трубка такого же типа, как трубка, служившая Вуду для возбуждения водородного спектра с большим числом линий серии Бальмера <sup>1)</sup>. Металлический натрий вводился из боковой трубки в пространство с давлением около 1 мм., промытое водородом. Часть трубки, приме-

<sup>1)</sup> Ср. Успехи Ф. Н.

нявшаяся в качестве возбуждающего источника, прогревалась Бунзеновской горелкой. Свет от небольшого участка разрядной трубки проходил через диафрагму, линзу, большой николь и вторую линзу, при помощи которой концентрировался в центре стеклянного шара, в котором находилось небольшое количество металлического натрия. Шар нагревался приблизительно до  $180^\circ$  током горячего воздуха. Поляризация изучалась при помощи кварцевого клина, двояко-преломляющей призмы и компенсатора Бабиня.

Особый интерес представляют результаты, полученные в том случае, когда магнитное поле было перпендикулярным к магнитному вектору возбуждающего поляризованного света. Пусть электрический вектор последнего будет вертикальным, и наблюдение ведется вдоль магнитного вектора, т.е. перпендикулярно к направлению распространения возбуждающего пучка. Результаты получаются разные в зависимости от того, какой угол образует внешнее магнитное поле с электрическим вектором возбуждающего света  $H$ . Если, например, угол  $90^\circ$ , то мы будем обозначать поле  $H_{90}$ , если угол равен нулю —  $H_0$  и т. д. В отсутствие поля, как мы говорили, степень поляризации  $p = 5\%$ , при  $H_{90}$  (100 гауссов)  $p = 30\%$ , при  $H_0$  получается также сильная поляризация, при  $H_{45}$   $p = 0$ .

Пусть теперь электрический вектор возбуждающего света будет горизонтальным, и по его направлению производится наблюдение. В отсутствие поля никакой поляризации не наблюдается. Если силовые линии внешнего магнитного поля перпендикулярны, в этом случае, к линии наблюдения (и электрическому вектору), то при любом положении внешнего поля по отношению к магнитному вектору возбуждающего поляризованного света наблюдается сильная поляризация (поле 100 гауссов) приблизительно неизменной величины, но при этом электрический вектор поляризованного резонансного света вращается вместе с полем, отставая по фазе на  $90^\circ$ . Таким образом при вертикальном положении внешнего поля электрический вектор поляризованного резонансного света горизонтален.

После того как указанное вращение было обнаружено для горизонтально расположенного электрического вектора возбуждающего света, авторы могли констатировать подобное же вращение и при вертикальном положении электрического вектора возбуждающего света.

В данном случае, однако, дело усложняется тем, что, как мы видели выше, степень поляризации изменяется при вращении внешнего магнитного поля, становясь нулем при  $H_{45}$  и приобретая максимальные значения при  $H_0$  и  $H_{90}$ .

Авторам не удавалось получить для натрия ни при каких условиях поляризации более 25—30%. В связи с этим возникло предположение, что в парах ртути соответствующие эффекты усиления и ослабления поляризации и вращения электрического вектора резонансного света могли маскироваться весьма сильной нормальной поляризацией ртути. Авторы снова вернулись к опытам со ртутью и при горизонтальном положении возбуждающего электрического вектора нашли появление поляризации и изменение интенсивности резонансного света, в том случае, когда магнитные силовые линии внешнего поля были перпендикулярными к линии наблюдения, т.е. к электрическому вектору возбуждающего света. Так же, как и вышеописанные опыты со ртутью, эти опыты производились с внешним полем силой в 1 гаусс, т.е. порядка величины земного поля. Было найдено, что и в этом случае электрический вектор резонансного света вращается вместе с внешним полем, также как и в опытах с натрием.

В связи с формальным объяснением изложенных замечательных явлений, предложенным Ч. Дарвином (Ch. Darwin), авторы произвели также наблюдение продольного эффекта, измеряя поляризацию резонансного света в направлении распространения возбуждающего пучка. Эти опыты чрезвычайно затруднительны, но все же удалось достичь успеха и в этом случае. О результатах опытов сообщается кратко в добавлении к статье. Крайне важным является следующий опыт. В том случае, когда внешнее поле было параллельным к магнитному вектору возбуждающего

света, а электрический вектор последнего вертикальным, то, как мы видели при поперечном наблюдении, всякие следы поляризации отсутствовали. При продольном наблюдении в том же случае была обнаружена сильная поляризация. Этим ограничиваются экспериментальные данные, сообщаемые в реферлируемой работе.

В статье сообщается кроме того следующее формальное толкование явления, предложенное Ч. Дарвином. Предполагается, что под действием внешнего магнитного поля излучающие круговые, плоские орбиты электронов соответствующих атомов устанавливаются перпендикулярно полю. Разберем с этой точки зрения первый опыт, когда направления наблюдения, магнитного вектора возбуждающего света и внешнего поля параллельны. Согласно гипотезе, круговые плоские орбиты установятся перпендикулярно полю и каждая из них под влиянием вертикального возбуждающего вектора будет посылать наблюдателю (поперечное наблюдение) волну, поляризованную по кругу. Правые и левые вращения при этом равновероятны; в результате наблюдатель в согласии с опытом никакой поляризации наблюдать не будет. Наоборот, при продольном наблюдении в том же случае наблюдатель будет видеть те же ориентированные орбиты „в профиль“ и будет получать от них (как от право- так и лево-вращающихся) линейно-поляризованный свет, снова в согласии с опытом.

Когда электрический возбуждающий вектор вертикален и внешнее магнитное поле поворачивается в вертикальной плоскости, перпендикулярной к горизонтальной линии наблюдения, совпадающей с направлением магнитного возбуждающего вектора, то на основании приведенной гипотезы, в согласии с опытом, получаются следующие результаты. При  $H_{90}$  орбиты перпендикулярны к внешнему полю и параллельны электрическому возбуждающему вектору, наблюдатель видит их вертикально „в профиль“ и получает, следовательно, вертикальные, линейные колебания, при  $H_0$  аналогично наблюдаются горизонтальные линейные колебания. При  $H_{45}$  орбиты видны наблюдателю „в профиль“ под углом  $45^\circ$  к горизонту, но вертикальный электрический вектор возбуждает в них горизонтальные и вертикальные колебания земной амплитуды, т.е. для наблюдателя свет кажется неполяризованным.

Если электрический возбуждающий вектор горизонтален и в его направлении производится наблюдение, внешнее же поле поворачивается в вертикальной плоскости, то, как нетрудно видеть, орбиты атомов, согласно гипотезы, будут все время параллельны электрическому вектору и перпендикулярны полю, наблюдатель будет видеть свет линейно-поляризованный все время в одинаковой степени, но электрический вектор резонансного света будет вращаться по мере вращения поля, в согласии с опытом.

В связи с теорией Дарвина, опыты Вуда и Эллета приходится сопоставить с опытами Штерна и Герляха <sup>4)</sup>, опубликованными в прошлом году. Дискретность ориентировки атомов в магнитном поле обнаруживается в новых опытах чрезвычайно отчетливо. Как известно, названная дискретность вытекает из постулатов теории Бора. Разумеется, многие стороны явления еще не объясняются изложенной теорией. В частности остается еще учесть количественную сторону и связи поляризации в магнитном поле с нормальной поляризацией флюоресценции.

*С. Бавилов.*

### Потенциал ионизации и возбуждения азота.

E. Brandt. Über die Ionisations- und Anregungs-Spannung des Stickstoffs Zsch. f. Ph. 39, VIII. 32, 1922.

Работа Брандта произведена обычным методом. Ускоряющие потенциалы доводились до 100 V. Поправки на контактную разность и проч. не вычислялись, а вводились, как это обычно делается, при помощи измерений образцового газа, каким

<sup>4)</sup> Ср. стр. 301.

служил He. В области между 7,5 и 8,2 V. измерено (с точностью до 0,01 V.) большое число загибов кривой тока, соответствующих линиям ультрафиолетового излучения N<sub>2</sub>. Эти линии образуют как раз область полосатого спектра азота. Таким образом изучение строения полос в крайнем у. ф. делается возможным при помощи метода ионизационных толчков. Правда, пока еще получаемые результаты недостаточны точны, чтобы дать ясную количественную картину строения полосы.

Получаемые автором цифры  $17,75 \pm 0,1$  V,  $25,41 \pm 0,1$  V;  $30,72 \pm 0,2$  V соответствуют по его указаниям потенциалу ионизации и двум более высоким ступеням ионизации. Эти цифры надо уменьшить на 0,7 V согласно поправке для He, даваемой Франком. К сожалению, приводимых Брандтом данных недостаточно для того, чтобы с уверенностью сказать, каким процессом соответствуют наблюдавшиеся им величины. Предполагая, что 17 V соответствует расщеплению молекулы и ионизации одного из атомов  $N_2 \rightarrow N + N + \Theta$ , а 30 V — ионизации обоих атомов ( $N_2 \rightarrow N + N + 2\Theta$ ), я оцениваю теплоту диссоциации азота в 4 V, т.е. лишь немного больше теплоты диссоциации H<sub>2</sub>. Что величина эта должна быть больше, чем для водорода, согласуется с наблюдениями Лангмюра о трудности тепловых диссоциаций азота. Однако столь важную для фотохимических расчетов величину теплоты молекулярной диссоциации хотелось бы знать с большей уверенностью.

Гр. Ландсберг.

### Ионизационный потенциал гелия.

J. Franck. Bemerkung über Anregungs- und Ionisierungsspannung des Heliums, Zschr. f. Ph, XI, 155, 1922.

Несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических работ, посвященных определению потенциала возбуждения и ионизации гелия, вопрос о расположении вычисляемых по этим данным линий в сериальные схемы, т.е. вопрос о возможных орбитах гелия, оставался до сих пор спорным. Предложенная Франком и Книппингом схема, даваемая таблицей I, встретила возражения со стороны Девиса, Гортона, Кэмбля и др.

ТАБЛИЦА I.)

Измерено	Сериальное обозначение	З а м е ч а н и я	Вычисленная длина волны
20,45 volts.	1S — 2S	Напряжение превращения одноквантового парагелия в двухквантовый метастабильный ортогелий.	Излучения нет.
21,25 „	1S — 2S	Переход, запрещенный принципом отбора, следовательно соответствующий в нормальных условиях весьма слабой линии.	585 A°
21,9 „	1S — 2P	Абсорбционная серия нормального гелия.	{ 569 A°
23,6 „	1S — 3P		
25,3 „	1S	Граница серии.	493 A°

<sup>1)</sup> Во всех сериальных обозначениях я пользовался обозначениями Sommerfeld'a который увеличивает дробные цифры, стоящие перед символами S, дополняя их до ближайшего целого числа (прибавка 0,5).

Во всех вышеупомянутых работах применялись методы электронных толчков. Появившаяся недавно работа Лимана (Nature, 26 Aug. 1922), сумевшего сфотографировать крайнюю ультрафиолетовую часть спектра гелия, кладет конец всем этим спорам. Лиман сумел обойти затруднение, связанное с поглощением фотографируемых линий в атмосфере самого газа тем, что разделил свой аппарат перегородкой с весьма узкой щелью и при помощи непрерывно действующего мощного насоса поддерживал разность давлений в обеих половинах аппаратах, так что одна часть его служила разрядной трубкой, а другая — вакуум-спектрографом. Лупан получил в крайнем ультрафиолете 5 линий и расположил их в схему согласно таблице II.

Как показывает сравнение с таблицей I, эта схема вполне может быть согласована со схемой Франка и Книппинга, если в данных этих наблюдателей ввести систематическую поправку — 0,7 volts. Поправка эта объясняется существованием двух модификаций гелия (ортогелий, которому в сериальных схемах соответствуют малые буквы s, p, d..., и парагелий, с обозначениями S, P...), разность двух квантовых орбит которых  $2S-2s$  равна 0,8 volts и вносила систематическую ошибку во все отмеченные F, и K. значения потенциала (точность измерений их 0,25 v.)

Т А Б Л И Ц А II.

Линии, наблюдавшиеся Лупан'ом	Сериальные обозначения	Вычисленное напряжение возбуждения	Напряжение возбуждения, измерен. Франком и Книппингом уменьшен. на 0,7 v.	З а м е ч а н и я
—	1S — 2S	19,77 volts	19,75	{ Напряжение превращения, которому не соответствует никакое излучение.
600,5 A°	1S — 2S	20,55 „	20,55 „	{ Запрещенная принципом отбора и поэтому весьма слабая линия.
584,4 A°	1S — 2P	21,12 „	21,2 „	{ Первый член абсорбционной серии, поэтому очень яркая линия.
537,1 A°	1S — 3P	22,97 „	22,3 „	—
522,3 A°	1S — 4P	23,62 „	—	—
515,7 A°	1S — 5P	23,92 „	—	—
(502, A°)	1S	24,5 „	24,6	Напряжение ионизации.
вычислен.				

Таким образом, следует считать окончательно установленным, что значение ионизационного потенциала для гелия = 24,6 volts, каковым значением и следует воспользоваться для исправления всех результатов, полученных по способу электронных толчков, где исследовались смеси испытуемого газа с He в качестве образцового.

Гр. Ландсберг.

### Суб-электроны Эренгафта.

(Вäg. Annalen d. Phys. B. 67, 1922 № 3, p. 157).

Если обыкновенно для элементарного количества электричества (заряд одного электрона)  $E$  получают величину  $2 - 6,3 \cdot 10^{-10}$  эд.-стат. ед., то Эренгафт на платиновых частицах получил  $E = 5,4 \cdot 10^{-12}$ , а Паранкевич даже  $2 \cdot 10^{-12}$ .

Определение относительной величины электрического заряда на субмикроскопических частицах позволяют до известной степени судить о квантности элементарного заряда электричества.

В самом деле, если подвешивать частицы с зарядами  $N \cdot 3$ , то

$$n \cdot E = mg$$

и если  $E$  есть элементарный заряд электричества, то  $n$  должны быть небольшими целыми числами. Этот результат дают исследования Иоффе, Мейер и Герлах.

У Эренгафта и его школы получаются значительные отклонения. Почему? Во-первых, при малых частицах может внести ошибку броуновское движение. Повтому для малых частиц надо брать малое увеличение. Дальнейшие ошибки вносятся применением формулы Стокса Кеннингтона о связи скорости падения частицы от силы:

$$F = \frac{6\pi H a v}{1 + A \frac{l}{a}}, \quad (1)$$

где  $a$  — радиус частицы,  $H$  — коэффициент внутреннего трения,  $v$  — скорость,  $l$  — средняя длина свободного пробега молекулы газа,  $A$  — коэффициент, зависящий от рода соударений газовых молекул с частицей. С одной стороны частицы могут быть не шарообразны (как это нужно по формуле); с другой — плотность частиц может быть не равна плотности исходного материала.

Из падения в электрическом поле и без поля можно найти плотность  $\epsilon$ , если принять формулу (1). Наблюдения показывают, однако, что при изменении давления газа  $A$  не является постоянным. Вäg, учитывая эти обстоятельства, производит измерения  $E$ , наблюдая в милликеновом конденсаторе и при малом увеличении частицы из парафина, селена и платины.

Полученный экспериментальный материал заставляет его прийти к заключению, что нет необходимости отказываться от постоянства элементар. электрич. заряда и от милликенового числа  $4,8 \cdot 10^{-10}$ , и что наблюдаемые отклонения, которые получены, и им, объясняются вышеуказанными причинами.

В частности относительно зарядов на Pt-частицах следует признать или что  $A$  — очень мал (до 0,07?), тогда как из опытных определений коэффициент  $A$  — порядка 1, или плотность  $\epsilon$  — мала (до 0,2, тогда как плотность платины 21,4). Вäg считает более вероятным второе предположение, что обусловливается губчатым строением частицы (такая губчатость получается при электрическом распылении).

При образовании частиц испарением или механически следует ожидать изменения плотности частиц от адсорбции (что и должно особенно сказаться при малых размерах частиц). Возможны также в некоторых случаях Olschicht (Silvey) или Oxyd-film (Derieux).

И эти опыты показывают, как это указывалось и раньше, что вопрос требует еще дальнейших исследований.

Б. В. Ильина.

### Структура железа.

A. Westgren und A. Lindh. Zeitschrift für. Phys. Chemie, 98, 781. 1921.

Еще в 1917 г. Хэлли показал, что обыкновенное железо имеет структуру центрированного куба с ребром  $= 2,86 \cdot 10^{-8}$  см. Позднее, в 1921 г. Вестгреном и Линдом были изучены методом Дебая различные модификации железа. При

малом содержании углерода известны три аллотропических формы железа до температуры 768° С.: имеется  $\alpha$ -железо, в промежутке от 768° до 800°,  $\beta$ -железо, и свыше 800° —  $\gamma$ -железо.

Были получены три рентгенограммы железа в  $K\alpha$  с длиной волны = 1932. А°: при комнатной температуре, при температуре 800° и 1000°. В качестве объекта для фотографирования было взято железо с малой примесью углерода (015%).

Первый снимок дал (при комнатной температуре) следующую таблицу синусов углов скольжения от соответствующих граней:

$\text{Sin } \frac{\theta}{2}$	$h_1 h_2 h_3$ — индексы грани.
0,488	113
0,686	200
0,835	211
0,959	220

$$\text{Sin}^2 \frac{\theta}{2} \text{ относятся как } 1:2:3:4$$

Подобное отношение характерно или для простого куба, или для централизованного. Первая решетка содержит один узел, тогда как вторая — 2 узла в единичном кубе.

Отсюда

$$d_{100}^3 = \frac{n \cdot M}{\sigma} = \frac{1 \cdot 55,8 \cdot 1,6 \cdot 10^{-24}}{7,86}$$

или

$$d_{100}^3 = \frac{2 \cdot 55,8 \cdot 1,6 \cdot 10^{-24}}{7,86}$$

где  $n$  — число узлов,  $M$  — молекулярный вес и  $\sigma$  — плотность. Первое дает  $2,29 \cdot 10^{-8}$  см., второе —  $2,87 \cdot 10^{-8}$  см. Второе значение совпадает с найденными Хёллем ( $2,87 \cdot 10^{-8}$  см.). Следовательно „ $\alpha$ -железо“ имеет структуру централизованного куба.

Вторая рентгенограмма была получена при температуре 800° С.

$\text{Sin } \frac{\theta}{2}$	$h_1 h_2 h_3$
0,464	110
0,663	200
0,815	211
0,942	220

Т.-е. здесь та же структура централизованного куба, но только ребро куба =  $2,92 \cdot 10^{-8}$  см. Принимая во внимание средний коэффициент расширения  $15 \cdot 10^{-6}$ , найдем, что ребро куба „ $\alpha$ -железа“ вследствие только одного температурного расширения при 800° должно иметь длину  $2,90 \cdot 10^{-8}$  ст. Отсюда очевидно, что  $\beta$ -железо и  $\alpha$ -железо идентичны.

При третьем снимке температура железа была 1.000° С.

$\text{Sin } \frac{\theta}{2}$	$h_1 h_2 h_3$
0,467	111
0,542	200
0,754	220
0,883	311
0,917	222

Среди отражающих граней имеются или только с четными или только с нечетными. Это признак, характерный для куба с центразованными гранями.

Подсчет ребра куба дал  $3,60 \cdot 10^{-8}$  ст. Итак,  $\gamma$ -железо имеет структуру, отличающую от  $\alpha$  и  $\beta$ , и ему нужно приписать структуру куба с центразованными гранями.

Далее Вестгрэн и Линд исследовали такие важные сорта железа, как аустенит и мартенсит.

Аустенит был получен закалкой в воде никкелевой или марганцевой стали, нагретых до  $1.000^{\circ}\text{C}$ .

Состав никкелевой стали:

$Ni=25,2\%$ ,  $C=0,24\%$ ,  $Mn=0,5\%$ ,  $Si=0,1\%$ ,  $P=0,047\%$  и  $S \pm 0,0,1\%$  Марганцевая сталь имела состав  $Mn=12,1\%$ ,  $C=1,34\%$ ,  $S=0,52\%$  и  $P=0,1\%$ .

Рентгенограммы дали в обоих случаях структуру железа с ребром куба (ник. сталь)  $3,58 \cdot 10^{-8}$  ст. и  $3,61 \cdot 10^{-8}$  ст. (марганц. сталь). Таким образом аустенит содержит в себе только  $\gamma$ -железо.

Мартенсит был получен охлаждением аустенита в жидком воздухе.

Марганцевая сталь дала, как и прежде, только  $\gamma$ -железо; рентгенограмма от никкелевой стали имеет более сложную картину, разбор которой показывает, что мартенсит содержит в себе как  $\alpha$ -железо, так и  $\gamma$ -железо. Кроме того при небольших углах скольжения имелись линии, которые нельзя было отнести ни к  $\alpha$ , ни к  $\gamma$ -модификации.

*Н. Селяков.*

### О соударениях „второго рода“.

J. Franck. Einige aus Theorie von Klein und Rosseland zu ziehende Folgerungen über Fluoreszenz, photochemische Prozesse und die Electronenemission glühender Körper. Zsch. f. Ph., IX, p. 259, 1922.

В одной работе, опубликованной год тому назад, Клейн и Росселанд показали, что при соударении электронов с атомами наряду со столкновениями, при которых кинетическая энергия электрона переходит в квантовую энергию возбужденного атома (столкновения 1-го рода), должны существовать и такие, при которых происходит обратный переход: энергия возбужденной молекулы не излучается, а переходит в кинетическую энергию тех электронов, с которыми она сталкивается. Эти идеи Франк распространяет и на случай столкновений атомов между собою, ибо в температурном свечении можно видеть прямое доказательство существования столкновений 1-го рода между атомами, а те термодинамические соображения, которые согласны, Клейн и Росселанд приводят к необходимости существования столкновений 2-го рода, если имеют место столкновения 1-го рода, сохраняют свою силу и для случая соударений атомов с атомами. [Прямое экспериментальное доказательство таких столкновений 2-го рода находится, между прочим, в диссертации Карно, сделанной под руководством Франка (см. ниже)].

Применение указанной идеи к различным физическим явлениям приводит автора к ряду выводов, хотя, надо заметить, он ограничивается лишь качественными представлениями, не развивая количественной теории. Так он удовлетворительно объясняет воздействие примесей на характер флюоресценции паров; при монохроматическом возбуждении чистого мода, например, (при низком давлении) излучаются лишь резонансные линии; добавление же газовых примесей влечет за собою столкновение 2-го рода возбужденных атомов мода с атомами примесей, вследствие чего часть энергии растрачивается и, следовательно, часть, могущая излучаться ( $h\nu$ ) становится меньше (переход в низшее „квантовое“ состояние), так что должны появиться линии меньшей частоты, что действительно и подтверждается опытом. Те же соображения позволяют обойти затруднения, возникающие при объяснении особенностей в резонансном излучении ртути и состоящие в том, что среди предполагаемых переходов электрона имеет место переход с орбиты  $2P$  на  $2p_2$ , не могущий, согласно принципу отбора, происходить при излучении. В новой теории этот переход появляется в результате столкновений второго рода, при чем избыток энергии не излучается, а переходит в кинетическую энергию сталкивающихся атомов. Применительно к фотохимическим явлениям представления Франка объясняют отступления от закона эквивалентности Эйнштейна, наблюдавшиеся Варбургом в тех случаях, когда  $h\nu < Q/N$ ,



где  $Q$  — тепловой эффект на грамм-молекулу, а  $N$  — число атомов в моле, а также подводит, экспериментальные основы под воззрения, высказанные еще Штарком относительно природы действия сенсбилизаторов в фотохимических реакциях.

Наконец, в явлении испускания электронов накаливаемыми телами столкновения 2-го рода также могут играть роль; при этом наблюдающееся максвеллево распределение скоростей испускаемых термоионов объясняется тем, что освобождение электронов из атомов вещества происходит вследствие тепловой диссоциации, а не предполагает свободных электронов, существование которых, особенно в окислах металлов, представляется, как известно, весьма сомнительным.

*Гр. Ландсберг.*

### О свечении атомов.

K. Försterling. Über das Leuchten der Atome. Zs. f. Ph., X, 6, p. 387, 1922.

Работа Ферстерлинга пытается найти экспериментальные основания для решения вопроса, обрывается ли мгновенно связь между излучающим электроном и излучением (Зоммерфельд) или между ними существует длительная связь дифференциального характера (Ми). Прежде всего несомненно, что излучение, исходящее из движущегося электрона, даже в случае допущения Зоммерфельда, не может считаться распространяющимся, как из неподвижного центра, из точки, в которой был электрон в момент обрыва связи. Ибо, вследствие длительности свечения (опыты В. Вина и старые опыты Луммера и Герке над интерференцией), наблюдатель, связанный с электроном, но обращенный к нему спиной, увидел бы свет, исходящий из этого центра и догнавший наблюдателя (ибо  $c > v$ ). Таким образом, возможность „видеть“ электрон, находящийся за спиной наблюдателя, служила бы доказательством движения наблюдателя и электрона, т.-е. в самой резкой форме противоречила бы принципу относительности.

Установив пространственную близость излучающего электрона и центра излучаемой волны, Ферстерлинг рассуждает следующим образом. Электромагнитное поле не может действовать на свободное излучение, но лишь на излучающий электрон. Поэтому влияние поля на излучение движущегося электрона может решить вопрос, существует ли излучение независимо от электрона, или связано с ним за все время излучения. В установке Штарка свечение канальных лучей начиналось, по крайней мере отчасти, до выхода в область, где господствовало высокое электрическое напряжение. Скорость канальных лучей ( $10^7$  cm/sec), длительность свечения ( $10^{-8}$  sec) и длина свободного пути в описываемой области (ок. 3 mm) таковы, что канальные лучи, за время свечения, не должны испытывать столкновений с другими атомами. Таким образом, если излучение, которое следует за атомом в область электрического напряжения, уже утратило связь с атомом, то оно не должно испытывать никакого воздействия со стороны электрического поля, а наряду с линиями, претерпевшими эффект Штарка, должны быть линии, не испытавшие расщепления. Однако наблюдения Штарка никогда не обнаруживали таких нерасщепленных линий. Следовательно, надо признать, что между излучением и электроном связь сохраняется за все время излучения.

*Гр. Ландсберг.*

### Об истинном поглощении света.

Günter Cario. Über Entstehung wahrer Lichtabsorbtion und scheinbare Koppelung von Quantensprüngen. Zs. f. Ph., 10, 3. p. 185, 1922.

Применительно к терминологии, предложенной Клейном и Росселандом, автор называет столкновениями 1-го рода столкновения (с быстрыми электронами и атомами), в результате которых внешний электрон атома удаляется на одну из высших квантовых орбит, т.-е. атом переходит в „возбужденное“ состояние. Столкновения 2-го рода суть такие, при которых возбужденный атом вновь переходит в нормальное

состояние, но содержащийся в нем избыток энергии не излучается, а распределяется между другими атомами, участвующими в столкновении.

Таковыми столкновениями 2-го рода К а р и о пытается объяснить, во-первых, ослабление резонансного свечения паров ртути вследствие добавления нейтральных газов (наблюдавшееся впервые В у д о м) и, во-вторых, открытое им явление сенсбилизации паров металлов.

Первая часть. В основание объяснения указанного явления положено допущение, что каждое столкновение возбужденного атома с невозбужденным есть столкновение 2-го рода, т.е. при каждом таком столкновении один из атомов, могущих стать центром излучения, теряет эту возможность. Вычисляя, какой диаметр должен иметь возбужденный атом, чтобы соответствующее ему число столкновений (согласно кинетической энергии газов) могло бы, при сделанном допущении, объяснить наблюдаемое при добавлении газов ослабление резонансного свечения, автор находит для диаметра возбужденного атома ртути значение от 3 до 5,5 раз большее диаметра, вычисляемого из опытов над внутренним трением. Непостоянство величины диаметра (кажущееся увеличение в случае примеси легких газов (*He*) доказывает, что сделанное допущение выполняется лишь приближенно (при легких примесях, очевидно, и в все столкновения отнимают энергию возбужденного атома), однако среднее значение, получаемое для диаметра возбужденного ртутного атома, согласное с основами модели Бора и подтверждаемое измерениями Ф ю х т б а у э р а и И о о с а (*Ph. Zs.*, 23, p. 73, 1922) над уширениями линий при прибавлении нейтральных газов, заставляет считать, что в общем столкновения возбужденных молекул с невозбужденными почти на 100% суть столкновения 2-го рода.

В опытах В у д а (*Ph. Zs.*, 13, p. 353, 1912) примесью служил воздух. К а р и о в своих опытах добавлял благородные газы (*Ar*, *Nr* — *He*), чтобы исключить возможность химических взаимодействий между ртутью и примесью. Кроме того в его измерениях возбуждение ртутного пара производилось не при помощи второй ртутной лампы (как у В у д а), а при помощи потока электронов подходящей скорости (метод Ф р а н к а). Таким приемом удалось сильно увеличить интенсивность свечения. Первые порции подмешиваемого газа даже несколько усиливали свечение, очевидно, создавая более благоприятные условия для столкновения электронов с атомами ртути (упругое отражение электронов от атомов *Ar* и *He* во все стороны).

Изменение интенсивности свечения определялось при помощи последовательных фотографирований спектра; фотометрирование снимков производилось микрофотометром Г а р т м а н а.

Вторая часть. В качестве примеси к парам ртути выбирается вещество, удовлетворяющее следующим требованиям: его потенциал возбуждения меньше, чем потенциал возбуждения ртути (соотв. линии 2536,7А<sup>0</sup>), но близок к нему; его ионизационный потенциал больше, чем потенциал возбуждения ртути; линия 2536,7А<sup>0</sup> лежит вне области абсорбции примеси. В таком случае можно надеяться, что энергия возбуждения ртутного атома, переходя при столкновениях к атомам добавленного вещества будет способна возбудить (но не ионизировать) их и вызовет свечение примеси. Подходящим веществом является пар таллия (*Tl*). Действительно, нагревая в одном конце запаянного кварцевого сосуда *Hg* (до 100°), а в другом *Tl* (до 800°), К а р и о удалось получить смесь паров *Hg* и *Tl*, обнаруживавшую ожидаемое явление: освещая смесь линией 2536,7А<sup>0</sup> и фотографируя резонансное свечение, он, при часовой экспозиции, получил одновременно с линиями ртути следующие линии таллия:

$\lambda = 5351 \text{ \AA}^0$		1,5s — 2p <sub>1</sub>
3776		1,5s — 2p <sub>2</sub>
3530	соответствующие сериальной схеме	3 d <sub>2</sub> — 2p <sub>1</sub>
3519		3 d <sub>1</sub> — 2p <sub>1</sub>
3230		2,5s — 2p <sub>1</sub>
2918		4 d <sub>1</sub> — 2p <sub>1</sub>

Контрольные опыты: устранение или ослабление линии 2536,7 — соответственно устраняет или ослабляет указанные линии; чистый пар *Tl*, несмотря на интенсивное освещение, не дает никаких следов упомянутых линий.

Появляющиеся линии стоят в хорошем согласии с сериальной схемой и принципом отбора (азимутальные и внутренние квантовые числа). Появление линии  $4d_1 - 2p_1$  при невозможности непосредственного перехода с основной орбиты  $2p_2$  на орбиту  $4d_1$  (ибо для этого потребовалась бы энергия большая, чем имеется в возбужденном атоме ртути) заставляет предполагать, что при столкновении электрон перебрасывается с орбиты  $2p_2$  на  $2p_1$ , где и застревает, ибо обратный переход на  $2p_2$  невозможен по принципу отбора. Следующее столкновение выбрасывает его на орбиту  $4d_1$  и, таким образом, появляется указанная линия. Поэтому орбиту  $2p_1$  надо рассматривать как метастабильную основную орбиту, существование которой подтверждается, между прочим, наблюдаемой при температуре  $500^\circ$  абсорбционной линией  $5351A^\circ$  ( $2p_1 - 1,5s$ ).

Дополнением к опытам с *Tl* служат опыты с *Ag*. В смеси *Hg*, *Tl*, *Ag* появляются линии *Ag*.

$$\begin{array}{ll} \lambda = 3281A^\circ & \dots\dots\dots 2p_1 - 1,5s \\ & 3383A^\circ & 2p_2 - 1,5s \end{array}$$

В отсутствие *Tl* линии *Ag* сильно ослабевают. Точно так же относительная интенсивность линии *Tl* значительно изменяется в присутствии *Ag*. Объясняется это явление допущением, что наиболее благоприятны условия перехода энергии, когда энергия возбуждающего атома не сильно отличается от энергии возбуждаемого. (Отсюда, для *Tl* вероятнее перескоки на  $2,5s$ ,  $3d_1$ ,  $3d_2$ , чем на  $1,5s$ .) Возбуждение *Ag* лучше происходит не непосредственно от *Hg*, а через посредство *Tl*. Обратное, некоторые линии *Tl* ( $3776A^\circ$  серия  $1,5s - 2p_2$ ) интенсивнее в присутствии *Ag*, ибо энергия возбужденного *Ag* ближе к необходимой для ее возбуждения энергии, чем энергия *Hg*.

Реферлируемая работа, послужившая диссертацией Каро, сделанной у Фраяка в Гёттингене, представляет весьма большой интерес, ибо она с экспериментальной стороны подходит к вопросу о возможности распределения энергии, поглощенной в количестве кванта определенной частоты между различными атомами путем столкновения. Отсутствие несомненных фактов этого рода значительно затрудняло, между прочим, рациональное объяснение отступления от фотохимического закона эквивалентности Эйнштейна.

Гр. Ландсберг.

### Об одном замечательном случае квантования.

P. Ehrenfest und G. Breit. Ein bemerkenswerter Fall von Quantisierung. Zeitschr. für Physik. 1922. B. g. Heft. 4.

За последние годы теория квант неудержимо движется вперед; в значительной мере этому причиной служит „Принцип аналогии“ Бора. Мистический в основе, он во всех примерах, где так или иначе имелась возможность его применить, приводил к правильным результатам. В парадоксальном примере с точки зрения методики квантования, на который указывают Эренфест и Брейт, принцип аналогии дает исчерпывающий ответ.

Представим себе плоскую систему прямоугольных осей координат (*xy*), с началом которой совпадает центр твердого диполя. Пусть этот диполь вращается вокруг своего центра в плоскости координат. Простое квантование этого кругового движения приводит к следующей формуле для момента количества движения:

$$p = n \cdot \frac{h}{2\pi} \dots\dots\dots (1)$$

где *n* — целое число; *h* — планковская постоянная; мы видим, что момент количества движения меняется ступеньками; величина ступеньки  $= \frac{h}{2\pi}$ .

Пусть теперь на диполь действует какая-либо возмущающая сила, скажем, в виде периодических толчков, — спрашивается: каково будет движение диполя? Легко понять, что он сначала опишет угол в положительном (или отрицательном) направлении, равный  $\varphi \cdot 2\pi$ , где  $f$ , вообще говоря, иррациональное число; затем на него действует толчок и он пойдет в обратном направлении и опишет угол  $= -\varphi \cdot 2\pi$ . Так будет продолжаться до тех пор, пока будут действовать периодические толчки. Если проквантовать это движение, то получится следующий результат:

$$\int_{-f \cdot 2\pi}^{+f \cdot 2\pi} p d\varphi = nh; \quad p = \frac{nh}{8\pi \cdot f} \dots \dots \dots (2)$$

В этом случае момент количества движения тоже меняется ступеньками; величина ступеньки  $= \frac{h}{8\pi f}$ ; она, очевидно, зависит от периода, с которым идут толчки один за другим. Положим, теперь, что этот период бесконечно велик, тогда, очевидно, наше движение превращается просто в круговое. Если вычислить величину ступеньки для момента количества движения в этом случае, по формуле (2), то мы получим нуль, т.е. впадаем в противоречие с формулой (1); итак, более общий результат не дает частного. Как решить этот парадокс? Очевидно, методику квантования нельзя применять к обособленным движениям. Там квантование мыслимо, где обособленное движение можно представлять как результат статистики. Если наше движение не индивидуально, то мы в праве применить принцип аналогии. Поступают так. Движение диполя вполне может быть охарактеризовано математическим выражением проекции электрического момента на какую-либо из осей координат; разлагаем это выражение в ряд Фурье; тогда амплитуда члена с обертоном  $s = n_1 - n_2$  и дает нам вероятность перехода от квантового состояния  $n_1$  к квантовому состоянию  $n_2$ . Оказывается, при весьма большом  $f$ , амплитуда всех обертонов будет весьма мала, кроме тех, для которых имеет место соотношение:

$$S = 4f, \text{ или } n_2 - n_1 \approx 4f.$$

Следовательно, в случае  $f$  — бесконечно большого наиболее вероятны такие переходы, для которых

$$p_2 - p_1 = (n_2 - n_1) \frac{h}{8\pi f} = \frac{(n_2 - n_1)h}{2\pi \cdot n_2 - n_1} \approx \frac{h}{2\pi}.$$

Таким образом, принцип аналогии дает результат, совпадающий с квантовым условием простого кругового движения. Парадокс разрешен.

*А. Предводителев.*

### Синтез аммиака толчками медленных электронов.

E. Buch Andersen. Über die Synthese von Ammoniak durch Stoss langsamer Elektronen. Zeitschr. f. Physik. B. 10. H. 1. 1922.

В копенгагенской химической лаборатории начат ряд исследований, связанных с излучением механизма реакций, вызываемых толчками медленных электронов. Реферлируемая работа касалась реакции воссоединения азота и водорода в аммиак в поле, где имелся поток электронов определенной скорости. Опыт осуществлялся так: в стеклянный шар вместимостью около 800 см<sup>3</sup> вставлялись две прямоугольные пластинки (12 × 60 мм.), которые служили анодом; между ними находилась вольфрамовая нить длиной в 25 мм. и диаметром в 0,048 мм. Испытуемая смесь газов бралась из газометра и предварительно тщательно очищалась пропускаясь через  $KMnO_4$ , раскаленный палладиевый азбестин, крепкую серную кислоту и фосфорный ангидрид. После наполнения стеклянного сосуда желаемой смесью, вольфрамовая нить накаливалась и затем, когда давление в сосуде устанавливалось (оно мерилось Маклеодом),

налагался ускоряющий потенциал и время от времени производился отсчет давления; изменение давления и служило мерой скорости химического процесса. Для контроля Бух Андерсен пристраивал к шару два отростка, куда помещалось около 0,5 ст. серной кислоты в 98 проц, которая улавливала  $NH_3$ , получаемый из смеси водорода и азота. Результаты опытов сводились к следующему:

1. Давление в сосуде довольно быстро падало, с течением времени доходя до некоторого постоянного предела.

2. Образование  $NH_3$  начинается с некоторого критического напряжения, приблизительно равного 17,5 volt.

3. Можно думать, что критическое напряжение имеет самую тесную связь с ионизирующим потенциалом одного из газов, но какого именно—на основании этих опытов сказать трудно (вероятно, азота).

4. Если критическое напряжение достигнуто, то скорость реакции есть непрерывная функция напряжения, имеющая ряд последовательных относительных максимумов и минимумов. Присутствие этих экстремальных точек указывает, что скорость процесса, вероятно, имеет избирательный характер по отношению к скоростям электронов.

Несмотря на отсутствие строго количественных соотношений, работа Бух Андерсена очень интересна, с точки зрения формирующегося квантового воззрения на химические процессы, и вместе с работами, начатыми в копенгагенской лаборатории, может явиться ценным материалом в выяснении природы химических и молекулярных сил.

*А. Предводителев.*

### Источник непрерывного ультрафиолетового спектра.

W. H. Fulweiler and J. Barnes. A Source of Light giving a continuous spectrum in the ultra-violet. Journ. of Francl. Inst., V. 194, № 1, p. 63, 1922.

Авторы применяют для получения непрерывного ультра-фиолетового спектра искру под водой между вольфрамовыми электродами. Предварительно были испытаны электроды из алюминия, латуни, железа, никеля, угля и молибдена, но вольфрамовые электроды дали гораздо более короткие лучи в ультрафиолетовой области, требуют наиболее простых приспособлений, и получаемый спектр является совершенно однородным без ярких полос и линий.  $W_o$ -электроды имели диам. 3,5 mm; длина искрового промежутка около  $1/2$  mm. Искра проскакивала в воде, протекающей внутри стеклянного баллона ёмкостью около 500 см<sup>3</sup>. Излучение выходило через кварцевую пластинку, вставленную в конце латунной трубки, входящей внутрь баллона, и отстоящую от искры на 1 см.

Питание искры производилось от 1,6 kw. рентгеновского трансформатора со ртутным прерывателем (110 V. и 15 амр.); вторичная обмотка шунтировалась двумя лейденскими банками в 0.001 mf, соединенными последовательно. Последовательно с искрой между  $W_o$ -электродами вводился искровой промежуток между  $Zn$ -электродами, продувавшийся воздухом.  $W_o$ -электроды распылялись по сравнению с  $Al$  очень медленно и редко требовали регулировки.

Непрерывный спектр, получаемый между  $W_o$ -электродами, простирается до 205  $\mu$ .

*С. Ржевский.*

### Оптические константы некоторых жидкостей для коротких электрических волн.

J. D. Teag. The optical constants of certain liquids for short elektrik Waves (Abstract). Journ. of Franclin Inst. Vol. 194, № 5, p. 685, Nov. 1922.

На протяжении неисследованной области спектра от длинных инфракрасных до коротких электрических волн рефракция и абсорбция многих веществ подвергается большим изменениям.

Так, например, для воды при  $\lambda = 0,3 \text{ mm}$  показатель преломления примерно таков же, как и в видимом спектре, а при  $\lambda = 30 \text{ mm}$  он равен 8,5, что очень близко к квадратному корню диэлектрической постоянной, каков он должен быть для бесконечно длинных электрических волн. В настоящее время эта область исследуется (см. предшеств. реферат) более совершенным методом, чем это было доступно раньше при волнах 27, 18, 11, 8 и 4 mm для следующих жидкостей: воды, глицерина, метилового и этилового алкоголя.

Показатель преломления вычисляется по формуле Коши-Квинке из коэффициентов отражения и абсорбции. Кроме того приближенное значение показателя преломления получается непосредственно, из отражения волн от двух поверхностей жидкого слоя, налитого на поверхность ртути; если толщина слоя изменяется, то отраженная энергия проходит через ряд максимумов и минимумов, которые позволяют измерить длину волны в жидкости. Результаты, полученные двумя методами, хорошо согласуются.

*С. Ржевкин.*

### Минимальная энергия звука при высокой частоте, воспринимаемая ухом.

C. E. J a n e. Minimum Sound Energy for Audition for Tones of high frequency. Phys. Rev., May 1922.

Для частот от 2.000 до 14.000  $\frac{\text{пер}}{\text{сек}}$  было найдено, что для порога ощущения слуха необходима энергия  $7,10^{-8} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$  (поток энергии в 1 sec через 1  $\text{cm}^2$ ).

Эта величина практически одинакова для всего указанного интервала частот, хотя небольшие различия существуют не только между отдельными людьми, но и между двумя ушами одного и того же лица.

Выше 14.000  $\frac{\text{пер}}{\text{сек}}$  все большие количества энергии необходимы для того, чтобы дать ощущение звука и при частотах от 18.000 до 20.000  $\frac{\text{пер}}{\text{сек}}$  энергия в 1.400.000 раз большая, чем при низких частотах, дает лишь порог ощущения. Этот верхний предел выше для детей и ниже для стариков.

28/XII 1922.

*С. Ржевкин.*

### Короткие электрические волны.

E. F. N i c h a l s and J. D. T e a r. Short Electric Waves. Journ. of Franc. Inst., V. 194, № 5, p. 683, Nov. 1922 (Abstract).

Авторам настоящей работы удалось, повидимому, поскольку позволяет судить цитированное предварительное сообщение, сделать большой шаг вперед в вопросе получения коротких электрических волн.

Вибратор представляет из себя видоизмененную форму диполя Теар'а с некоторыми добавлениями, позволяющими получить более короткие волны. Искровой разряд происходит между основаниями двух вольфрамовых цилиндров, погруженных в керосин. Цилиндры были припаяны к концам тонких стеклянных трубочек из тугоплавкого стекла и устанавливались посредством микрометра, позволявшего регулировать искровой промежуток между ними; наименьшие употреблявшиеся цилиндры имели диаметр 0,2 mm и высоту 0,2 mm. Провода высокого напряжения подводились внутри стеклянных трубок на расстояние нескольких миллиметров к вольфрамовым цилиндрикам; искра проскакивала к цилиндрикам через воздушный промежуток, который все время продувался сжатым воздухом в целях деионизации и охлаждения места спая стекла с вольфрамом. При расстоянии цилиндриков около 0,01 mm каждый разряд порождает

электрические колебания в диполе, сильно затухающие, длина волны которых, как показали опыты, в 3—5 раз превышает длину диполя (фактор 5 относится к малым диполям).

Вибратор помещался на оптической скамье в главном фокусе парафиновой линзы, затем волны проходили пучком параллельных лучей через интерференционный аппарат или другую оптическую систему и второй линзой собирались на приемный аппарат.

В качестве приемного аппарата применялся радиометр Никольса, который позволял получить гораздо большую чувствительность, чем прежние методы (термоэлемент с гальванометром, термогальванометр); общий вес подвижной системы радиометра составлял около 0,5 mgr. Приемные элементы состояли или из платиновой проволоки диам. в 1  $\mu$  соответственной длины, чтобы получить резонанс с принимаемым излучением, или из металлической пленки, нанесенной на листочках слюды или кварцевой нити, посредством испарения в пустоте; эти приемные элементы помещались вместо обычных зачерненных крылышек радиометра. Тонкие щитки из слюды, помещаемые на расстоянии около 0,1 mm перед или сзади приемного элемента, делали радиометрический эффект обоих крылышек односторонним.

Длина волны измерялась бальтмановским зеркальным интерферометром, а также отражательным эшелонном, состоящим из точно калиброванных латунных пластинок. Эшелон применялся также для приблизительного анализа радиации диполя и для выделения более однородного излучения желаемой длины волны.

Описанным методом были изолированы электрические волны от нескольких сантиметров до 1,8 mm длины. При благоприятных условиях длина волны 0,8 mm была также доступна наблюдению.

Таким образом, электрический спектр может быть изучен, повидимому, более совершенно, чем это удавалось до сих пор<sup>1)</sup> еще на две-три октавы в сторону коротких волн.

*С. Ржевский.*

---

<sup>1)</sup> См., напр., реф. о работе Мебиуса, Успехи Физич. Наук. Том III, в. 1, стр. 121.

## Библиография.

Max Born. Die Relativitätstheorie Einsteins und ihre physikalischen Grundlagen, VIII + 242, Berlin Springer, 1920.

Макс Борн. Теория относительности Эйнштейна и ее физические основы, 222. Перевод под редакцией А. П. Кудрявцева, Петроград 1922, изд. «Наука и Школа».

Книжка М. Борна пользуется заслуженной известностью как одно из наиболее удачных общедоступных изложений шумевшей теории. Она выдержала несколько изданий на немецком языке и переведена едва ли не на все европейские языки. Этот успех объясняется в немалой степени тем, что автор, отчетливо сознавая невозможность усвоения самых основных идей теории относительности без предварительного знакомства с целым рядом вопросов из различных областей современной физики, посвятил первые главы своей книжки довольно обстоятельному изложению необходимых сведений. Это значительно увеличило размер книжки, но зато не только сделало ее весьма удобной для мало подготовленного читателя, но и выставило чрезвычайно выпукло глубокую связь идей Эйнштейна с важнейшими вопросами современной физики.

Понятно поэтому, что появление этой книжки на русском языке можно было бы только радостно приветствовать.

Однако ближайшее знакомство с переводом, которым подарило нас петроградское издательство «Наука и Школа», наводит на грустные размышления.

Если такая терминология, как «результанта, действующая на частицу» (стр. 74) или «эксцентричность эллипса» (стр. 40 и 45) свидетельствуют о некоторой «эксцентричности» переводчика, то выражения, подобные: « $\pi = 3,14\dots$  есть известная пропорция окружности круга к диаметру» (стр. 27) или «в кристалле... одна волна является шаровидной, другая — сферической» (стр. 62), или «дифференциалы частных» (Differentialquotienten, стр. 75), — указывают на более серьезные недостатки переводного аппарата.

Зато, очевидно, немецким языком переводчик владеет в совершенстве. Так, ему твердо известно, что «Feder» означает «перо», и поэтому он заставляет совершать гармонические колебания шарик,



укрепленный «на широком стальном пере» (Stahlfeder, стр. 26). Отчетливое знание правил немецкого языка (напр., существительные пишутся с большой буквы) повело даже к созданию такого chef d'oeuvre'a (стр. 86): «Мы имеем два существенно отличающихся один от другого метода измерения скорости света: метод астрономический и метод земной; первый, старый способ римлян, пользуется затмением спутников Юпитера»... Астронома Olaf Römer'a переводчик сделал римлянином!

Со стороны внешности книга отличается изобилием опечаток: напр., набранное жирным шрифтом заглавие главы V гласит: «Основные вагоны электродинамики». Особенно должны затруднять читателя опечатки в числовых данных и формулах, которыми поражена чуть ли не половина их. Крайне неприятным следует признать перенесение чертежей на отдельный лист, к тому же составленный и вклеенный настолько неудачно, что пользование им при чтении весьма затруднительно.

*Гр. Ландсберг.*

А. А. Фридман. Опыт гидромеханики сжимаемой жидкости. 266 стр. in 4<sup>o</sup>. Петрогосиздат (литогр.).

Работа А. А. Фридмана представляет собою первую в России попытку продолжить и развить гидродинамические идеи отца и сына Бьеркнесов. Как известно, метеорология переживает сейчас кризис роста и из нагромождения наблюдений и средних из наблюдений превращается в физико-механическую науку, построенную на основе математического анализа. Однако для этого превращения имеющийся математический аппарат далеко не достаточен: приходится исследовать завихренную среду, принимая во внимание ее неоднородность, сжимаемость и температуру, а теория вихрей построена как раз на игнорировании тех или иных из указанных факторов. Чрезвычайно сложная форма уравнений, связывающих между собою различные явления, происходящие в пространстве, требует пользования векториальным анализом. Все эти обстоятельства заставляют с особым интересом отнестись к работе А. А. Фридмана, где изложены как работы Бьеркнеса, так и собственные результаты автора. А. А. Фридман, являясь учеником Бьеркнеса и академика Б. Б. Голицына, хорошо знаком и с теорией и с практикой метеорологии; вместе с тем он вполне владеет математическим анализом. Поэтому ему удалось хорошо изложить основы метода и разобрать ряд практически важных частных случаев. Работы в этом направлении тем более интересны, что не исключена возможность их применения к актуальнейшим проблемам физики — к вопросу о сущности материи и о происхождении тяготения, электричества и магнетизма. Как известно, Бьеркнес-отец и лорд Кельвин дали гидродинамические модели атома, и воз-

можен возврат к гидродинамическим моделям, когда релятивизм себя исчерпает и натолкнется на противоречия.

Книга А. А. Фридмана, к сожалению, издана литографским путем и в очень незначительном числе экземпляров, так что, вероятно, скоро станет библиографической редкостью.

*В. А. Костицын.*

K. W. Wood. Physical Optics. The Macmillan Company, New-York. 1921, pp. XVIII + 706.

Новое издание превосходного учебника по физической оптике является, к сожалению, стереотипом издания 1911 г. Подзаголовок на титульном листе гласит: «new and revised edition», но эта надпись также механически перепечатана с издания 1911 г.

Если в предисловии ко второму изданию автор указывает, что быстрое развитие физической оптики с 1905 г. по 1911 г. сделало необходимым большие добавления почти в каждой главе книги, то тем более следовало бы этого ожидать в издании 1921 г. Старое издание во многих своих частях далеко не столь канонично, чтобы его можно было выпустить без изменений. Довольно курьезно, например, читать в книге, изданной в 1921 г., главу «Электрооптика», где ни слова не говорится об основном явлении в этой области — эффекте Штарка

Новое издание не является даже просмотренным, так, напр., на стр. 300 попрежнему сообщается заведомо неверно прием работы с поляриметром Корню. Французский перевод учебника Вуда (1912 г.) значительно полнее и совершеннее нового американского издания.

*С. Вавилов.*

Проф. А. К. Тимирязев. Кинетическая теория материи. Государственное Издательство М.—П. 1923, стр. 319.

Курс проф. А. К. Тимирязева можно рекомендовать всем, кто желает войти в круг вопросов кинетической теории материи. Собственно говоря, содержание книги несколько шире ее заглавия. Автор рассматривает такие вопросы, как электронная теория, теория квантов, что, разумеется, уже выходит за пределы «кинетической теории газов», а следовательно, и за пределы «кинетической теории материи». С нашей точки зрения и невозможно в настоящее время излагать теорию материи в рамках только «кинетической теории газов», — такое изложение было бы внешне навязанным прокрустовым ложем для современного состояния знаний в этой области.

Автором излагаются работы Милликена над определением заряда электрона, исследования Ричардсона над максвелловским распределением в потоке электронов, теория магнетизма Ланжевена,

приложение теории квантов к учению о теплоемкостях, работы Рёзерфорда, Гейгера и Марсдена, работы Лангмюра и др. К сожалению, автор не все относящиеся сюда вопросы затронул и осветил соответственно их значению в современной теории материи. Особенно страдает вопрос о природе молекулярных сил, вопрос, в настоящее время занимающий центральное место в теории материи. Если говорить об именах, то отсутствует, например, изложение работ Дебая о диполях, Эйкана, Борна, Косселя, Бора (теория валентности) и других. Излагаемые вопросы рассматриваются с приведением всех математических выкладок, что облегчит работу читателю, желающему разобраться во всех деталях вывода.

В заключение следует пожелать, чтобы книги, подобные «Кинетической теории материи», издавались лучше с внешней стороны — на лучшей бумаге и менее сбитым шрифтом.

*Б. Ильин.*

## СО Д Е Р Ж А Н И Е.

	<i>Стр.</i>
И. А. Соколов. Памяти Д. А. Гольдгаммера . . . . .	331
Р. Граммель. Механические доказательства движения земли . . . . .	335
Дж. Джели. Возраст земли . . . . .	379
В. Я. Альтберг. О донном льде . . . . .	392
Вас. Шулейкин. О происхождении окраски морей и озер . . . . .	404
Нильс Бор. О строении атомов . . . . .	417
Н. Н. Семенов. Потенциалы ионизации и потенциалы свечения газов и паров . . . . .	449

### Из текущей литературы.

С. И. Вавилов. О влиянии магнитного поля на поляризацию резонансного излучения . . . . .	479
Г. Ландсберг. Потенциал ионизации и возбуждения азота . . . . .	481
Его же. Ионизационный потенциал гелия . . . . .	482
Б. Ильин. Суб-электроны Эренгафта . . . . .	484
Н. Селяков. Структура железа . . . . .	—
Г. Ландсберг. О соударениях „второго рода“ . . . . .	486
Его же. О свечении атомов . . . . .	487
Его же. Об истинном поглощении света . . . . .	—
А. Предводителев. Об одном замечательном случае квантования . . . . .	489
Его же. Синтез аммиака толчками медленных электронов . . . . .	490
С. Ржевкин. Источник непрерывного ультрафиолетового света . . . . .	491
Его же. Оптич. константы некоторых жидкостей для коротких электрич. волн . . . . .	—
Его же. Минимальная энергия звука . . . . .	492
Его же. Короткие электрич. волны . . . . .	—
Библиография . . . . .	494

НА  
1924  
ГОД.

ОТКРЫТА ПОДПИСКА  
НА ЖУРНАЛ

НА  
1924  
ГОД.

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК.

Редактор П. П. ЛАЗАРЕВ.  
Зам. ред. Э. В. ШПОЛЬСКИЙ.

Журнал посвящен новейшим успехам физики, космической физики, биологической физики и физической химии. Выходит 6 раз в год выпусками по 4 печатн. листа.

Подписная цена 8 рублей в год.

**ДОПУСКАЕТСЯ РАССРОЧКА ПЛАТЕЖА.**

Подписку адресовать в Отдел Подписных Изданий Госиздата:  
Москва, Воздвиженка, 10.

## СОДЕРЖАНИЕ III тома (1923 г.):

**Вып. 1.** А. Хааз. Физика как геометрическая необходимость. Г. В. Вульф. Физика и кристаллография. Н. Бор. О сериальных спектрах элементов. В. Р. Бурсиан. Электрическая природа молекулярных сил в кристаллах. С. Э. Фриш. Опытное подтверждение формул Лоренца-Эйнштейна. В. Г. Хлопни. Получение радиевых солей в России. П. П. Лазарев. Курская магнитная аномалия. — *Из текущей литературы. — Библиография — Personalia.*

**Вып. 2—3.** В. Нернст. Мироздание в свете новых исследований. С. И. Вавилов. Световое давление, масса и энергия. Э. Резерфорд. Искусственное расщепление элементов. Нильс Бор. Строение атома и физико-химические свойства элементов. Г. В. Вульф. Успехи нашего знания в области строения кристаллов. А. И. Бачинский. К истории русской науки. В. И. Баженов. Русская радиотехника. И. Лапинский. И. П. Косоногов (некролог). — *Из текущей литературы. — Библиография. — Personalia.*

**Вып. 4.** И. А. Соколов. Памяти Д. А. Гольдгаммера. Р. Граммель. Механические доказательства движения земли. Дж. Джоли. Возраст земли. В. Я. Альтберг. Донный лед. В. В. Шулейкин. Происхождение окраски морей и озер. Нильс Бор. Строение атома. И. И. Семенов. Потенциалы ионизации и потенциалы свечения газов и паров. — *Из текущей литературы. — Библиография.*

## **В 1924 г. будут напечатаны между прочим следующие статьи:**

А. А. Михайлов. Интерференционный метод измерения угловых диаметров звезд. А. А. Белопольский. О природе комет. А. Ф. Иоффе. Памяти В. К. Рентгена. Н. Н. Семенов. Молекулярный лучок. С. И. Ржевский. Катодные лампы, их теория и некоторые применения. Я. И. Френкель. Электрическая природа молекулярных сил в жидкостях и газах. Н. Франк. Новые данные о квантовом обмене энергии при соударениях между атомами и молекулами. К. Фаянс. Строение атома и структура кристаллов в связи с проблемами современной химии. А. Эддингтон. Внутреннее строение звезд. С. И. Вавилов. Природа света. А. И. Рабинович. Люминесценция при химических реакциях. В. Герлах. Магнетизм и строение атома. В. А. Апри. Современные теории растворов и др.

### **ИЗ ОТЗЫВОВ.**

„...При трудности получения (новейшей иностранной литературы) журнал становится не только интересным и поучительным для вдумчивого читателя, но и справочной книгой для научного работника.“

*„Книга и Революция“ 1922 г., № 5 (17).*

„...Журнал производит весьма благоприятное впечатление. В условиях нашей современной жизни он выполняет важную работу, заслуживающую большой благодарности.“

*„Печать и Революция“ 1922 г., кн. 2.*

„...Это один из самых блестящих журналов не только за последние, но и многие довоенные годы... Каждый следующий номер интереснее предыдущего.“

*„Наука и ее работники“ № 5.*

„...Попрежнему в подборе статей и материала редакция остается на высоте, умея найти в современной физической науке все то, что действительно может быть названо ее успехами, что ярко и интересно характеризует ее неустанное наступательное движение.“

*„Печать и Революция“ 1923 г., кн. 2.*

# КЛАССИКИ ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ.

Серия книг, издаваемая под общей редакцией: А. Д. Архангельского, Н. К. Кольцова, Ф. В. Кагана, В. А. Коспицына, П. П. Лазарева, и А. А. Тарасевича. При ближайшем участии в редакционной работе: В. М. Арнольди, Т. К. Молодого, В. В. Шарвина и Э. В. Шпольского.

## ВЫШЛИ ИЗ ПЕЧАТИ:

1. И. И. Мечников. — Лекции о сравнительной патологии воспалений. Под ред. проф. А. А. Тарасевича (2-е изд.). Ц. 2 р.
4. П. Н. Лебедев. — Световое давление. Под ред. академика П. П. Лазарева и Т. П. Кравца. Ц. 30 к.
5. Г. Гельмгольц. — О сохранении силы. Перев. и ред. акад. П. П. Лазарева. Ц. 25 к.
6. Г. Гельмгольц. — Скорость распространения нервного возбуждения. Под ред. акад. П. П. Лазарева. Ц. 65 к.
7. Сади Карно. — Размышления о движущей силе огня. Под ред. проф. В. Р. Бурсиана и проф. Ю. А. Крупкова. Ц. 40 к.
8. М. В. Ломоносов. — Физико-химические работы. Под ред. проф. Б. Н. Меншуткина. Ц. 70 к.
9. Космогонические гипотезы. — Кант, Лаплас, Фай, Дж. Дарвин, Пуанкаре. Под ред. профессора В. А. Коспицына. Ц. 1 р. 50 к.
10. Г. Мендель. — Гибриды у растений. Под ред. проф. Н. К. Кольцова. Ц. 75 к.
12. Русские классики морфологии растений. Сборник статей под ред. проф. В. М. Арнольди.

## ПЕЧАТАЮТСЯ:

- И. П. Павлов. — Лекции о работе пищеварительных желез.  
К. Э. Бэр. — Избранные сочинения. Под редакц. проф. Ю. А. Филиппченко.  
В. К. Рентген. — Новый род лучей. Под ред. акад. А. Ф. Иоффе.  
Гарвей. — Открытие кровообращения. С предисл. акад. И. П. Павлова.

## ТОРГОВЫЙ СЕКТОР ГОСУДАРСТВЕННОГО ИЗДАТЕЛЬСТВА.

МОСКВА, Ильинка, Биржевая пл., Богоявленский, 4. Тел. 47-35.  
ЛЕНИНГРАД, Проспект 25 Октября (Невский), 28. Тел. 5-49-32.

### ОТДЕЛЕНИЯ:

ВОЛОГДА, площадь Свободы; ВОРОНЕЖ, проспект Революции, 1-й Дом Совета; КАЗАНЬ, Гостинодворская, Гортинный двор; КИЕВ, Крещатик, 38; КОСТРОМА, Советская, 11; КРАСНОДАР, Красная, 35; НИЖНИЙ-НОВГОРОД, Б. Покрова, 12, ОДЕССА, ул. Ласалля, 12; ПЕНЗА, Интернациональная, 39/43; ПЯТИГОРСК, Советский пр., 48; РОСТОВ-на-ДОНУ, ул. Фридриха Энгельса, 108; САРАТОВ, ул. Республики, 42; ТАМБОВ, Коммунальная, 14; ТИФЛИС, проспект Руставели, 16; ХАРЬКОВ, Московская, 20.

### МАГАЗИНЫ:

МОСКВА: 1) Советская пл., под гост. б. „Дрезден“, тел. 1-28-94; 2) Моховая ул., 17, тел. 1-31-50; 3) ул. Герцена (Б. Никитная), 13 (зд. Консерватории), тел. 2-64-95; 4) Никольская ул., 3, тел. 49-51; 5) Серпуховская пл., 1/43, тел. 3-79-65; 6) Кузнецкий Мост, 12, тел. 1-01-35; 7) Покровка, Лялин пер., 11, тел. 81-94; 8) М. Харитоньевский пер., тел. 1-81-84; 9) Ильинка, Богоявленский пер., 4, тел. 47-36.  
ЛЕНИНГРАД: 1) Проспект 25 Октября (Невский), 28; 2) ул. Володарского (Литейный пр.), 3) Проспект 25 Октября (Невский), 13.