

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПОД РЕДАКЦИЕЙ

П. П. ЛАЗАРЕВА И Э. В. ШПОЛЬСКОГО

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА • 1924

СОДЕРЖАНИЕ.

	<i>Стр.</i>
<i>Дж. Джинс.</i> Происхождение солнечной системы	217
<i>Г. Камерлинг - Оннес.</i> О наинизшей температуре, достигнутой до настоящего времени.	240
<i>В. К. Аркадьев.</i> Электрическая и магнитная спектроскопия	263
<i>С. Н. Ржевкин.</i> Катодные лампы, их теория и главнейшие применения	271
<i>А. Рабинович.</i> Люминесценция при химических реакциях.	315
<i>П. П. Лазарев.</i> Жак Лёб.	325

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ.

<i>Я. И. Френкель.</i> Опыт теории световых квантов.	329
<i>Г. С. Ландсберг.</i> О квантовой теории излучения	333

БИБЛИОГРАФИЯ.

<i>Paul Walden.</i> Electrochemie der nichtwässerigen Lösungen. <i>М. А. Блох.</i>	336
<i>Paul Walden.</i> Chemie der freien Radikale. <i>М. А. Блох.</i>	338

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК.

ПРОИСХОЖДЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ ¹⁾.

Дж. Джинс.

Современные астрономы располагают телескопами, отверстия которых лежат в пределах от отверстия глазного зрачка (одна пятая дюйма) до отверстия гигантского телескопа на Моунт-Вильсон — более 100 дюймов в диаметре. Если бы мы жили среди беспредельного пространства, равномерно заполненного звездами, или если бы это распределение можно было бы считать равномерным при осуществимых размерах телескопов, то число звезд, видимых в различные телескопы, можно было бы принять пропорциональным кубу отверстия.

В действительности, наш невооруженный глаз различает около 5 000 звезд; с помощью дюймового телескопа это число возрастает, примерно, до 100 000, с помощью десятидюймового — до 5 миллионов, а с помощью стодюймового, вероятно, до 100 миллионов. Эти числа возрастают гораздо медленнее, чем кубы отверстий. Отсюда можно заключить, что мы окружены неравномерным полем звезд. Мы живем, в конечной вселенной, распределение тел в которой очень заметно редет даже на небольших расстояниях, достижимых для наших телескопов. Предполагают, что вся вселенная содержит, примерно, 1 500 миллионов звезд; наше Солнце находится не очень далеко от центра ее.

Представим себе различные небесные тела в порядке их удаления от нас. Пренебрегая всеми телами, много меньшими нашей земли, мы должны прежде всего остановиться на Венере и Марсе, которые приближаются к нам на расстояние 26 и 35 миллионов миль. Далее идет Меркурий, ближайшее расстояние которого до нас составляет 47 миллионов миль. Самая далекая планета (Нептун) отстоит от нас на расстоянии около 2 800 миллионов миль.

¹⁾ Nature, 113, 329, 1924.

Но вот наступает большой пробел. Первое светило за ним — тусклая звезда *Proxima* Центавра, на расстоянии 24 триллионов миль, то-есть в 8 000 раз дальше Нептуна; вслед за ней — α Центавра, на расстоянии 25 триллионов миль от нас. Затем, по порядку, идут слабая красная звезда *Munich* 15 040, на расстоянии 36 триллионов миль, и другая слабая звезда — Лаланд 21 185 — на 47 триллионов миль. Следовательно, ближайшая группа звезд отстоит от нас в миллионы раз дальше, чем близкая нам группа планет. Затем идет Сириус, самая яркая звезда на небе, на расстоянии 50 триллионов миль. Далее начинается целый ряд небесных тел, удаленных от нас в 20 000 и более раз дальше, чем Сириус; но гораздо раньше этих тел встречаются спиральные и сфероидальные туманности и первичные звездные кучи. Ближайшей из последних, расстояние которой известно более или менее точно, является звездная куча N. G. C. 7006 которая, согласно Шепли (Shapley), отстоит от нас в 25 000 раз дальше Сириуса. Свет от этой звездной кучи достигает нас через 200 000 лет; между тем, для прохождения всей толщи этой кучи свету требуется несколько сотен лет. Повидимому, звездная куча N. G. C. 6 822 удалена значительно больше. По Шепли, ее расстояние от нас составляет около 6 000 000 000 000 000 000 (6.10¹⁸) миль, — это расстояние свет проходит в миллион лет. Как можно теперь думать, свет, излученный этими звездами в настоящий момент, дойдет до нас к концу существования нашей солнечной системы, свет же, наблюдаемый сейчас, был излучен в эпоху возникновения наших планет.

Нелегко сопоставить и сравнить одновременно все эти различные расстояния, но мы все же попытаемся это сделать. Земля движется вокруг Солнца со скоростью около двадцати миль в секунду; за год она описывает орбиту, длиною около шестисот миллионов миль.

Если мы площадь орбиты земли представим в виде булавоножной головки или точки с радиусом в сотую долю дюйма, то Солнце будет равно по величине невидимой пылинке, а Земля — ультрамикроскопической частичке, диаметром в одну миллионную долю дюйма. Орбита Нептуна, заключающая внутри себя всю солнечную систему, представится окружностью мелкой монеты между тем как расстояние до ближайшей звезды, *Proxima* Центавра, сделается равным 75 ярдам, а до Сириуса — 160 ярдам. В том же масштабе, расстояние до ближайшей звездной кучи N. G. C. 7006 представится длиной 2 400 миль, а до кучи N. G. C. 6 822 — около 12 000 миль, а, стало быть, грубо говоря, вся вселенная может быть представлена в объеме нашей земли.

Отсюда видно, что мы собираемся изучать происхождение и историю системы, размеры которой так относятся к размерам вселенной, как относятся размеры трехпенсовой монеты к размерам земли. Отчего же мы так заинтересовались этой мелкой монетой? Прежде всего потому, что при всем своем ничтожестве она — наша собствен-

ность, или, по крайней мере, часть ее, диаметром в миллионную долю дюйма, — является нашей собственностью. Но есть здесь еще и исторические мотивы, совсем не такие сентиментальные

Мы уже указывали, что между нашей системой и ее соседями лежит колоссальное пространство. Для развития астрономических знаний это пространство служило всегда большой помехой. Еще в прошлом веке человеческое представление о мире за пределами этого пространства было крайне скудно; звезды являлись не более как светящимися точками, «неподвижными светилами». В то время проблема мироздания по необходимости сводилась к проблеме о происхождении нашей системы.

Последние исследования изменили все это, и современные астрономы располагают большим запасом сведений о природе, строении и движениях тел, лежащих за пределами нашей системы. Космогонист прошлого века мог утверждать, что солнечная система возникла так-то и так-то, не опасаясь, что его теории потерпят фиаско, при сопоставлении с другими системами. Но если я теперь предлагаю вам теорию происхождения солнечной системы, то вы сейчас же можете погребовать ее приложения к объяснению свойств полутора миллиардов систем, лежащих за пределами упомянутого выше промежутка. Шло ли их развитие тем же путем, а если нет, то — почему? Начать изучение хорошо именно с этих систем.

Среди этих полутора миллиардов объектов есть некоторое, **небольшое** сравнительно, количество классов, природа и поведение которых остаются загадочными: это — планетарные туманности, переменные Цифриды, переменные с большим периодом, типа Миры Кита и немного других. За исключением их, все остальные известные объекты можно расположить в один простой непрерывный ряд. Ряд этот можно составить, примерно, по возрастающей плотности: он начнется с особенно разреженных туманностей и кончится твердыми звездами с плотностью железа. Но не подлежит сомнению, что такой ряд является рядом эволюционным; по законам физики, плотность тела увеличивается, если оно излучает тепло, помимо же этого плотность не увеличивается. Начнем же наш обзор с самых первых доступных нам звеньев цепи — с туманностей.

Если исключить загадочные «планетарные туманности, то все остальные распадаются на два резко отграниченных класса, которые можно назвать туманностями правильной и неправильной формы.

Представителями туманностей неправильной формы являются, например, большие туманности Ориона и туманности окружающие Плеяды. До самого последнего времени, туманностям неправильной формы приписывали очень большую роль в эволюции миров. Отмечалось, что они обычно связаны с особенно горячими звездами, отсюда вытекала красивая, простая космогония, смотрящая на эти звезды, как

на продукт конденсации туманностей и допускающая, в их последующей жизни, постепенное, непрерывное охлаждение. Такая космогония была слишком проста, чтобы просуществовать долгое время. — Она была создана несколько десятилетий назад исследованиями Расселя (Russell), Герцшпрунга (Hertzsprung) и других. Благодаря последним, мы теперь знаем, что очень горячие звезды связаны с неправильными туманностями и что они находятся в аналоге своей жизни, начиная склоняться к старости.

Пусть некоторая масса раскаленного газа сжимается и излучает т.плоту. Если бы масса излучала, не сжимаясь, она охлаждалась бы; если же масса, напротив, сжималась, не излучая, — она стала бы нагреваться. Но если излучение и сжатие происходят одновременно, то без математического исследования неизвестно, какая из двух тенденций возьмет верх. В 1870 г. Гомер Лэн (Homer Lane) показал, что масса газа, при достаточно малых давлениях, когда она приблизительно подчиняется обычным законам, должна, в действительности, нагреваться при излучении. Охлаждение не может начаться до тех пор, пока плотность не достигнет некоторого предела, когда наступают отклонения от законов совершенного газа; это происходит тогда, когда туманность уже не далека от стадии ожигания. Отсюда мы видим, что максимум температуры относится к среднему возрасту звезды. — к возрасту, когда ее вещество не может считаться совершенным газом. В этот средний период жизни звезды, температура на ее поверхности должна быть около $25\,000^{\circ}\text{C}$, тогда как температура в ее центре может достигать миллионов градусов. Ее средняя плотность, вероятно, равняется около одной десятой плотности воды. Неизвестно еще, почему звезды с такой максимальной температурой находятся в какой-то тесной связи с туманностями неправильной формы. Возможно, что некоторые звезды, при очень высоких температурах, в состоянии освещать окружающие скопления материи, которые помимо этого были бы невидимыми. Во всяком случае, по видимому, туманности неправильной формы не служат неотъемлемым звеном в эволюционной цепи. Вероятнее, что они являются побочным продуктом и, в качестве таковых, мы будем их рассматривать в дальнейшем изложении.

Вернемся теперь к туманностям правильной формы. Большинство из них имеют вид кругов или эллисов, иногда плавно очерченных по концам большой оси, иногда же обладающих заостренными концами. Пример последнего типа представлен на рис. 1. (Туманность N. G. C. 3115.) Целый ряд туманностей правильной формы исследовался спектроскопически, при чем, в некоторых случаях, обнаруживалось быстрое вращение вокруг оси, совпадающей с кратчайшим диаметром туманности. Математик может вычислить форму, которую принимает масса разреженного газа, при вращении. Если бы вращательное движение

отсутствовало, то масса приняла бы форму шара. При медленном вращении форма переходит в слегка сжатый эллипсоид вращения, — тело, напоминающее апельсин, как напоминает его наша земля. При ускорении вращения сфероид начинает вытягиваться по экватору и, наконец, при очень больших скоростях, принимает форму напоминающую двояковыпуклую линзу с острым краем по экватору, как это видно на фотографии туманности, представленной на рис. 1. Такая последовательность форм совершенно ясно наблюдается на примерах различных туманностей (правильной формы). Есть поэтому веские основания предполагать, что туманности представляют собою вращающиеся газовые массы; но мы попытаемся подтвердить это, прежде чем примем окончательно такое предположение.

Когда масса газа излучает энергию, то она должна сжиматься. Если это происходит при вращении, то момент количества движения

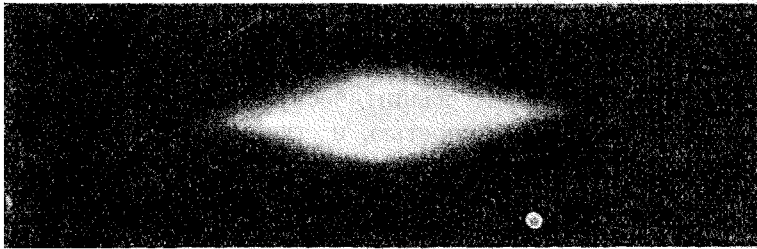


Рис. 1.

должен оставаться постоянным и для сохранения прежнего момента, сжавшаяся газовая масса должна вращаться со скоростью, большей чем первоначальная. Это обстоятельство, служившее краеугольным камнем Канта-Лапласовской космогонии, сохраняет глубокое значение и для космогониста наших дней. Всякая туманность, по мере увеличения ее возраста, начинает вращаться все скорее и скорее и, наконец, если ничто случайно не помешает, принимает форму, видимую на рис. 1. Такая форма знаменует перелом в жизни туманности. После достижения ее, туманность продолжает сжиматься, при чем скорость вращения должна возрастать, для сохранения прежнего углового момента. Но математический анализ движения показывает, что дальше этой границы форма не может более вытягиваться по экватору, сохраняя равновесие. Дальнейшее сжатие влечет за собою разрыв туманности, при чем часть материи выбрасывается наружу из экваториальной области.

До сих пор мы говорили, что экватор туманности имеет форму круга, что, несомненно, было бы справедливо, если бы туманность была уединена в пространстве. Но, в действительности, у туманностей имеются соседи, и эти соседи должны вызывать на поверхности туман-

ности приливы и отливы, подобно тому, как Солнце и Луна вызывают приливы и отливы на поверхности вращающейся Земли. Где только имеются соседние тела, там всегда должны быть две противолежащие точки максимальных приливов и две, расположенные с двух сторон между ними, точки наибольших отливов. Поэтому экватор, вместо



Рис. 2.

формы круга, примет форму эллиптическую. Если бы экватор туманности был идеальной окружностью, и туманность была бы вполне симметрична относительно оси вращения, то выбрасывание материи началось бы одновременно во всех точках экватора. В самом деле, здесь не могло бы быть оснований начаться этому процессу в одной точке раньше, чем в другой. Но в природе мы нигде не найдем такого

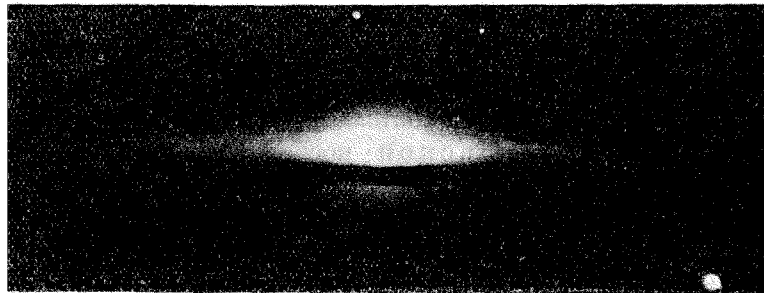


Рис. 3

совершенного равновесия; если главные факторы и компенсируют друг друга, то всегда найдутся маленькие факторы, нарушающие равновесие в ту или другую сторону. В данном случае, не было бы никакого различия между всеми точками экватора, если бы отсутствовали такие побочные факторы, но как только они появляются — тотчас же возникает разница. Можно вполне справедливо предположить, что такими факторами, вызывающими первоначальное выбрасывание материи в отдельных точках, являются приливы, и математическое исследование показывает, что, в этом случае, выбрасывание материи начнется

в двух точках-антиподах, в которых прилив максимален. Точки эти лежат по концам большой оси экватора, имеющего приблизительно эллиптическую форму. После того, как туманность перейдет критический рубеж (рис. 1), ее форма продолжает оставаться чечевицеобразной, но сейчас же в двух точках-антиподах ее экватора начинается отделение материи.

Это совершенно точно совпадает с тем, что мы наблюдаем в спиральных туманностях. Рис. 2 (N. G. C. 5 866) изображает туманность, в которой только что начинается выбрасывание материи; мы замечаем здесь набухание близ экватора и темную полосу, которая, вероятно, обязана своим происхождением выброшенной материи,



Рис. 5.



Рис. 4.

успевшей уже охладиться. Рис. 3 (N. G. C. 4 594) представляет дальнейшую стадию развития, а рис. 4 (N. G. C. 891) — еще более далекую стадию, когда отделившаяся материя очень сильно, хотя еще и не совсем, исчерпала массу ядра.

На всех этих рисунках, мы видели туманности, очень близкие друг к другу. Рис. 5 (M. 51) показывает хорошо известный «вихрь» в Гончих Собаках, — туманность, похожую физически на туманность рисунка 4, но видимую на этот раз с фронта: мы наблюдаем ее по направлению оси вращения. Тут центральное ядро занимает только маленькую часть всей картины. Рисунки 6 (M. 101) и 7 (M. 81)

изображают туманности, развитие которых пошло дальше, так что в последней из них осталось совсем маленькое ядро, а все остальное пространство занято выброшенной, по нашему предположению, материей. В обеих последних туманностях истоки отделяемой материи расположены в двух диаметрально противоположных точках, как это следует по динамической теории. До сих пор мы говорили, что элементы спиральной туманности составлены из выброшенной ядром материи, как на это указывает теория; но мы не удовлетворимся одной теорией: со-

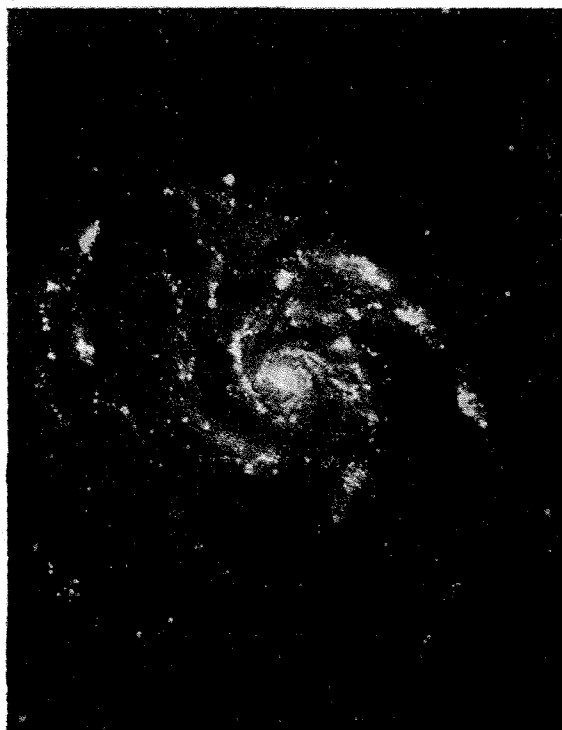


Рис. 6.

вершенно непосредственные опыты подтверждают то же самое. Различные астрономы, особенно Ван-Маанен, открыли движение в венцах (arms) многих спиральных туманностей, включая и изображенные на рисунках 5, 6 и 7. Их наблюдения показали, что венцы туманностей действительно, состоят из материи, выброшенной ядром. Рис. 8 показывает движение, найденное Ван-Маанен (Van-Maanen) в 100 точках туманности М. 81; стрелки показывают перемещения за период 1.300 лет¹⁾; исследования различных других туманностей дали примерно тот же результат; трудно, следовательно, сомневаться в том; что венец туманностей со-

¹⁾ Точки, окруженные маленькими кружками, — звезды, не имеющие никакой физической связи с туманностью.

в обычной электрической лампочке накаливания распространить на объем большого храма то плотность его будет все же в 10 000 раз больше, чем плотность ядра туманности.

Туманность, изображенная на рис. 4, имеет зернистое строение. В М. 51 (рис. 5) уже ясно выражена конденсация, а во внешних областях М. 101 (рис. 6) и М. 81 (рис. 7) эта конденсация продолжилась еще дальше, выделив отдельные звездоподобные точки. Когда газ вырывается из обыкновенного сопла в вакуум, он тотчас же расширяется, стремясь занять весь предоставленный ему объем. Почему же этого не происходит при истечении газа из ядра туманности? Расширение приняло бы гигантские размеры, если бы указанный процесс имел здесь место. Но при увеличении масштаба начинает сказываться влияние гравитации, пока, наконец, при масштабе туманностей, гравитация начинает преобладать над склонностью газа расширяться и сливает выброшенную материю в отдельные струи. После того, как это случилось, произойдут явления, которые тоже может предсказать динамическая теория. Что касается распределения плотности вдоль нитей течений, то упругость газа стремится выровнять эту плотность: наоборот, под влиянием гравитации, струйки стремятся конденсироваться в отдельные сгустки. При достижении обычных размеров туманностей, последняя тенденция преобладает, и выброшенная материя распадается на капли, подобно тому, как распадается на капли вода, истекающая из трубки, но, разумеется, по совершенно иным причинам. На фотографиях, воспроизведенных на рисунках 4, 5, 6 и 7, мы можем проследить за ходом этого процесса.



Рис. 7.

Динамическая теория не только предсказывает образование таких газовых капель, но позволяет даже вычислить их размеры, массы и взаимные расстояния. Сопоставление этих расстояний, выраженных в километрах, с угловыми расстояниями, наблюдаемыми непосредственно на небе, дает возможность вычислить расстояние от нас до туманности. С удовлетворением можно отметить, что расстояния, вычисленные по

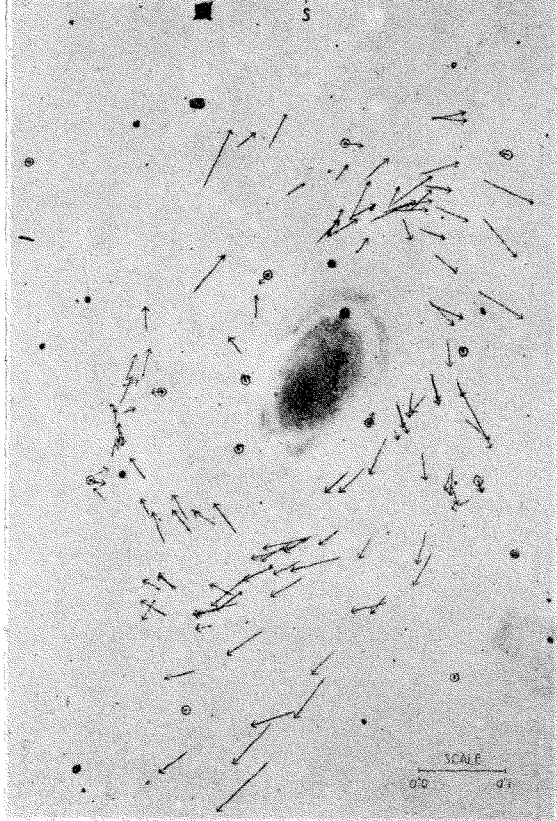


Рис. 8.

стемы. Сжатие и ускорение идет дальше, и на рисунках 2 и 3 мы видим начинающееся выбрасывание материи, из которой впоследствии возникнут звезды. На рисунках 4 и 5 видно первоначальное зарождение индивидуальных звезд, благодаря конденсации выброшенной массы. Наконец, во внешних областях рисунков 6 и 7 заметны окончательные продукты конденсации — отдельные массы, которые хотя не достигли еще плотности обыкновенных звезд, но уже начали вести самостоятельное существование. Каждая из этих масс пройдет весь путь, уже подробно описанный нами. Она будет сжиматься, нагреваясь при этом, — до тех пор

этому способу, прекрасно согласуются с другими определениями. Вычисления масс сконденсировавшихся газовых капель приводят к еще более интересным и важным результатам. В некоторых туманностях, для которых были произведены соответствующие вычисления, масса таких отдельных сгустков оказалась равной средней массе звезды.

Это, мне думается, дает ключ к разгадке интересующей нас эволюции — мы присутствуем здесь при создании новых звезд. На рис. 1 мы видели сырой материал — чрезвычайно сильно разреженную газовую массу, непрерывно сжимающуюся и при этом вращающуюся все скорее и скорее, пока не наступит, наконец, распадение си-

пока будут еще соблюдаться законы идеального газа; в дальнейшем, по достижении некоторой критической точки, отвечающей максимальной температуре, звезда будет продолжать сжиматься, но уже охлаждаясь при этом и переходя постепенно в мертвую, темную массу.

Число звезд, рождающихся из одной туманности, может достигать

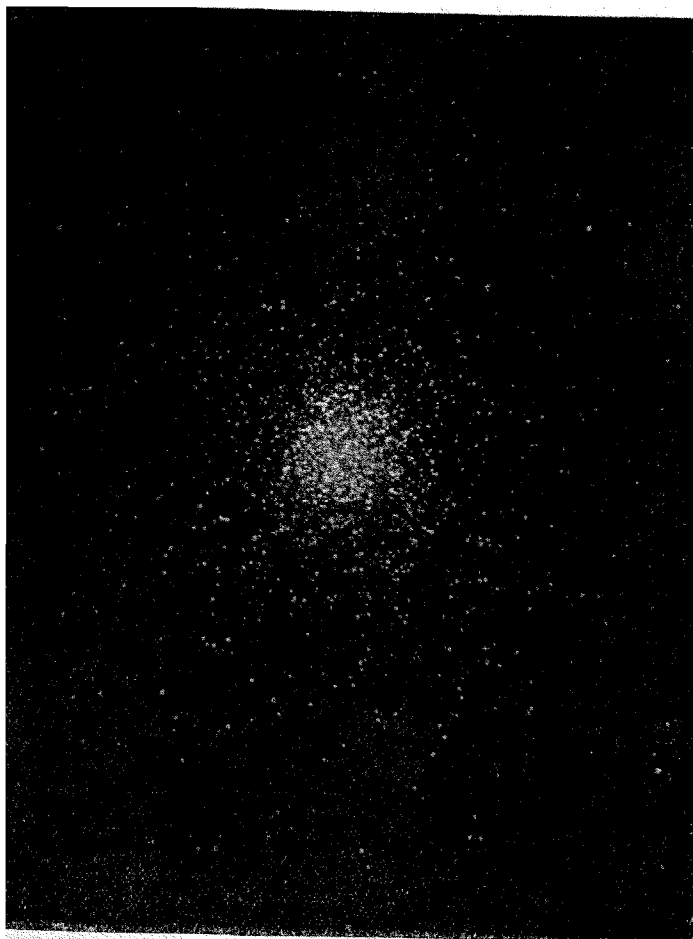


Рис. 9

миллионов. Они могут или смешаться со всей массой окружающих звезд, или образовать свою самостоятельную семью, — если первоначальная туманность достаточно удалена от остальных миров. Примерами первой возможности могут служить Плеяды, звезды Большой Медведицы, — в которых все звезды имеют общую скорость и, вообще говоря, одинаковые физические свойства. Все звезды таких групп одновременно странствуют в пространстве, повидимому, с самого своего возникновения. Примером второй возможности, — образования отдельной колонии звезд, — могут служить, так называемые, „шаровидные“ звездные

кучи, подобные хорошо известной звездной куче Геркулеса (рис. 9). Она шаровидна только по названию, на самом же деле Шепли нашел, что она имеет форму эллипсоида, имеющего плоскость симметрии, что и должно иметь место, если она является продуктом вращавшейся туманности.

Нельзя, повидимому, утверждать, что указанные два случая — исключительно возможные. Более вероятно, что они служат концами непрерывной цепи всевозможных типов звездных групп, родившихся из одной туманности. Возможно даже, что так называемое „большое скопление звезд“ является не чем иным, как собранием звездных куч, происшедших из одной туманности. Кучи здесь так перемешаны, что трудно подметить отдельные группы звезд, но все же наше предположение не лишено вероятности по некоторым соображениям. В 1905 г. Каптейн заметил, что вблизи солнца звезды образуют два „звездных потока“, из которых каждое движется со своей скоростью в пространстве.

Оставляя в стороне вопрос о протяженности этих потоков в пространстве, можно предположить, что они представляют собою движущиеся звездные кучи. Вскоре затем, независимо друг от друга, Эддингтон и Холм (Halm) нашли третий „поток“ или движущуюся звездную кучу, состоящую из очень горячих звезд, которые астрономы относят к классам В и О. В этом случае мы знаем размеры кучи и ее приблизительную форму. Согласно Шарлье (Charlier), ее форма напоминает круглый бисквит, лежащий параллельно Млечному Пути, при чем диаметр в 2,8 раза больше толщины. Некоторые звездные кучи имеют общее происхождение, но их первоначальная форма резко меняется, как только они вступают в окружающую звездную среду. Динамическая теория показывает, что, после вступления в звездный мир, куча должна принять форму круглого бисквита, параллельного Млечному Пути, при чем диаметр будет в 2,5 раза больше толщины. Это достаточно хорошо согласуется с наблюдениями и показывает, что все звезды в „потоке“ — одного происхождения; то же самое относится и к некоторым маленьким движущимся кучам, напр., к упомянутой уже куче Большой Медведицы. Мы не можем, правда, претендовать на полную достоверность наших допущений, но есть все же основание думать, что „большое скопление звезд“ представляет собою комок перемешанных звездных куч, каждая из которых образовалась из отдельной туманности. Это, собственно, не имеет отношения к вопросу о происхождении солнечной системы; мы затронули это лишь для того, чтобы округлить совокупность понятий об эволюции звезд.

Такая эволюция похожа, а в первых своих стадиях совершенно идентична с той, которую принял Лаплас в своей знаменитой гипотезе о происхождении солнечной системы. Перед нашими глазами прошло вращение и сжатие туманностей; мы подметили конденсацию материи

в отдельные массы; наконец, мы были свидетелями начала странствований этих отдельных масс в пространстве, при чем все в точности совпадает с тем, что было нарисовано Лапласом.

Одно лишь различие можно отметить. Мы проследили эволюционный процесс в таком масштабе, о котором и не мечтал Лаплас. Размеры первичной туманности он полагал равными орбите Нептуна, а я уже сказал в начале этой статьи, какова разница в масштабе между нею и расстояниями звездных миров. Если опять принять диаметр орбиты Нептуна за диаметр мелкой монеты, то одно лишь ядро туманности рисунков 6 и 7 заполнит весь дворец Альберта (Albert Hall), а венец покроем весь Гайд-Парк и Кинзингтон. Если бы пожелали изменить масштаб так, чтобы тела, размера нашей земли, стали видимыми простым глазом, то в этом масштабе туманность распростерлась бы на весь округ, а, быть может, и на весь континент.

Но если первичная туманность и несравнима по размерам с Лапласовской, то, тем не менее, газовые сгустки, на которые она распадается, приближаются по своей массе к предположениям Лапласа, и размеры их отличаются от Лапласовских довольно незначительно. Если допустить, что эти молодые образования ведут себя так же, как и первоначальная туманность, то можно объяснить возникновение планет: если же принять во внимание третичный распад материи, повторяющий историю предков, — то можно будет объяснить и происхождение спутников. Но математическое исследование и непосредственное наблюдение противоречат такой простой гипотезе о происхождении солнечной системы. Как мы видели, нити спиральных туманностей достигают огромных размеров и, при таких размерах, гравитация преобладает над упругостью газа, заставляя его конденсироваться. Туманности, масса которых сравнима с массой Солнца, проходят вначале тот же жизненный путь до тех пор, пока с их экватора не начнется выделение материи. После этого цикл их развития отличается от описанного выше. Выброшенная материя не может сконденсироваться в нить, а тем более — в комки; она образует разреженную атмосферу, окружающую туманность. Такая система начинает все больше и больше сжиматься, излучая тепло; при этом постоянство углового момента сохраняется за счет выбрасывания все новых и новых газовых масс из центра в атмосферу.

Математическое исследование показывает, что, после того как центральная звезда сожмется до некоторой критической плотности, — приближающейся к одной десятой плотности воды, — наступает катастрофа, при которой вся система превращается в двойную звезду: две звезды соизмеримой массы начинают вращаться одна вокруг другой по очень близкой, приблизительно круговой, орбите. Это — образование, с которым хорошо свыклись астрономы-практики. Они нашли, что весьма значительная часть — вероятно более половины — звезд на небе ока-

зываются двойными. Первоначально они находятся, как было упомянуто, на очень близком расстоянии одна от другой. Впоследствии они отходят друг от друга все дальше и дальше, при чем эксцентricность орбиты возрастает. Теория показывает, что процесс деления, приведший к распадению одной звезды на две, может повториться и с каждым из спутников, при чем образуется „сложная“ — тройная, четверная и т. д. звезда. Рёссель, исследовавший этот вопрос теоретически, нашел некоторые численные соотношения между взаимными расстояниями сложных звезд; он показал также, что предсказания теории подтверждаются наблюдениями.

До сих пор, следовательно, теория и наблюдение идут рука-об-руку. Мы проследили за ходом развития астрономических объектов, по пути от тончайших туманностей до самых плотных сложных звезд, и на всех этапах этого пути наблюдения подтверждали теоретические предсказания. Но не все астрономические объекты проходят весь этот путь. Руководящей причиной на этом пути является вращение в совокупности со сжатием, вызванным излучением тепла. После достаточно продолжительного сжатия начинается отвердевание; скорость вращения больше не может возрасти, и эволюция тела, с физической точки зрения, приостанавливается. Продолжительность развития каждого данного тела зависит от запаса живой силы вращения, имеющегося первоначально. Если, в начале своей жизни, туманность абсолютно не вращается, то она навеки сохранит сферическую форму, превращаясь постепенно в холодную, неизлучающую массу. Такая туманность никогда не покинет своего первоначального положения. Это, повидимому, маловероятно, но мы знаем все же, что некоторые туманности замерзают и умирают, не достигнув критической стадии (рис. 1), при которой начинается зарождение звезд. Точно так же много звезд остывают и перестают развиваться, никогда не достигая стадии образования двойных звезд. Таким же образом многие двойные системы не могут никогда перейти в системы более сложные. Обратимся здесь к наблюдениям: чистых двойных систем известно в десять раз больше, чем систем сложных, прошедших через стадию двойных. Теория дала нам возможность проследить весь цикл развития объектов, но и теория и наблюдения показывают, что немногие лишь системы могут пройти весь такой цикл.

Мы подходим теперь к самой ещности вопроса. Нигде в этом цикле мы не нашли солнечной системы, или чего-либо хоть немного походившего на нее. Если бы наше Солнце не было окружено планетами, мы без труда выяснили бы его происхождение. Можно было бы предположить, что оно родилось из обычной туманности, и развитие его шло нормальным путем, но что оно обладало небольшим запасом живой силы вращения, а потому уклонилось с обычного эволюционного пути, не успев распасться на систему двойной звезды. Действительно, можно было допустить, что его история такова же, как история половины

звезд на небе. Доводом в пользу этого предположения может служить то обстоятельство, что масса Солнца равна массе звезд, рождающихся из туманностей, и что, за исключением планет, она во всем остальном подобна миллионам других звезд, происшедших, повидимому, из туманностей. Подтверждением гипотезы о небольшом запасе количества движения, остановившем его дальнейшее развитие, может служить медленность его вращения в настоящее время. Простое вычисление показывает, что Солнце обладает только небольшой частью всего количества движения, необходимого для распада. Если даже мы сложим угловые моменты всех планет, предположив, что они когда-то отделились от Солнца, — то придем к тому же выводу: угловой момент всей системы составляет лишь небольшую часть необходимого для распада Солнца и образования системы двойной звезды. Происхождение солнца, поэтому, является для нас понятным. Затруднения же возникают при попытке объяснить происхождение планет и их спутников.

Уже не раз замечались некоторые астрономические системы, не укладывающиеся в наше представление об обычном эволюционном пути. Частными примерами могут служить планетарные туманности, переменные звезды Цефеиды и переменные с длинными периодами. Так как развитие некоторых систем не совпадает с описанным выше путем большинства светил, то надо полагать, что к этому главному пути могут примыкать различные разветвления, по которым может пойти развитие под влиянием различных причин. Это — единственное, что можно предположить. Мы можем рассчитывать, что две звезды постигнет одна и та же судьба, с еще меньшей вероятностью, чем если бы говорили о двух людях. Мы предполагали, что наша нормальная звезда развивается во вселенной совершенно самостоятельно, при чем ее момент количества движения оставался постоянным и не подвергался возмущениям со стороны соседей. Математики находят удобным предоставлять каждой звезде весь беспредельный мир, но в природе этого не бывает. Однако никогда идеальные предположения математиков не подходят так близко к истине, как в нашем случае. В том масштабе, который нами уже употреблялся, и в котором Солнце представлялось микроскопической частицей, — в одну десятитысячную дюйма диаметром, — самая гигантская из известных звезд представится булавочной головкой, диаметром в одну тридцатую дюйма. Пространство, отведенное звездам, в этом же масштабе представится внутренним пространством собора Петра и Павла. Пространство это не легко заполнить, хотя и можно себе представить, что при своих движениях одни звезды могут возмущать движение других при их встречах; но совершенно ясно, что сколько-нибудь серьезные воздействия могут здесь иметь место лишь в редких, исключительных случаях. Очевидно, мы были правы, рассматривая эволюцию звезды совершенно не нарушаемую соседними телами; мы видим теперь, почему огромное большинство звезд развивается именно таким, нормальным путем.

По всей вероятности, число звезд, сошедших с этого нормального пути, весьма невелико. Количество звезд на небе равно, приблизительно, числу людей на земле; количество известных нам исключительных систем отвечает количеству населения маленького городка, хотя, разумеется, можно предположить, что часть таких исключительных систем еще неизвестна нам. Нет оснований думать, что причиной, отклоняющей развитие звезды с нормального пути может служить лишь воздействие соседей, — но систем, представляющих исключение, известно достаточно мало для того, чтобы считать это справедливым в большинстве случаев.

Но нам предстоит заняться не исключениями вообще, а нашей солнечной системой — в частности. Какая же соседняя звезда отклонила ее от общего пути развития? Здесь, впервые, астрономические наблюдения не могут нам помочь. Неизвестно по соседству с солнечной системой ни одной системы, которая могла бы так или иначе оказать это влияние. Но нет оснований думать, что такой системы не существует: возможно, что мы только не видим ее, как умершую. Астрономы какой-нибудь далекой звезды наблюдали бы нашего Юпитера, как самое яркое тело, после Солнца, в нашей системе, но и его яркость составила бы лишь одну триста миллионную яркости Солнца. С ближайшей к нам известной звезды, ρ Centauri, Солнце казалось бы звездой первой величины, а Юпитер — звездой 22,2 величины, при чем угловое расстояние между ними равнялось бы четырем секундам дуги. Звезда 22,2 величины совсем недоступна наблюдению в наши телескопы тем более, что она находится на расстоянии четырех секунд от звезды первой величины. Мы должны позаботиться о значительном усилении наших телескопов, прежде чем мы можем надеяться заметить на небе системы, подобные нашей и при том отстоящие от нас не дальше, чем ρ Centauri. Ясно поэтому, что здесь наши исследования выходят из пределов той области, где наблюдения могут подтвердить или опровергнуть наши выводы: отсюда начинаются исключительно теоретические построения.

Начиная наши исследования, отметим, что солнечная система обладает некоторыми очень заметными характеристическими чертами. Это вовсе не собрание тел, случайно сгруппировавшихся вместе, — тогда бы пришлось отказаться от мысли разгадать их происхождение. Но характеристическими чертами обладает не только система Солнца и планет, но они же повторяются в меньших системах Юпитера и Сатурна с их спутниками. Каждая из этих малых систем является уменьшенной копией солнечной системы, а потому нельзя удовлетвориться объяснением происхождения одной только из этих систем, если одновременно не объяснится и происхождение двух других. Главными общими чертами трех этих систем является то, что орбиты их, за немногими исключениями, лежат в одной плоскости, что эти орбиты описываются везде в одном

и том же направлении, и что массы спутников по отношению к планетам так же малы, как массы планет по отношению к Солнцу. Например, масса Солнца в 1047 раз превышает массу наибольшей планеты, Юпитера, а масса последнего — в 11000 раз больше массы самого большого из его спутников. Наименьшая разница в массах найдена в нашей системе Земля-Луна, где отношение масс равно 81:1. В системах с большим числом спутников (напр., Солнце, Юпитер, Сатурн) наблюдается общая тенденция возрастания масс до некоторого максимума и дальнейшего их убывания. — по мере удаления от центрального тела. Так, в главной системе имеется правильный ряд: Меркурий, Венера, Земля, Марс, Юпитер, где лишь Марс нарушает закономерность, обладая аномально малой массой, и нисходящий ряд: Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун, в котором Нептун также представляет исключение, так как его масса на несколько процентов меньше массы Урана.

При описании основного эволюционного пути мы имели в виду сжимающуюся и вращающуюся массу, — первоначально газообразную, затем жидкую и, наконец, твердую, — независимо развивающуюся в пространстве. Такая система должна обладать заметными характеристическими чертами в течение всей своей жизни. — именно, она должна иметь плоскость симметрии. В ее самом первобытном состоянии, когда она была лишь хаосом независимых молекул, плоскость эта должна совпадать с той, которую математики называют „инвариантной“ плоскостью системы. Позже, когда масса принимает правильную форму вращающейся туманности, плоскость эта делается экваториальной, в которой постепенно появляются струи, конденсирующиеся затем в отдельные звезды. Симметричность спиральных туманностей, относительно экваториальной плоскости, показывает само собой, что они развивались из вращающихся масс, в отсутствии посторонних, возмущающих влияний.

Если бы наша солнечная система развивалась из вращающейся массы, не подвергавшейся возмущениям, то она обладала бы общей плоскостью симметрии. Орбиты почти всех планет и спутников, действительно, лежали бы приблизительно в одной плоскости, которую поэтому можно принять за плоскость симметрии. Но ось вращения Солнца не перпендикулярна к этой плоскости: Солнце имеет свою собственную экваториальную плоскость симметрии, которая наклонена под углом 7° к плоскости планетных орбит.

Несовпадение этих двух плоскостей уже само по себе показывает, что наша система не могла просто развиваться из вращающейся, невозмущаемой массы. Поэтому, заглядывая в далекое прошлое нашей системы, мы должны принимать во внимание, как вращение масс, так и внешнее влияние на них. В первом, грубом приближении, естественно будет предположить, что плоскость солнечного экватора совпадает с плоскостью вращения первоначальной системы, между тем как плоскость планетных орбит определена внешними воздействиями.

Из всех взаимодействий между двумя отдельными астрономическими телами, гравитационное притяжение является самым значительным. Луне когда-то приписывали влияние на самые разнообразные явления на Земле, например, на погоду, на судьбу людей, на их чувства и даже на их здоровье; но единственным влиянием, которое заслужило научное исследование, является гравитационное притяжение, вызывающее периодические приливы. Несомненно, что столкновения между двумя астрономическими телами повлекут за собою более трагические результаты, чем приливная волна, но мы их здесь рассматривать не будем. Такие столкновения происходят, вероятно, чрезвычайно редко: они также могут вызвать отклонение системы от основного эволюционного пути, но нельзя допустить, что наша солнечная система отклонилась от главного пути именно под действием такой катастрофы. Так как за недостатком времени мы не можем исследовать все возможные разветвления эволюционного пути, то мы обратимся к ответвлению наиболее вероятному для нашей системы, — ответвлению, вызванному очень мощным приливным воздействием.

Высота прилива, вызываемого на Земле Луною, достигает в среднем нескольких футов. Эта высота составляет, примерно, одну десятимиллионную часть радиуса Земли, — часть, которую мы будем называть приливной частью. Если бы Луна была в десять раз тяжелее, то приливная часть возрасла бы в десять раз; если бы ее расстояние от Земли уменьшилось вдвое, — приливная часть возрасла бы в восемь раз. Если мы условимся измерять массы в долях массы того тела, на котором возникают приливы, и если в качестве единицы длины примем радиус того же тела, то приливная дробь будет равна массе приливогообразующего тела, деленной на куб расстояния, т.е. $\frac{M}{R^3}$. Из этой формулы мы найдем, что ближайшая к нам звезда, Проxima Центавра, вызывает на Солнце прилив неизмеримо малой величины; приливная дробь здесь равняется 10^{-26} , и действительная высота прилива составляет 10^{-15} см, т.е. одну пятидесятую часть радиуса электрона. Эта простая иллюстрация показывает, что при нормальных условиях взаимодействия между соседними звездами чрезвычайно незначительны. Для того, чтобы приливные силы приобрели значение в космогонии, необходимы аномальные условия.

Наше Солнце в настоящий момент не имеет достаточно близких соседей; но возможно, что когда-то при его странствованиях среди звезд оно проходило мимо какой-нибудь из них на расстоянии меньшем, чем современное расстояние до Проxima Центавра. Наиболее достоверные способы суждения о возрасте земли, даваемые геологией и изучением радиоактивности, указывают цифры от 800 до 1.100 миллионов лет. Для надежности примем возраст Солнца равным 1.000 миллионам лет. Сделаем допущение, мало уклоняющееся от истины, — что в те-

чение всего этого миллиарда лет Солнце и все звезды двигались точно так же, как и сейчас, с теми же средними скоростями, сохраняя то же среднее расстояние одна от другой. За этот миллиард лет расстояние Солнца от ближайших звезд должно было постепенно изменяться, и, следовательно, различные звезды одна за другой оказывались в роли ближайших соседей. Но было когда-то время, когда Солнце находилось ближе всего к какой-нибудь из звезд. Вычисление, основанное на теории вероятностей, показывает, что это ближайшее расстояние должно было быть порядка 7×10^{15} см. — расстояние, которое равняется, во всяком случае, одной шестисотой части расстояния Proxima Центавра и в пятнадцать раз превышает радиус орбиты Нептуна. Даже если бы Солнце заполняло всю орбиту Нептуна, то приливная часть, вызванная такой близкой звездой, с массой, равной массе Солнца, была бы равна $\frac{1}{(15)^2}$, или $\frac{1}{3375}$, т.е. высота прилива была бы совершенно незначительна с точки зрения космогонии. Пока дело обстоит так, приливное взаимодействие между отдельными звездами приходится признать несущественным в космогонии, если только случайно эти две звезды не пройдут на исключительно близком расстоянии одна от другой.

Возможно, следовательно, что наше Солнце стало жертвой такой исключительно близкой встречи. Нет никаких оснований считать такой случай а priori невероятным. В результате такой близкой встречи, как увидим, могла создаться система, во многом напоминающая нашу солнечную.

Наши вычисления вероятностей основывались на ошибочном допущении, что условия звездного мира оставались подобными современным за период миллиарда лет. Заглядывая в далекое прошлое вселенной, мы встретим эпоху, когда все условия резко отличались от современных. Мы дойдем до эпохи, которую мы уже исследовали, и в которой Солнце еще не приобрело своих нынешних характерных черт. Оно являлось одним из спутников в венце спиральной туманности, движущимся вместе с тысячами подобных же сгустков. Его плотность была несравненно меньше современной, а его размеры — соответственно больше. Оно было, стало быть, гораздо ближе к своим соседям, чем сейчас. В этот древний период его существования приливный эффект, вызываемый его соседями, был огромный; коснемся этого ближе.

Вообще говоря, при прохождении одной звезды вблизи другой, прилив исчезает, как только приливообразующее тело удаляется. Даже если светила сближались так тесно, что высота прилива превышала радиус первой звезды, то, после удаления второй, первая вновь принимает свою начальную сферическую форму. Но существует предел, за которым первоначальная форма уже не может быть восстановлена. Предельное расстояние зависит, прежде всего, от массы возмущающего тела; в меньшей степени оно зависит от скорости вращения,

формы и распределения плотности первой звезды; слегка зависит оно также и от скорости одной звезды относительно другой. Достаточно правильное представление о ходе событий мы получим, если вообразим первую звезду окруженной некоторой фиктивной сферой, радиус которой зависит от массы возмущающей звезды. Если ее масса равна массе первой звезды, то радиус воображаемой сферы будет равен $2^{1/4}$ действительным радиусам первой звезды; если возмущающая звезда в семь раз тяжелее первой, то радиус воображаемой сферы будет превышать действительный радиус первой звезды в $4^{1/2}$ раза. До тех пор, пока центр проходящей звезды минует первую звезду вне такой воображаемой сферы, прилив исчезает по удалении возмущающих сил, но как только центр возмущающей звезды проникает внутрь воображаемой сферы, так начинаются совершенно новые явления.

При приближении возмущающего тела, прилив вздымается все выше и выше, при чем в наивысшей его точке сила притяжения к центру первой звезды все убывает и убывает. В то же самое время притяжение к центру возмущающего тела начинает сказываться все сильнее и сильнее. Наконец, как раз, когда центр проходящего тела движется по периферии критической сферы, гравитационные силы обоих тел, действующие на прилив, уравновешивают друг друга, — этим условием и определяются размеры критической сферы. Если проходящая звезда пронизывает эту сферу, то частицы приливной волны отрываются от первой звезды, ибо результирующая гравитационная сила теперь уже направляется в сторону возмущающего тела. В результате, в точке наивысшего прилива отрывается струя или клубок газа. Каждая выброшенная частица газа начинает двигаться под совместным действием первой и второй звезд, и задача определения ее орбиты является частным случаем задачи о трех телах, которая, к несчастью, неразрешима. Но, вообще говоря, путь выброшенной материи, испытывая различные искривления, будет все время лежать в плоскости, содержащей орбиту возмущающей звезды.

Если бы такое выбрасывание материи из Солнца произошло просто под влиянием вращения и сжатия, то гравитационного притяжения было бы, как мы видели, недостаточно для противодействия упругому расширению газа, и материя быстро рассеялась бы в пространстве. В случае, исследуемом нами теперь, условия по существу совершенно другие: сжатие при испускании тепла есть процесс очень медленный, а катастрофа, связанная с приливом, может произойти очень быстро. Эффект вращения звезды проявится через тысячи лет, тогда как десятка лет вполне достаточно для того, чтобы приливообразующее тело явилось, сделало свое дело и удалилось прочь. Газовая струя, выделяемая при увеличении скорости вращения, чрезвычайно тонка: струя, выбрасываемая при приливной катастрофе, может легко существовать самостоятельно, и ее гравитационного поля вполне достаточно, чтобы она могла сконденсироваться в компактную массу.

Если гравитация в состоянии совершить это, то она может также разбить струю на отдельные сгустки, как это бывает при конденсации спиральных туманностей. Но здесь надо принять во внимание существенное различие. Сжатие туманностей — медленный, вековой процесс. Год за годом, столетие за столетием продолжается истечение струй однородной формы — процесс можно сравнить с плетением веревки. Но приливная катастрофа, напротив, протекает быстро: в течение немногих лет выделение струи начинается, достигает максимального развития и затем прекращается. Когда струя такой формы распадается, она образует не длинную цепь одинаковых масс, но небольшое количество масс неодинаковых. Естественно предположить *a priori*, что наибольшие массы возникнут из центральных частей нити, более богатых материей, а наименьшие — из конечных частей, где материя сильнее всего разрежена. Это предположение может быть подтверждено тем фактом, что наибольшие планеты нашей солнечной системы, Юпитер и Сатурн, находятся близко от середины ряда всех планет.

Если приливной катастрофой можно объяснить происхождение планет, то, очевидно, можно в общих чертах объяснить и происхождение их спутников. В самом деле, тотчас же вслед за рождением какой-нибудь планеты, например, Юпитера, возникнут те же начальные условия, но воспроизведенные в миниатюре. На долю Юпитера выпадает теперь судьба Солнца, при чем либо одна из соседних звезд, либо само Солнце вызывают на нем прилив и связанную с ним катастрофу. Так как Юпитер, Солнце и возмущающая звезда двигались в одной и той же плоскости — в плоскости орбиты Юпитера, то его спутники должны после своего возникновения также двигаться в этой плоскости, что и подтверждается наблюдением.

Пока мы исследуем наш вопрос в общих чертах естественно думать, что процесс может идти так все дальше и дальше, от одного рождения к следующему рождению, что каждый член семьи спутников может произвести еще меньшие спутники, которые будут вращаться вокруг него — и так до бесконечности. Но внутреннее чутье подсказывает, что так не может продолжаться без конца: должен быть какой-то предел. Точное вычисление подтверждает доводы этого внутреннего чувства, но показывает, что мы перешли бы этот предел, если бы прилагали ко всем спутникам один и тот же метод рассуждения. Я уже упоминал о математической формуле, которая позволяет вычислить массы тел, образовавшихся при конденсации венца спиральных туманностей. Та же формула послужит нам и для вычисления масс планет, возникших из струй, выброшенных Солнцем. Предположим, что в эпоху катастрофы радиус Солнца равнялся радиусу орбиты Нептуна, а потому его плотность была $5,5 \times 10^{-12}$. Допустим, что в середине выброшенной струи средняя плотность была в десять раз меньше, т.-е. $5,5 \times 10^{-13}$. Допустим далее, что температура выброшенной материи соответствовала молеку-

лярным скоростям 4×10^4 , какими обладают молекулы водорода или кислорода вблизи их точек кипения. Тогда наша формула покажет, что масса планет, образовавшаяся из средних частей струи, должна быть около 10^{30} *м*, — т.е. средней между массами Юпитера и Сатурна. С удовлетворением отметим, что наши рассуждения, на которых основывались вычисления, не привели нас к ошибочным выводам, и что намеченный нами путь оказался правильным. Для подтверждения „приливной“ теории рождения этих планет, мы могли бы обратить ход вычислений и, задавшись их современными известными массами, вычислить какова должна была быть плотность материи, их породившей.

Разумеется, такого рода обратные вычисления применимы не только к Юпитеру и Сатурну; если гипотеза приливов верна, то такие же вычисления можно проделать и по отношению ко всем планетам и их спутникам. Например, первые пять спутников Сатурна обладают массой около 5×10^{23} *м*; наши вычисления показывают, что, если бы эти спутники сконденсировались из газовых струй, выброшенных Сатурном, то плотность этого газа должна была бы лежать в пределах от плотности свинца до миллион раз большей. Такое предположение, следовательно, нелепо: единственно, что можно заключить, это — что спутники Сатурна не возникли из сконденсировавшейся газовой струи.

Такое заключение не является неожиданным, непредвиденным. Так как даже теперь спутники эти в виду малых размеров не могли бы удержать газовую атмосферу, то они никогда не могли и быть в газообразном состоянии. Они родились либо в жидком, либо в твердом состоянии.

Таким путем мы дошли, наконец, до предела, за которым уже невозможно образование новых спутников. Предел этот кладется прежде всего малой величиной спутников. Процесс может закончиться еще и потому, что материя может перейти в жидкое или даже твердое состояние, не успев еще распасться на части, как это произошло, вероятно, со спутниками планет и с малыми планетами.

Что же сказать о нашей Земле, которая интересует нас больше всех других планет? Ее современная масса слишком мала для того, чтобы допустить происхождение ее из газовой струи, но мы должны помнить, что если бы она родилась в газообразном состоянии, то большая часть ее массы рассеялась бы в пространстве, так что современная земля представляет собою, быть может, лишь остаток бывшей, более массивной планеты. Но такой подход к исследованию нам ничего не даст. Более продуктивным может оказаться исследование нашего спутника, Луны. Если какая-либо планета родилась в жидком состоянии, то под влиянием приливов, вызванных Солнцем, она должна была отделить спутника, но разница в массах между ней и спутником не так велика, как в случае газообразных планет. Следовательно, переходя от планет, родившихся в газообразном состоянии, к планетам, родив-

шимся в жидком состоянии, мы встретим вместо большого числа мелких спутников — небольшое число относительно крупных и, наконец, встретим планеты, совершенно не имеющие спутников. Как раз это мы наблюдаем в солнечной системе. Оставив Юпитер и Сатурн, обладающих девятью сравнительно мелкими спутниками каждый, мы перейдем к Марсу с его двумя спутниками и Земле с ее одним, относительно большим спутником; затем последуют Венера и Меркурий, совершенно лишенные спутников. Следуя в противоположную сторону от Юпитера и Сатурна, мы придем к Урану с его четырьмя небольшими спутниками и, наконец, Нептуну, с его одним относительно большим спутником. С такой точки зрения система Земля-Луна представляет границу между планетами, родившимися в газообразном и родившимися в жидком состоянии; в другой половине цепи такую же связующую роль играет Нептун. Отсюда мы можем заключить, что Меркурий и Венера родились в жидком или в твердом состоянии, Земля и Нептун — частью в жидком, частью в газообразном, а Марс, Юпитер, Сатурн и Уран — в газообразном.

Мы уже отмечали, что Марс и Уран обладают массами слишком малыми, соответственно их месту в ряду планет. Если планеты родились из струи постепенно изменявшейся плотности, то масса Марса должна быть средней между массами Земли и Юпитера; точно так же масса Урана должна быть средней между массами Нептуна и Сатурна. С другой стороны, мы видели, что, по всей вероятности, Марс и Уран — наименьшие планеты, родившиеся в газообразном состоянии; вполне вероятно поэтому, что обе эти аномальные планеты в свое время выбросили во внешнее пространство больше материи со своей поверхности, чем остальные планеты. Допустим же, что Марс и, в меньшей степени, Уран выбросили в пространство большую часть своей массы; допустим, что они — лишь остатки каких-то более тяжелых планет, — и все аномалии исчезнут, все затруднения будут прекрасно устранены.

Тем не менее, при всех больших достижениях приливной теории, она вовсе не претендует на полное, окончательное объяснение происхождения солнечной системы; она является лишь теорией, рисующей, мне думается, наиболее ясно историю этой системы и более всех других свободной от непреодолимых трудностей.

Перевел *Вас. Шумякин*.

О НАИНИЗШЕЙ ТЕМПЕРАТУРЕ, ДОСТИГНУТОЙ ДО НАСТОЯЩЕГО ВРЕМЕНИ ¹⁾.

Г. Камерлинг-Оннес.

Введение. Когда мы подходим к рассмотрению вопроса о производстве холода при помощи сжиженных газов и об использовании его для лабораторных исследований, то у нас, помимо изучений свойств тел при низких температурах и способов измерения этих температур, выступают на первый план две задачи. Первая из них касается устройства таких приспособлений, которые позволяли бы производство опытов и измерений в пределах всех до сих пор нами достигнутых температур, а вторая — спуститься до температур нам еще не доступных.

Не останавливаясь детально на первом пункте и считая нужным подчеркнуть, что истинной характеристикой Лейденской лаборатории является состав ее служебного персонала и ближайших помощников, который мог сформироваться только при продолжительном ее функционировании ²⁾. Благодаря непрерывному контакту с точными исследованиями в различных областях экспериментальной физики, усваивая постепенно новые усовершенствования способов производства этих исследований при все более и более низких температурах, этот персонал приобрел традиции, позволяющие приложение всего приобретенного опыта и привычек к разрешению новых проблем самого разнообразного свойства. Таким путем лаборатория с ее персоналом осуществляет то, что все более и более становится целью стремлений международной науки. Современная

¹⁾ Речь, произнесенная перед дискуссией по вопросу о получении и применении холода, организованной Фарадеевским Обществом в Лондоне. *The generation and Utilisation of Cold; A general Discussion. Trans. of the Faraday Society, № 53. Vol. XVIII, Part 2.*

²⁾ Подробное описание Лейденской Лаборатории дано Камерлинг-Оннесом, например, в Нобелевской речи, имеющейся в русском переводе (Вопросы Физики, 1914 г. стр. 219). Следует помнить, что в Лаборатории Камерлинг-Оннеса применяется каскадный метод Илкса: Жидкий газ, получаемый при посредстве предшествующего цикла сам служит для охлаждения последующего. Для получения жидкого гелия, например, протельваются циклы со следующими веществами: Хлористый метил (-90°), этилен (-145°), кислород (183°), воздух (-190°), водород (-255°).

наука требует специализации во многих ее областях. Исследователь, работающий в определенной области и желающий произвести некоторые опыты при низких температурах, например,—температурах достигаемых при употреблении жидкого водорода, найдет для себя существенную помощь, если воспользуется услугами персонала, хорошо знакомого с работами в области низких температур. Он сможет сосредоточить все свое внимание на экспериментах, непосредственно его интересующих, не отвлекаясь к приборам для получения низких температур, которые сами по себе достаточно сложны; таким образом, благодаря помощи этого опытного персонала, обращение с жидким водородом становится настолько простым, как если бы это был не жидкий водород, а например, вода. Число задач, подлежащих разработке в этой области, возрастает чуть не с каждым днем.

Когда я решил около 40 лет тому назад начать работать с низкими температурами, я, конечно, был убежден, что такая работа должна дать важные результаты в деле изучения свойств материи. Но то расширение и та важность, какую скоро приобрели работы в этом направлении много превзошли все мои предположения. В то время как умеренные количества жидкого воздуха были доступны для занимавших меня тогда исследований, возникла скоро необходимость произвести измерения с жидким водородом. Но, прежде чем водород был сжижен, был открыт гелий, и это вещество оказалось впоследствии способным далеко раздвинуть предел температуры, даваемой водородом. И далее, прежде чем гелий был сжижен, открытие Планком кванта сообщило совершенно новый взгляд на работы при низких температурах. После сжижения гелия открытие сверхпроводимости тел указало совершенно новое поле для исследования. Таким образом здесь возникали постоянно новые задачи, число которых все увеличивалось и которые могли найти свое решение скорее всего в Лейденской лаборатории. Хотя я с большим удовлетворением буду приветствовать сжижение гелия во вновь устраиваемых криогенных лабораториях, я все же думаю, что международный интерес Лейденской лаборатории будет неослабно возрастать и в будущем.

Для сегодняшнего доклада выступает на первый план одна важная задача, на которую я уже указывал, это—задача о расширении предела низших температур для наших исследований.

Поэтому я прошу разрешения сделать предварительный обзор опытов, направленных к осуществлению самой низкой до сих пор достигнутой температуры.

2. ПЕРВЫЕ ОПЫТЫ. Как только попытки сжижения гелия увенчались успехом, были, конечно, сделаны попытки добиться также его обращения в твердое состояние. Эти попытки были даже произведены в тот самый день, когда гелий в первый раз был виден в жидком состоянии. Метод состоял в испарении жидкого гелия под пониженным

давлением. Рис. 1 дает схему прибора, в котором гелий впервые был виден в жидком состоянии и того аппарата, при помощи которого было достигнуто его сжижение. После предварительного надлежащего охлаждения, сжатый гелий проходит через спираль холодильника, в котором он охлаждается до температуры водорода, испаряющегося под пониженным давлением воздушного насоса. Будучи охлажден до этой

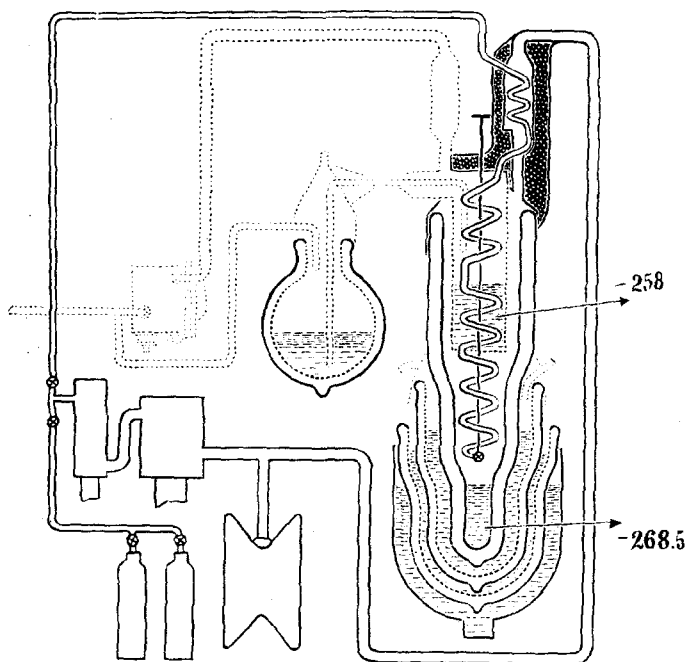


Рис. 1.

чрезвычайно низкой температуры, он входит в спираль собственно - холодильника, конец которой снабжен отверстием с винтелем. Здесь он расширяется: часть его сжижается процессом Линде, и газ возвращается между витками только что названного спирального холодильника, при чем пары несконденсировавшегося гелия, при помощи насоса собираются в гасгольдер, а затем снова сжимаются насосами. Жидкий гелий собирается на дне стеклянного вакуум-сосуда ожидателя, где легко можно видеть его накопление. Для этой цели дно этого сосуда оставлено непосеребренным, сам он окружен тремя другими Дьюаровскими сосудами, из которых первый содержит жидкий водород, второй, — жидкий воздух и в третьем циркулирует алкоголь при обыкновенной температуре; это последнее приспособление служит для того, чтобы сосуд с жидким воздухом не покрывался инеем от осаждения на нем паров воды из атмосферы. В начале опыта, в котором имелось в виду произвести отвердевание гелия испарением его жидкости, вентиль был заперт, и воздушные насосы остановлены. Пары гелия, выделяющегося из жидкости на дне вакуум-сосуда ожидателя, проходили под атмосферным давлением в гасгольдер, при чем было видно, что жидкий гелий кипел спокойно.

Чтобы затем произвести испарение гелия при пониженном давлении достаточно было прекратить сообщение его с гасгольдером и

Будучи охлажден до этой
чрезвычайно низкой
температуры, он входит
в спираль собственно -
холодильника, конец которой
снабжен отверстием
с винтелем. Здесь он
расширяется: часть
его сжижается процессом
Линде, и газ
возвращается между
витками только что
названного спирального
холодильника,
при чем пары не-
сконденсировавшегося
гелия, при по-
мощи насоса соби-
раются в гасголь-
дер, а затем снова
сжимаются насосами.
Жидкий гелий со-
бирается на дне сте-

пустить в ход компрессоры, которые теперь должны действовать как вакуум-насосы. Объем насосов оказался достаточно велик, чтобы удалять пары так быстро, что температура была значительно понижена, и когда их действие было усилено присоединением еще нового сильного вакуум-насоса, то давление понизилось до 1 см, но гелий все же оставался при этом жидким.

В то время было невозможно идти дальше в этом направлении, так как тогда можно было сделать только импровизованное присоединение аппарата к сильному вакууму-насосу. В 1909 году опыт был повторен после того, как надежные приготовления для этой цели были сделаны; упомянутый Буркхардов вакуум-насос, емкостью в 360 м³ в час, мог при этом развить всю свою мощь. Но и тут оказалось, что, несмотря на понижение давления до 2 мм, гелий все же не отвердевал. Хотя жидкость при этой низкой температуре потеряла свою способность стоять у стенок стекла с резкими границами наподобие лезвия ножа и обнаруживала теперь обычное свойство капиллярности, однако, ее удивительная подвижность сохранилась. Для получения твердого гелия такой результат был обескураживающим. Но, с другой стороны, это указывало на то, что область температур, в которой свойства тела могли быть исследованы, при помощи жидкого гелия, расширялась дальше, чем можно было надеяться по аналогии с другими газами, обладающими низкими критическими температурами, и в этом смысле результат был утешительный, потому что очень трудно получить постоянные и однородные температуры при помощи какого-либо вещества ниже точки его плавления. С гелием затруднения были бы столь велики, что температура его отвердения должна считаться предельной, ниже которой им было бы невозможно пользоваться. Поэтому за немением еще более летучего вещества, здесь был бы положен предел для научного исследования. Все время пока с дальнейшим понижением давления паров гелий продолжал оставаться жидким, эта неудача опытов с обращением гелия в твердое состояние являлась выигрышем: новая область температур, особенно важная в виду ее крайнего положения, делалась таким образом для нас доступной.

§ 3. Усовершенствования в гелиевом криостате и цикле¹⁾). По счастью можно было получить значительно более низкую температуру, чем говорилось выше, но мы достигли скоро такой точки, при которой малая плотность паров ставит нам новый предел, ниже которого мы не можем спуститься. Я останавлиюсь теперь на опытах, которыми для жидкого гелия было достигнуто понижение до этого предела.

¹⁾ Здесь я должен с благодарностью упомянуть о том значительном увеличении запаса гелия, какой я получил от американского министерства мореплавания (Navy)—30 м³ и от профессора Мак-Ленана—6 м³.

Этот прогресс шел, однако, постепенно, нога в ногу с правильным развитием лаборатории, и последние этапы были возможны только после значительных усовершенствований в приспособлениях для достижения этих низких гелиевых температур. Важное усовершенствование было достигнуто, когда нам удалось перенести жидкий гелий из аппарата, в котором он был

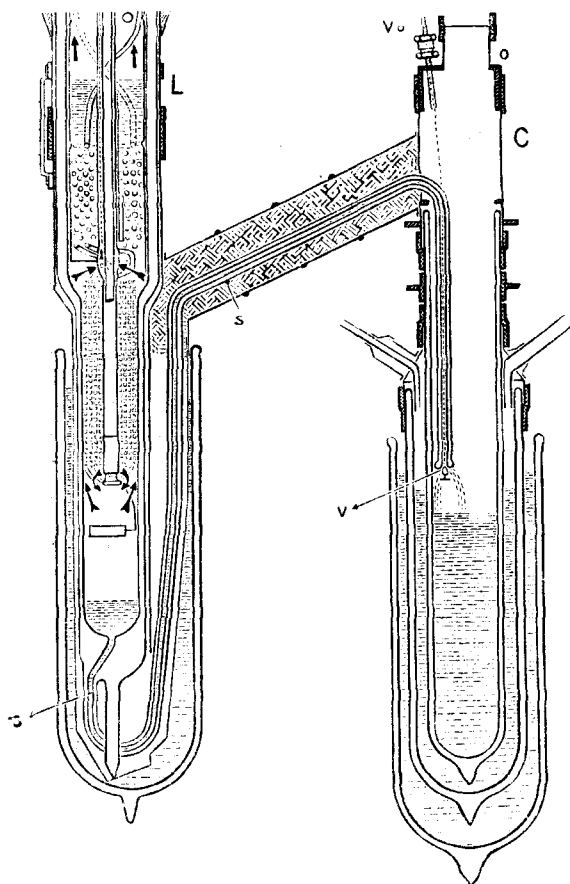


Рис. 2.

сжижен в криостат, в котором, подобно другим сжиженным газам, им можно было пользоваться обыкновенным способом в качестве ванны для низких температур. Криостат *C* оставался еще тесно связанным с прибором для сжижения *L* (рис. 2), но пространство в криостате, доступное для опытов, теперь не было стеснено наверху спиральным холодильником, как в прежнем аппарате. Разные приспособления могли быть внесены в криостат сверху через крышку (ср. рис. 5*b*), тогда как ванна, окружающая аппарат, с которым производится исследование, могла быть получена переливанием гелия при помощи сифона из сосуда для сжижения в криостат. Такие криостаты

употреблялись уже во многих исследованиях над свойствами веществ при очень низких температурах, особенно в области электричества и магнетизма. Рис. 3¹⁾ показывает аппарат вместе со схемой усовершенствованной циркуляции гелия; в эту схему и был введен такой криостат. Гелий, который сжижается, выходит через вентиль *k* спирального охладителя, собирается в нижней части вакуум-сосуда ожидателя, как в первоначальном аппарате. Однако дно этого сосуда не запаяно, но

¹⁾ Отчасти схематический, отчасти показывающий только относительные размеры частей.

продолжается в виде сифонной трубки *s* (рис. 2) с двойными высеребренными стенками, а сифон заканчивается вентиляем *v*. Когда этот вентиль закрыт, вновь образующийся гелий собирается в вакуум-сосуде ожидателя. При открытии вентиля *v*, (рис. 2 и 5), жидкий гелий может поступить в криостат. Самый криостат состоит из непосеребренного вакуум-сосуда, в котором собирается жидкий гелий. Этот сосуд окружен другим вакуум-сосудом. При его серебрении были оставлены пено-

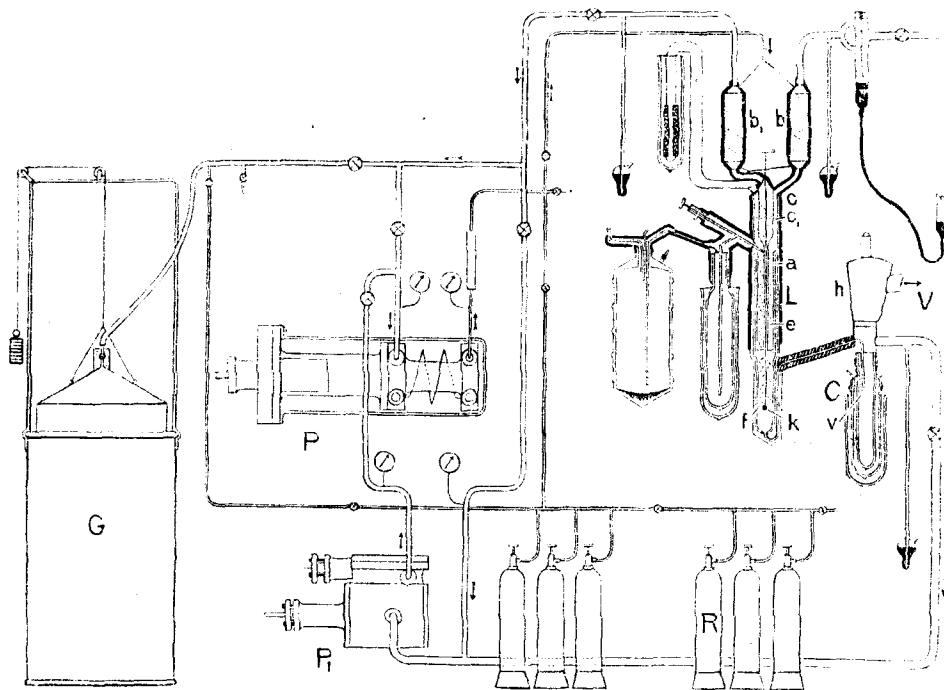


Рис. 3.

крытыми две противоположно стоящие полоски, чтобы видеть, что делается в сосуде с гелием (ср. рис. 5*b*). Второй вакуум-сосуд окружен третьим, посеребренным таким же образом и содержащим жидкий воздух. Пары гелия, выделяющиеся из криостата и ожидателя, поступают в насосы P_1 и P (рис. 3), назначение которых следующее: когда циркуляция функционирует, пары перегоняются в ожидатель и пополняют здесь запас жидкого гелия. При помощи такой циркуляции процесс сжижения гелия продолжается непрерывно, все время, пока производятся интересные опыты в ванне из жидкого гелия в криостате. Как только гелий испарился в значительной мере из криостата, тотчас в последний впускается новая порция гелия в желаемом количестве.

Усовершенствование в работах с гелием, достигнутое разделением криостата от ожидателя, сопровождалось также усовершенствованием самого ожидателя, что привело к более быстрому приготовлению жид-

кого гелия и в то же время к более экономному расходованию жидкого водорода. Главная часть улучшения состояла в более совершенном использовании доступного холода. Гелий, после того как он сжат до

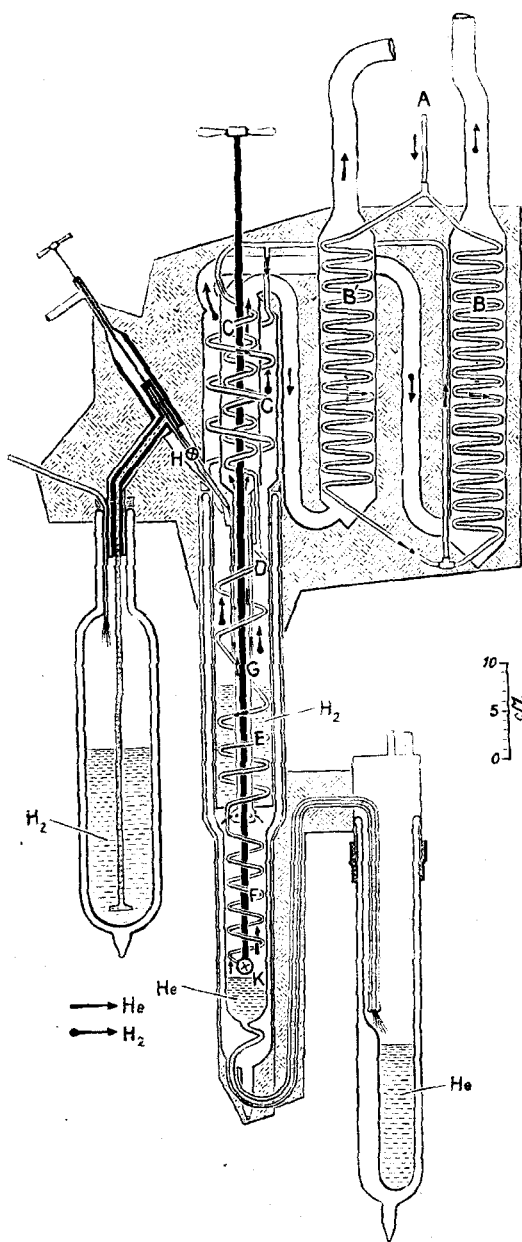


Рис. 4.

3) атмосфер, разделяется между двумя спиралями *B* и *B'* (рис. 4¹) которые опять соединяются, проводят гелий через трубу, содержащую уголь, охлаждаемый жидким воздухом, и затем снова разделяются на спирали *C* и *C'*. Спирали *B* и *C* охлаждаются холодным водородным паром, идущим из жидкого водорода в холодильнике, а *B'* и *C'* охлаждаются холодным гелиевым паром, поступающим из ожиждителя. Обе спирали длиннее, чем в первом ожиждителе; они соединяются вместе и образуют спираль *D*, которая сначала охлаждается водородными парами, окружающими *D*, а затем жидким водородом, окружающим *E* и переходит в холодильную спираль *F*, заканчиваясь вентилем *K*, как и в первоначальном ожиждителе.

Помимо получения этим путем более совершенного действия ожиждителя, сама емкость циркуляции была увеличена введением двух больших компрессоров *P* и *P*₁, которые в то же время могут работать, как вакуум-насосы.

Таким образом в новом криостате целыми часами

¹) Соответствующие части на рис. 3 обозначены теми же, но малыми буквами *b*, *b'*, и т. д.

можно иметь в своем распоряжении ванну жидкого гелия, испаряющегося при давлении 3 мм, емкостью около 500 см³. Можно было в этих условиях производить в широких размерах опыты при температурах, достижение которых в прежних опытах с жидким гелием едва могло быть продемонстрировано. Такой криостат с ванною, чрезвычайно низкой температуры, применялся с большим успехом в опытах дальнейшего охлаждения гелия своим собственным испарением. Прибор для испарения (рис. 5), в котором гелий был охлажден до самой низкой температуры, какая когда-либо была достигнута, состоит из вакуум-сосуда *a* с двойными стенками (рис. 5а) содержащего гелий, когда он охлажден возможно сильно и из широкой отводящей трубки *b* для газа, образованного испарением. Сосуд для испарения погружен в сильно охлажденную ванну с гелием криостата *C*. Газ, выходящий через трубку *b*, оставляет криостат через крышку *h*, соединенную с мощными вакуум-насосами *F* (рис. 6). Ясно, что эти насосы не только должны производить вакуум высокой степени, но в то же время должны обладать весьма большой емкостью при давлении этого вакуума, ибо газ образованный испарением, будет занимать большой объем при атмосферной температуре и при низком давлении пара. Точно так же ясно, что цель может быть достигнута только, если криостат позволяет этим большим объемам газа уходить через широкие, выводящие трубки, как оно и есть в нашем аппарате. Если трубки, по которым движется газ, не очень широки или не находятся при очень низких температурах, то движение газа при низких давлениях требует разниц давлений такого же порядка, как и те, при которых сам газ откачивается. Эти разницы могут составлять значительную часть того давления, при котором происходит испарение гелия.

§ 4. Временная остановка. Эти два соображения уже показывают, что большие требования должны предъявляться к аппаратуре для такого рода опытов и особенно по отношению к емкости вакуум-насосов, если имеем в виду достичь очень низких давлений. В 1910 году был произведен первый опыт в этом направлении, основанный на выше описанном принципе, но с недостаточными средствами. Несмотря на то, что криостат обладал некоторыми недостатками, благодаря одной благоприятной случайности, был достигнут более низкий предел для давления пара, чем в 1909 году. Хотя этот результат не мог быть получен снова при повторении опыта с прибором, устроенным так же, как и в первом опыте, однако, не оставалось никакого сомнения, что давление пара может быть понижено весьма значительно против 2,2 мм без обращения гелия в твердое состояние и что при давлении в 0,2 мм он по всей вероятности должен оставаться жидким. Это значит, что для обеспечения дальнейшего прогресса в этом направлении должно предъявить к аппарату гораздо более высокие требования, если не хотим довольствоваться минимальным давлением 2,2 мм. Так прошло несколько лет, прежде чем можно было думать о понижении

предела ниже случайно достигнутого в 0,2 мм. Эта задача была отложена в сторону, и было приступлено к решению других проблем, более важных для данного момента и более доступных к разрешению при существующих средствах лаборатории. Таков, например, вопрос о сверх-

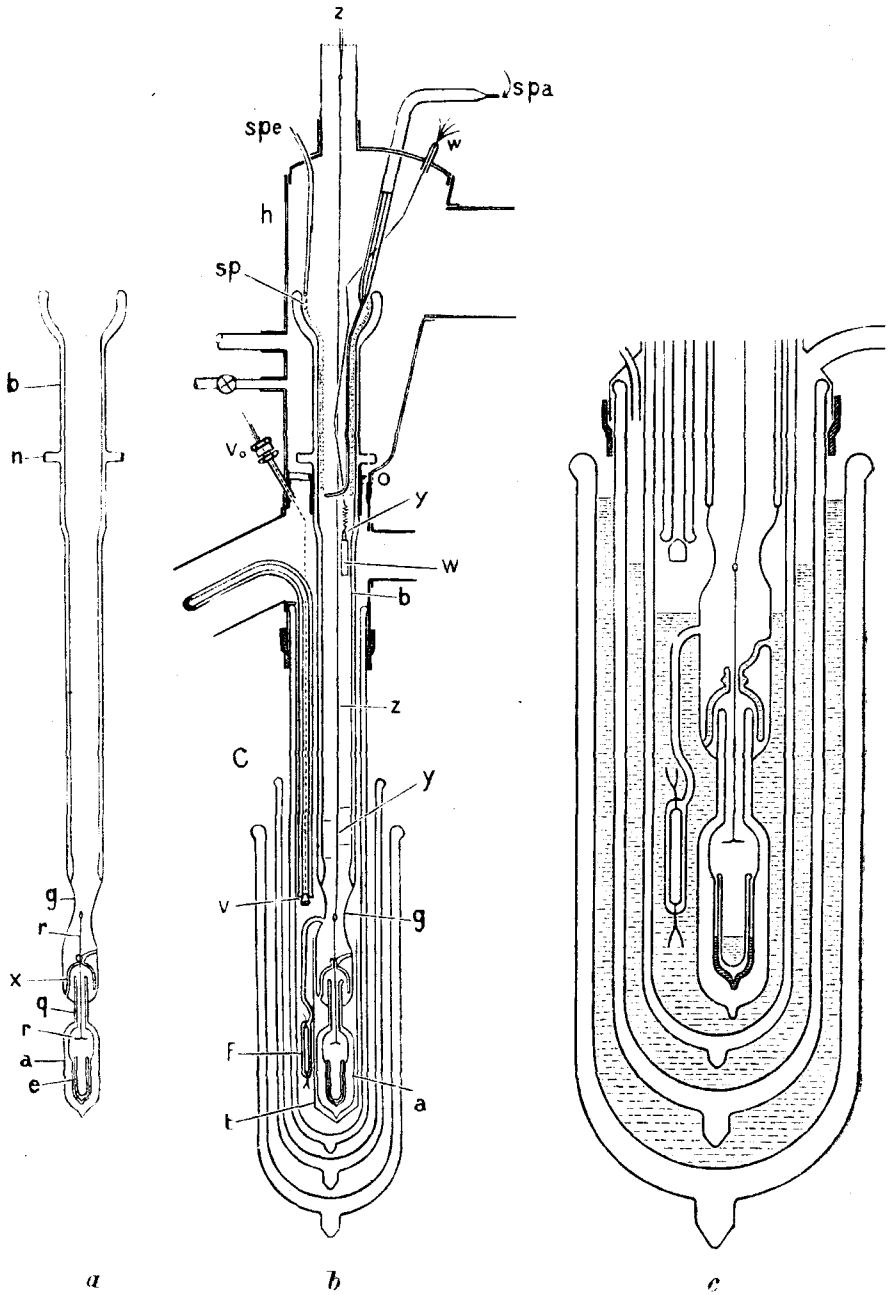


Рис. 5.

проводимости, о предельной величине магнитного поля, при которой обыкновенное сопротивление возникает в сверхпроводнике. (Самая низкая полученная температура оставалась та, которая соответствует давлению пара 0,2 мм. Я оценивал эту температуру около $1,15^\circ K^1$). Принимая во внимание ненадежность этой оценки, было бы осторожнее сказать, что в понижении температуры мы приблизились к $1^\circ K$. По мере того, как работы с гелием все более подвигались вперед, становилось все более и более необходимым добиться дальнейшего понижения предела давления против 0,2 мм, а также особенно выяснить вопрос о возможности понижения температуры ниже $1^\circ K$. Наконец к этой задаче снова можно было приступить в 1919 году, когда затруднения, связанные с войной и с кризисом, были преодолены.

§ 5. Новая попытка. Тогда впервые для удаления гелия из испарительного прибора был пущен в ход большой вакуум-насос Буркгардта V_B (рис. 6) емкостью 360 м^3 в час, который сочленялся в ряд с насосом V_A , 18 м^3 вместимости и с Сименсовым насосом V_3 , вместимости 2 м^3 . Устройство и действие большого насоса V_B , было таково, что для газа из смазочного масла не представлялось никакой возможности поступать в вакуум. Кроме того, клапаны, которые в начале держались закрытыми посредством пружинки, пока газ своим собственным избытком давления не приподнимал их и не перетекал из цилиндра к выводной трубе, теперь открывались и закрывались механическим приспособлением в надлежащий момент для выравнивания давления в обоих пространствах. Впрочем, впоследствии клапаны на стороне давления были совсем устранены, и это пространство было прямо присоединено к засасываемому пространству вспомогательного насоса. С таким улучшением в действии насосов, благодаря которому удалось предельное засасываемое давление понизить до 0,04 мм (в лучшем случае до 0,025 мм) и с сосудом для испарения, который, хотя и не был так хорош, как в опытах, которые будут описаны ниже, удавалось все же откачивать в час около 2,7 литров газа (при нормальном давлении и температуре). При этом засасываемое давление в верхней части криостата было доведено до 0,1 мм; отсюда был сделан вывод, что давление испарения было опять понижено против того, какое было достигнуто в 1910 году; может быть, его можно оценить в 0,15 мм. Когда давление спустилось до этой величины, то не было замечено никакого дальнейшего изменения в характере испарения, очевидно следствие наступления равновесия между притоком тепла и его убылью от испарения. И здесь гелий не затвердевал, и, следовательно, предел для давления должен быть еще более понижен, что, в свою очередь, вызывало повышенные требования к последующим опытам.

¹⁾ K (Kelvin)—символ градусов абсолютной шкалы температур.

§ 6. БАТАРЕЯ ИЗ КОНДЕНСАЦИОННЫХ ВАКУУМ-НАСОСОВ. Реальный прогресс мог быть достигнут только с выполнением давно желанного плана, именно с построением целой серии вакуум-насосов большой емкости, дающих крайние степени разрежения. Эту цель предполагалось осуществить устройством большого числа Лангмюровых конденсационных насосов, соединенных параллельно. В 1920 году был

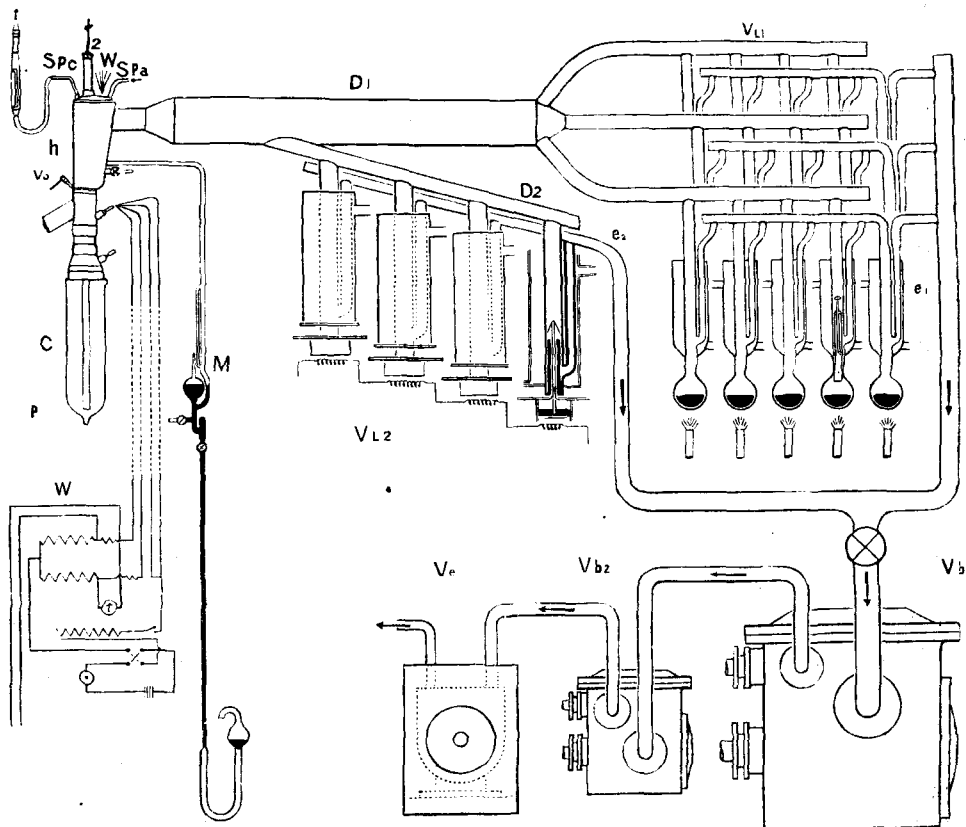


Рис. 6.

сделан первый шаг к осуществлению этого плана, и с тех пор батареи таких насосов постоянно увеличивались. В опытах, описываемых сегодня, такая батарея возрасла (рис. 6) уже до двенадцати стеклянных V_1 и до шести железных Лангмюровых насосов, соединенных параллельно в одно целое. Буркгардовские насосы, соединенные поперечно в ряд, служили в качестве вспомогательных насосов. Все это видно на схематическом рисунке 6.

Батарея из двенадцати стеклянных насосов состоит из трех серий по четыре насоса, при чем каждая серия имеет еще как бы вспомогательный насос Лангмюра (рис. 6) прежде присоединения

ее к настоящему вспомогательному насосу, состоящему из комплекта Буркгардовских насосов. В этой батарее ртуть конденса ионных насосов нагревается газом. Так как горение недопустимо в таком помещении, как отделение для опытов с гелием, то батарея насосов помещается в небольшой отдельной комнате, устроенной в том же помещении. Комната, содержащая батарею, проветривается внешним воздухом при помощи вентилятора, который поддерживает поток воздуха через щели в стенах в отделение с гелием ¹⁾. Все соединения в стеклянных насосах делались с помощью спайки. Различные серии вмазывались в медные засасывающие трубы, которые соединялись в главной трубе D_1 в 12 см диаметром. Поскольку медные трубы не припаивались одна к другой, они соединялись между собою при помощи замазки, совершенно так, как главная труба была соединена с шлемом аппарата для испарения. Единственное соединение каучуковыми трубками было допущено в соединении трубок, идущих от вспомогательных Лангмюровых насосов к сосущей трубе Буркгардовского насоса V_{b1} . Все медные трубки были, кроме того, лакированы.

Вообще железные насосы для крайних разрежений не так хороши, как стеклянные, но они достаточно хороши, чтобы получить те высокие степени вакуума, с какими нам приходилось иметь дело. Они нагреваются электрически, и надо постоянно иметь в виду, чтобы ни одно из соединений при помощи замазки не попортилось. Но я не хочу более останавливаться ни на этих деталях, ни на тех неожиданностях и неудачах, с которыми по необходимости постоянно приходилось встречаться в описываемых работах.

При помощи батареи насосов, с которой я теперь работаю, при давлении в 0,005 мм. на сосущей трубе испарительного аппарата была, в конце концов, достигнута, емкость в один литр (при норм. условиях темп. и давл.) в один час удаленного газа, что соответствует количеству испаренного жидкого гелия равному 1,25 см³, при температуре 2° К.

§ 7. Уменьшение до минимума количества теплоты, сообщаемой испаряющемуся гелию через теплопроводность. Большая емкость вакуум-насосов может быть тем лучше использована, чем лучше испаряющийся жидкий гелий защищен от притока теплоты и чем более ослаблено сопротивление трения на пути пара гелия от испаряющейся поверхности к насосам. Однако, оба эти требования очень трудно выполнить одновременно в испаряющем аппарате: более широкая отводная труба будет, конечно, уменьшать трение, но в то же время она дает место и более сильному притоку тепла к гелию через стеклянные стенки и особенно через теплопроводность в колонне самого газообразного гелия в трубе. Оба требования были по-

¹⁾ В случае необходимости все газовые горелки могут быть сразу потушены.

возможности удовлетворены устройством испаряющего аппарата (рис. 4), который употреблялся в последних опытах в 1920 и 1921 гг. (для объяснения некоторых деталей в конструкции см. также § 9 и 10). Кроме малого сосуда испарителя *a*, с двойными стенками и с безвоздушным пространством между ними, и подобной же выводящей трубки *b*, в которой пространство между двойными стенками может быть выкачено через кран, мы замечаем еще часть *g* с простой стенкою. Последняя служит для введения при помощи особого искусственного приема жидкого гелия в сосуд-испаритель *a*.

Для этой цели жидкий гелий вводится в пространство, соединенное с насосами для производства наивысшего вакуума, т.-е. в испаряющий аппарат, в трубу, соединяющую его с насосами и в самые насосы, в то время как они были остановлены. Таким образом в этом пространстве давлению было предоставлено возрасти выше давления паров в ванне криостата, и тогда внутри аппарата гелий стекал по стенкам в его нижнюю часть. Если пустить опять в ход вспомогательные насосы, то испарение под пониженным давлением начинается снова и продолжается до тех пор, пока в сосуде испарителя не останется только требуемое количество гелия, которое здесь охлаждается далее вследствие полной его защиты от притока тепла. Чтобы произвести еще дальнейшее охлаждение пускаются, наконец, в ход насосы высшего вакуума, и тогда уже может быть начат предположенный опыт. Давление наверху испаряющего аппарата, при котором совершалось засасывание, измерялось манометром Мак-Леода (М—рис. 6). Особые старания были приложены к тому, чтобы устранить приток тепла к гелию в испарителе через теплопроводность или через лучеиспускание. Необходимо также обратить внимание на излучение теплоты теми частями аппарата, которые оставались при обыкновенной температуре, напр., от шлема над выводящей трубой, по которой испаряющийся гелий удалялся. Порядок величины этой радиации может быть оценен через сравнение с черным излучением с плоской поверхности ($4,8 \cdot 10^{-9} T^4 \text{ gcal.}$ в 1 час. и с 1 см^2). Подставляя в это выражение величину обыкновенной температуры получаем 30 gcal. , которых, ввиду малости теплоты парообразования гелия—около 6 cal. —достаточно, чтобы испарить количество жидкости, занимающей объем в 30 литров, при нормальных T и P в газообразное состояние. Однако весь комплект насосов рассчитан на удаление при рассматриваемых давлениях только количества газа, соответствующего 1 литру при норм. T и P . Поэтому необходимо, чтобы радиация к сосуду-испарителю принималась как можно больше непрозрачными металлическими экранами, охлажденными до низких температур, лучше всего—до температуры гелиевой ванны в криостате. Излучение от экранов, охлажденных в такой мере, ввиду его зависимости от 4-й степени температуры, настолько мало, что им можно пренебречь. Защита от радиаций, падаю-

щих сбоку на стенки сосуда-испарителя может быть особенно легко осуществлена: вся нижняя часть этого сосуда окружается металлическим колпаком, верхняя часть которого простирается за поверхность жидкого воздуха в криостате. В колпаке оставлены были открытыми две щели, чтобы сделать видимым испаряющий сосуд через непосеребренные полоски вакуум-сосудов. Обыкновенно щели остаются закрытыми двумя экранами, которые могут вращаться вокруг колпака. Их отодвигают только когда надо наблюдать положение уровня жидкости; для освещения употребляют лампочки с металлической нитью, помещенной позади раствора из квасцов. Для устранения переноса теплоты сверху путем лучейспускания в сосуд-испаритель было устроено приспособление, исполненное главным стеклодувом нашего отделения, Кессель рингом (Kesselring), представляющее собою верх стеклодувного искусства. Над испаряющим сосудом a впаян в стекло колпачок с двойными стенками, коего промежуточное пространство присоединено к вакуум-трубе. Гелий, находящийся в криостате, втекает в это промежуточное пространство, верхняя часть которого зачернена, а нижняя посеребрена. Радиация сверху может проникать только путем отражения вдоль стенок этого колпачка. Далее, перенос тепла сверху был сведен до минимума сужением одностенной средней части настолько, насколько позволяла прочность аппарата и количества протекающего пара. Затем экраны y , охлаждаемые восходящим газом и другими способами, о которых речь будет дальше, были так помещены в выводящей трубе, чтобы они не мешали свободному выводу пара. Внутренние стенки выводной трубы были зачернены смесью сажи с раствором целлулоида, для уменьшения отражающей способности. Наконец той же цели служит и спираль Sp , которая была введена вверху трубки и через которую прогонялся жидкий водород; ею удалялась часть теплоты, которая иначе распространялась бы вниз по стенкам. Еще в другом отношении было использовано искусство нашего стеклодува при устройстве испарительного аппарата. Как мы видели, выводящая труба имеет также двойные стенки в верхней части, которая была посеребрена и эвакуирована, между двойными стенками. Натяжения, возникающие в стекле, благодаря большой разнице температур между внутренними и внешними стенками, устраняются металлической коробкой n , припаянной к стеклу и играющей роль пружины. Теплота, переносимая сверху стенками через сужение к нижней части пробки, принимается ванной криостата¹⁾, так как уровень жидкости в криостате, поддерживается всегда выше сужения g . Это приспособление имело целью достичь того, чтобы температура гелиевого газа над испаряющим сосудом не была заметно выше температуры ванны.

¹⁾ Теплота, таким способом отвлеченная к ванне, не имеет заметного влияния на скорость испарения, а, следовательно, и на время, в течение которого может продолжаться опыт.

Горло сосуда, в котором происходит испарение под очень низким давлением, было длинное и узкое, во-первых, для того, чтобы по возможности уменьшить приток тепла через стекло, при чем малый радиус позволял сделать внутреннюю стенку очень тонкой, а во-вторых, чтобы сделать скорость, с какой удаляется пар, достаточно большой, так, чтобы быстро уносить теплоту, которая иначе входила бы теплопроводностью по колонне газа гелия. Во всех этих приспособлениях всегда имелось в виду достигнуть предела, при котором неблагоприятные условия трения могли бы себя проявить.

Все сейчас описанные предосторожности принимались с целью по возможности защитить гелий в сосуде-испарителе от притока тепла; благодаря им испарение, измеренное при нормальных условиях, было доведено до 0,9 литра. Засасывающее давление, производимое насосами высокого вакуума в шлеме испаряющего аппарата по показанию Мак-Леода было около 0,0055 мм.

В надежде уменьшения количества стекла, какое, в конце концов должно было быть охлаждено испаряющимся гелием, на дне сосуда и парителя был помещен особый стеклянный вакуум стаканчик *e* с тонкими двойными стенками. При этом предполагалось, что при непрерывном откачивании жидкость в стаканчике будет продолжать испаряться и после того, как жидкость, окружающая его, уже испарилась, так, что условия для охлаждения гелия будут более благоприятны, так как меньше стекла должно охладиться и меньше теплоты будет переноситься по стенкам. Сейчас будет видно, что особенности в ходе испарения производили то, что уровень жидкости внутри и снаружи стаканчика опускался в одинаковой мере. Что касается дальнейшего прогресса в достижении более низких температур, то оказалось, что этот сосуд не оправдал наших надежд.

§ 8. Уменьшение до минимума сопротивлений трения на пути от испаряющегося гелия к насосам. Теперь я перехожу к обсуждению вопроса об уменьшении до минимума сопротивлений трения испаряющемуся гелию на его пути от поверхности жидкости, в испарительном сосуде к насосам высокого вакуума, а, следовательно, к наилучшему использованию низкого засасывающего давления этих насосов. Ширина выводящей трубы могла быть увеличена лишь настолько, насколько это позволяли размеры верхней части шлема криостата *o* (рис. 5*b*). Отверстие в этой части не могло быть расширено без перестройки всего криостата. ¹⁾

С наибольшей шириною выводящей трубы, в настоящее время для нас доступною, газ вследствие значительного притока тепла при его подъеме приобретает столь большую скорость, что слишком боль-

¹⁾ Усиленные работы по устройству нового криостата с более широким отверстием верхней части находятся в ходу.

ное трение должно было бы развиться в наших опытах, если бы не было принято особых мер предосторожности. Для этой цели в верхнем конце выводящей трубы была помещена прокладка, которая могла быть сильно охлаждена наружными средствами. Прокладка состояла из медной спирали S_p , через которую пропускался жидкий водород. Спираль была соединена с Дьюаровым сосудом, наполненным жидким водородом, и жидкость протеснялась через нее под действием небольшого избыточного давления; при чем подача жидкости регулировалась при помощи измерителя скорости течения, показывающего количество испаряющегося водорода. Эта прокладка, будучи таким способом охлаждена, не только ослабляет значительно нагревание пара при его выходе через выводную трубу и способствует ослаблению лучеиспускания, охлаждая различные экраны, но она также берет на себя, как было сказано, часть теплоты, проникающей сверху вдоль стеклянных стенок испаряющего аппарата. При помощи небольшого термометра, устроенного на принципе электрического сопротивления и помещенного, под нижним витком спирали можно всегда убедиться, работает ли это приспособление надлежащим образом. В опытах наилучше удавшихся температура под спиралью спускалась до 200° С. Тогда потеря давления, обусловленная сопротивлением трения, как мы увидим, спускалась до 0,01 мм.

§ 9. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ. При определении давления в пространстве непосредственно над уровнем испаряющегося гелия мы пользовались манометром основанным на принципе сопротивления. Давления подобные тем, какие имеют место над поверхностью испаряющегося гелия, слишком малы, чтобы их можно было измерять подходящим ртутным манометром; такому манометру нужно было бы придать очень сложное устройство, но тогда с ним было бы в данном случае очень трудно оперировать. Уже с этой точки зрения манометр с сопротивлением является более предпочтительным. При том трубка манометра может иметь очень малые размеры, и прибор может быть калиброван очень хорошо в пределах давления от 5 до 20 бар. Какой бы манометр ни употреблялся, если пространство манометра находится при обыкновенной температуре, и оно соединено с пространством более низкой температуры узкой трубкой, то давление в манометре не будет равно измеряемому. При низком давлении, при котором происходит испарение гелия, средний свободный путь газовых молекул, по всей вероятности, во много раз больше диаметра трубки, за исключением случая, когда наша трубка поддерживается при очень низкой температуре. Между пространством при низкой и пространством при высокой температурах должна существовать разность давлений, равная термическому молекулярному давлению. Надежда¹⁾, что это затруд-

¹⁾ Leiden Comm. Suppl. № 34a.

нение, свойственное измерениям давления при низких температурах, могло быть устранено употреблением манометра с сопротивлением. (т.-к. здесь было возможно держать самую трубку манометра при низкой температуре), к счастью, подтвердилась опытом, произведенным ван-Гулик (*van-Gulik*). Таким образом давление в испарительном сосуде было определено манометром с сопротивлением, коего манометрическая трубка поддерживалась при температуре только немного выше температуры испаряющегося гелия, так как была погружена в гелиевую ванну вне испарительного сосуда. На рис. 5 *b* и *c* видно, как манометрическая трубка припаяна к нижней части испаряющего прибора; на рис. 6 видно приспособление *W* для измерения давления, изображенное схематически. На первый взгляд кажется сомнительным, может ли быть применен к столь низким температурам принцип, на котором основан этот манометр, т.-е. изменение сопротивления его проволоки с температурой; ведь здесь не только сопротивление должно упасть до очень малой величины, но оно более и не изменяется с температурой, как это действительно имеет место с платиновой проволокой, охлажденной до температуры жидкого гелия. Но оказывается, что остающееся сопротивление при этой температуре все еще достаточно велико (если возможно малый ток течет через проволоку), чтобы нагреть проволоку до такого предела, когда температура поднимется настолько, что сопротивление начинает заметно возрастать; тогда влияние давления на потерю тепла из проволоки делается доступным для наблюдения по разности токов, потребных для поддержания одного и того же сопротивления. Хотя измерительный прибор, употребляемый таким способом, является скорее указателем, чем измерителем давления, однако, при помощи калибрования, при известных давлениях желаемая цель может быть достигнута. При этом калибровании аппарат был наполнен газообразным гелием в покое, и нижним концом опущен таким же способом, как и в опыте, в ванну с гелием. Верхняя часть, проходящая наверх криостата, оставалась при обыкновенной температуре. Трубка *b* еще недостаточно широка, чтобы сделать ненужной поправку на термическое молекулярное давление между верхней и нижней частями. Точность измеренных величин давления, которые сейчас будут даны, будет увеличена в новых опытах, когда будет устранена неточность, происходящая от того, что поправка была до сих пор только в числене. Я не буду, однако, останавливаться теперь на этой поправке, которая едва достигает 0,003 мм. Мы будем пренебрегать также разницей, могущей еще существовать между давлением в манометрической трубке и на поверхности жидкого гелия.

§ 10. Приспособление для перемешивания жидкого гелия. Наконец, мы должны упомянуть о маленькой мешалке, *r*, вводимой в испаряющий сосуд *a*. В приборе для испарения показанном на рис. 4, она состоит из горизонтального стеклянного диска, прикре-

пленного к стеклянному стержню. Она может двигаться кверху и книзу посредством проволоки, прикрепленной к стержню, которая проходит сверху через стеклянную трубку, трубка закрывается посредством особой затычки. ¹⁾

§ 11. ОКОНЧАТЕЛЬНЫЕ ОПЫТЫ. Для успеха опытов с тем сложным устройством, какое сейчас было описано и общий вид которого дает рис. 6, необходимо, чтобы многочисленные операции были произведены каждая в свое время для нее предназначенное и в правильной последовательности, так что успех всякой операции зависел вполне от старательного ее приготовления. Незначительное осаждение паров на одной из стеклянных стенок, через которые должно производиться наблюдение испарения гелия, достаточно чтобы сделать это наблюдение невозможным; на стенках охлажденных жидким водородом, газ, содержащий хотя бы только следы воздуха, дает его конденсацию. Если сообразить, что необходимо для того, чтобы стеклянные стенки, через которые делалось наблюдение, держать целыми часами прозрачными после введения жидкого гелия в первый раз в криостат, то будет понятно что я весьма обязан Флиму (Flim), шефу технического отделения, за его преданность делу. Благодаря ему все шло в полном порядке согласно плану.

Рано утром началось приготовление 24 литров жидкого водорода, тогда как весь предыдущий день был употреблен, с одной стороны, на эвакуирование аппарата и приведение его в состояние, готовое для работы, а с другой стороны на приготовление достаточного количества жидкого воздуха (более 50 литров). Тем же временем выполнялись следующие приготовления: была приведена в порядок циркуляция гелия; был пущен в ход насос, чтобы уводить водород от ожиждителя гелия при пониженном давлении; затем пространство, предназначенное для жидкого воздуха, служащего для охлаждения водорода, было наполнено, и пространство для жидкого водорода также наполнено после того, как он был охлажден сухим холодным водородным газом. В полдень жидкий гелий мог быть перелит сифоном в криостат, после чего мы приступали к дальнейшему охлаждению этой ванны испарением и новым наполнением при помощи гелиевой циркуляции. В 1 час могла быть начата конденсация гелия в испарительном приборе, и нижняя часть стеклянного испарителя была наполнена несколько выше колпачка двойными стенками, о котором говорилось выше. В 3 часа этот гелий был испарен настолько, что занимал только нижнюю часть испарителя; при этом вначале испарение совершалось при действии вспомогательного комплекта насосов, а впоследствии при соединенном действии насосов высокого вакуума с этим вспомогательными насосами, кото-

¹⁾ В прежних опытах была поставлена пружинка между проволокой и стержнем; кусок алмаза был подвешен с проволоки вместо диска. Если бы гелий затвердел и алмаз встретил бы сопротивление, то пружинка растягивалась бы при движении вверх и вниз.

рые и производят удаление гелия из испарительного аппарата. Испарение наблюдалось поочередно то невооруженным глазом, то телескопом катетометра, при чем экраны вокруг прибора держались по возможности закрытыми. Ни посредством мешалки, ни наблюдением простым глазом или при помощи телескопа ничего не было наблюдаемо такого, что могло бы указать на затверждение гелия, а даже при самом низком давлении, какое было достигнуто, жидкость всегда сохраняла на всем своим протяжении полную подвижность.

§ 12. Испарение при различных уровнях. Было уже замечено, что, вопреки нашему ожиданию, жидкость вне малого стеклянного стаканчика будет испаряться сначала,

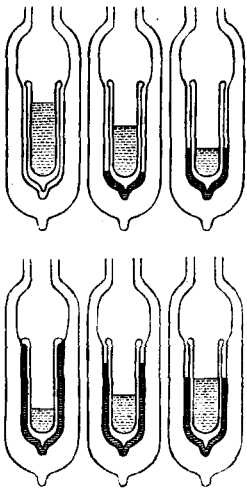


Рис. 7.

а затем уже жидкость внутри его, на самом деле оба уровня жидкости опускались с одинаковой скоростью; так что они все время оставались в этой же горизонтальной плоскости. Если (см. рис. 7) при помощи мешалки *c* (рис. 4) жидкость перелить изнутри наружу, то внешний уровень падал быстро тогда, когда внутренний подымался, пока они опять не выравнивались в одной плоскости. Если удалить экраны, позволить радиации от лампочки падать на испарительный сосуд, то внешний слой испаряется, что после нового закрытия экранов этот слой образуется снова насчет жидкости внутри стаканчика, и он увеличивается до тех пор, пока оба слоя не сравняются снова и затем они опять падают с одинаковой скоростью. Скорость выравнивания при этой дистилляции была удивительна. Правильное суждение об этом явлении будет возможно только когда будут сделаны определения, которые мы имеем ввиду, касательно теплопроводности стекла, пара и жидкости гелия; желательны также чтобы были сделаны измерения скрытой теплоты испарения и удельной теплоты жидкого гелия и стекла, а также и вязкости газа гелия.

Свойство максимальной плотности, обнаруживаемое гелием в жидком состоянии, имело несомненно большое влияние на наблюдаемое явление. Наблюдения 1911 г. обнаружили впервые существование этого свойства, но тогда не было еще достаточно установлено, приближается ли плотность к определенной величине или она убывает при еще более низких температурах. Что первое явление имеет место установлено повторением опытов, предпринятых вместе с Боксом (Wosk) после окончания опытов, которыми мы сейчас занимаемся. Это утверждение будет лишь постольку верно, поскольку не обнаружится какой-либо особенности в расширении стекла. При охлаждении поверхности гелия

ниже $2,2^{\circ} K$ оказывается, что самые холодные слои жидкости остаются наверху. В то время как в других случаях, при работах с ванной под низкими давлениями жидкость подвергалась энергичному помешиванию, здесь это помешивание было опущено за недостатком свободного места наверху криостата. Присутствие мешалки во внешней ванне сделало бы по всей вероятности перенос тепла к испарителю еще более слабым, чем какой был в действительности. Можно было надеяться, что употребленные средства уменьшают перенос теплоты на половину, если предположить, что тут нет особого изменения в теплоте испарения гелия.

§ 13. Наименьший предел давления испарения. Как бы там ни было, но когда уровень жидкого гелия в испарителе опускался до дна суженной его части и до половины высоты в маленьком стаканчике, то оказалось что было достигнуто наименьшее давление пара какое может только быть получено в этом аппарате. Пренебрегая малыми поправками, о которых говорилось выше, давление, у поверхности было $0,012-0,014$ мм, в среднем $0,013$ мм. В верхней части давление было в среднем около $0,005$ мм., так что разница давления, обусловленная трением быстро уводимых паров малой плотности, достигала в среднем $0,008$ мм. Эта величина довольно хорошо согласуется с результатами специального определения фрикционного давления испытываемого гелием, движущимся в том же аппарате и с тою же скоростью. В этом контрольном опыте испаритель был заменен трубкою, через которую протекал гелий охлажденный до температуры жидкого водорода с тою же плотностью и с тою же скоростью как и прежде. Этот контрольный опыт дал для фрикционного давления величину $0,009$ мм. Такая же величина получалась на основании вычислений исходя из вероятного распределения температуры вдоль восходящей колонны газа гелия. В круглых числах и принимая во внимание существующие недочеты, мы можем сказать, что предел для давления испарений доведен ниже $1/50$ мм и что мы подвинулись вперед в 10 раз дальше чем в опытах 1910 г., на каковых наблюдениях мы основывали оценку температуры, считавшейся самою низшею, тогда достигнутою. Соответствующая разница в температурах, оцениваемая в градусах скалы Кельвина будет, как увидим в § 14, только весьма небольшого размера. Возвращаясь к вопросу об отвердении гелия, мы приходим к следующему заключению. Так как повидимому несомненно, что гелий обладает максимумом плотности (см. § 12) и так как он не был обращен в твердое состояние даже при температуре лежащей наполовину ниже температуры минимальной плотности, то мы не можем избежать вопроса, не будет ли гелий оставаться жидким может быть даже и при температуре абсолютного нуля.

§ 14. Определение температуры. Нам остается еще рассмотреть вопрос, какая температура соответствует найденному давлению

испарения. Для последнего давления мы получили определенную, как мы сейчас видели, точно установленную величину, если не обращать внимания на малые поправки, требующие дальнейшего изучения; но мы не можем сказать того же самого относительно температуры. При определении крайне низких температур, где даже гелиевый термометр

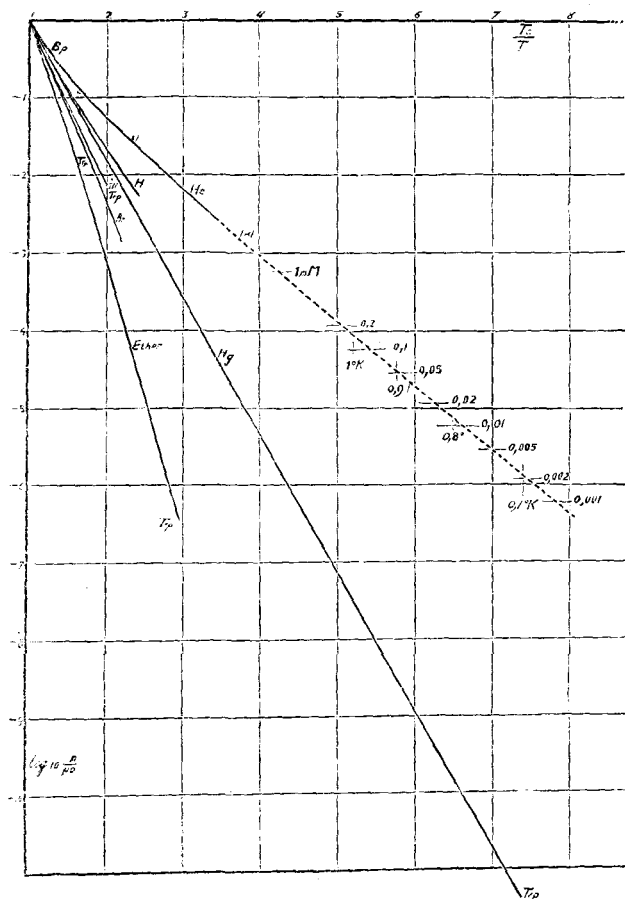


Рис. 8.

не может быть более употреблен, мы вступаем в область, изучение которой только что началось. Поэтому нам приходится обратиться опять к закону соответствующих температур Ван дер Ваальса чтобы руководясь им, экстраполировать закон, связывающий давление пара с температурой, и на более низкие температуры, чем те, для которых он был установлен экспериментально. Это было сделано для температур, до которых газовый термометр с гелием мог еще быть употреблен. В этом случае устройство термометра должно быть приспособлено к давлению, которое вводит

осложнение. В действительности давление должно быть очень мало. Если простые газовые законы должны здесь иметь приложение. Когда давление делается малым должна быть введена поправка на термическое молекулярное давление (т. е. разность давлений между резервуаром термометра при низкой температуре и пространством манометра при обыкновенной температуре). Но несмотря на эти затруднения нам все же удалось измерить давление пара гелия вплоть до 1,5 μ в 1911 г. и 1913 г. с термометром, снабженным ртутным микроманометром, и в 1917 г. с двумя термометрами, снабженными проволочными манометрами. Результаты отмечены на прилагаемом чертеже (рис. 8)

в котором абсциссами служат величины обратные приведенным температурам, а ординатами логарифмы — приведенных давлений.

Весь вопрос в том, как экстраполировать линии, которые проходят через наблюдаемые точки. Для сей цели кривые давления пара эфира, аргона, неона и водорода начерчены на том же графике, оканчивающиеся каждая в тройной точке вещества. Кривая для ртути имеет даже еще более низкую приведенную температуру, чем достигнутая с гелием. Все кривые обладают тем общим свойством, что кривизна их очень мала; наибольшая кривизна у кривой гелия наблюдается при более высоких температурах. Они разнятся между собою тем, что наклон их для разных веществ различный. В приложении закона соответствующих состояний к нормальным веществам должны быть приняты во внимание такие систематические изменения параметров, выражающих законы для жидкостей: для вещества с низкой критической точкою наклон линии на графике уменьшается вместе с понижением критической температуры. В виду этого, как видно из фигуры, гелий удовлетворяет этому закону в его обобщенной форме; в частности наклон его кривой согласен с наклоном Ar , Ne и N , причем слабая кривизна при более высоких приведенных темп. также упадет на линию экстраполяции, которую можно считать наиболее вероятною, сводится к тому, чтобы считать касательную к кривой в той точке, где она кончается за продолжение кривой. Это и принято на фигуре. Отсюда получаем для достигнутого нами в 1910 г. предела давления величину $1,015 K$. и для теперешнего предела, дающего самую низкую достигнутую температуру величину $0,082 K$.

Принимая во внимание ненадежность экстраполяции лучше будет сказать, что самая низкая, до сих пор полученная температура на несколько сотых градуса ниже $0,09 K$.

§ 15. Заключение. Поставленный выше вопрос, — можем ли мы спуститься ниже температуры $1^{\circ} K$, — получает таким образом положительный ответ. В круглых числах мы продвинулись на $\frac{1}{3}$ градуса и можно сказать, если бы мы могли продвинуться еще на $\frac{1}{6}^{\circ}$, то мы достигли бы предела, который можно получить с гелием обыкновенным путем. Более ясное представление о достигнутом прогрессе, чем при помощи этих малых чисел, может быть получено, если мы выразим понижение температуры отношением, в котором мы понизили абсолютную температуру. В то время как переход от обыкновенной температуры к температуре гелия, испаряющегося при $0,2^{\circ} mm$, означает понижение в отношении 250 к 1 и от точки плавления водорода к названной сейчас температуре гелия, понижение в отношении 13 к 1, теперешнее понижение есть только от 1,4 к 1, а дальнейшее понижение от 1,2 к 1 будет уже пределом, который только можно получить с жидким гелием. Если принимать, что наше знание темной структуры делает невероятным, чтобы было найдено или получено каким

либо способом другое вещество более летучее, чем гелий, тогда указанный нами предел, от которого мы отстоим столь немного, должен оказаться абсолютным пределом, положенным нам в получении низких температур.

Однако мы не можем считать этот предел иначе как только временным. Уже теперь существуют определенные задачи, которые требуют своего разрешения вне области, кажущейся непроницаемым барьером. В качестве простого примера можно указать на вопрос, может ли такой металл, как золото, быть сделан сверхпроводящим, если охладить его еще более, чем мы могли это сделать до сих пор. Этот ряд задач остается нам от задачи сжижения перманентных газов. Они противостоят усилиям великого экспериментатора, коего славное имя связано с нашим Обществом. ¹⁾ Пол века спустя сжижение водорода, наиболее упругого газа с которым имел дело Фарадей, было блестящим завершением работ последнего из его преемников в Royal Institution сэра Джемса Дьюара.

Мы можем себя чувствовать уверенными, что затруднения, которые теперь возникли на нашем пути, будут тоже преодолены, и что самое главное в этом деле,—это долгое и терпеливое исследование свойств материи при самых низких температурах, каких мы можем достичь.

Перевел А. И. Соколов.

¹⁾ Доклад читан в Фардеевском Обществе.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ И МАГНИТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ.

В. К. Аркадьев.

Электромагнитная волна, проходя через какое-либо тело, обычно имеет в нем иную скорость, чем в пустоте и нередко распространяется в теле, теряя постепенно свою энергию по пути, т.е. испытывая поглощение. Скорость очень длинных волн в диэлектриках определяется их диэлектрическим коэффициентом ϵ_{∞} , который может быть определен электростатически по увеличению емкости конденсатора, и магнитной проницаемостью μ_{∞} , которая может быть измерена магнетометром. Если электромагнитная волна очень коротка, то ее электрическое и магнитное поля меняются настолько быстро, что электрические и магнитные частицы не успевают смещаться и в веществе не успевают возникать электрическая или магнитная поляризация, которые влияют на скорость волны; тогда нет трения, которое обуславливает сильную абсорпцию волн средней длины. Поэтому абсорпция коротких волн очень мала и их скорость в веществе не отличается от скорости в пустоте; таковы X-лучи, абсорпция которых ничтожна — все тела прозрачны для X-лучей, их скорость в веществе равна скорости в пустоте, показатель преломления X-лучей равен 1. Это происходит оттого, что в высокочастотных электрических полях волн X-лучей электроны и ионы не успевают заметно смещаться. Колебания X-лучей лежат по ту сторону кризиса электрических свойств вещества, в той области, где диэлектрический коэффициент равен 1.

В средней части спектра, где число колебаний электромагнитной волны совпадает или близко к числу колебаний электрических центров, мы имеем область резких изменений показателя преломления и диэлектрического коэффициента ϵ — область электрической дисперсии и область сильного поглощения лучей, область электрической абсорпции. Здесь у диэлектриков обнаруживается так называемая электропроводность поляризации, обозначаемая σ . Появление этого фактора электропроводности изолятора представляет собой весьма своеобразное явление: при определенной частоте колебаний, именно тогда, когда заложенные в веществе центры сильнее всего раскачиваются (резонируют) под действием переменного поля волны,

на диаграмме. Там же указаны лежащие в этой области собственные длины волн λ_0 элементарных магнитов и их трение θ .

В области этой полосы абсорпции магнитная проницаемость переменна. В одном случае она даже меньше 1 и равна 0,80.

По аналогии с диэлектриками, мы должны заключить, что в этой области периодов магнитные тела должны обнаружить и магнитную проводимость. Этот парадоксальный факт приводит к ряду следствий, которые позволяют о ферромагнитных телах говорить так же, как мы привыкли говорить о проводниках электричества.

Именно, при перемагничивании в переменном поле, даже если не существует гистерезиса, мы должны иметь некоторую потерю энергии и образование тепла, обусловленное вязким трением элементарных магнитов. Это приводит к закону развития в 1 куб. см магнитного тепла W_m , аналогичному закону Джауля, именно

$$W_m = \rho H^2 t,$$

что совпадает с электрическим законом Джауля ¹⁾

$$W_e = \sigma E^2 t.$$

Магнитная проводимость σ в сантиметровых герцевых волнах оказывается порядка $10^{10} - 10^{11}$ единиц. Чтобы оценить это число, представим себе, что уже в постоянном магнитном поле железо обнаруживает такую же магнитную проводимость. Ясно, что в таком случае всякий трансформатор с замкнутой магнитной цепью можно было бы питать постоянным током, и он давал бы постоянный трансформированный электрический ток ²⁾. Сечение его железа, благодаря большой магнитной проводимости магнитопровода ($\rho = 10^{11}$ CGSM) можно было бы сделать весьма ничтожным и всю железную цепь можно было бы осуществить в виде одного витка тонкой железной проволоки. Однако этому кладет предел написанный выше магнитный закон Джауля, из которого следует, что один виток тонкой проволоки не выдержал бы такой нагрузки и быстро перегорел бы вследствие громадного магнитного трения.

Предполагая, что элементарные магниты в ферромагнитном металле вращаются по тем же законам упруго-вязкого движения, которое обычно приписывается смещению электрических центров в диэлектри-

¹⁾ Здесь закон Джауля написан для 1 см³ вещества; действительно, сила тока в 1 см³ есть $i = \frac{v}{r} = \frac{E1}{r}$; сопротивление 1 см³ $r = \frac{1}{\sigma}$; тогда $W_e = i^2 r t = \sigma E^2 t$.

Аналогичный вывод относится и к магнитному закону Джауля.

²⁾ Ток был бы обусловлен постоянным электрическим полем, образующим кольцо около железной проволоки с постоянным магнитным током.

ке, получают для проницаемости μ и магнитной проводимости ρ следующие величины:

$$(3) \mu = 1 + (\mu_\infty - 1) \frac{1 - v^2}{v^2 v^2 + (1 - v^2)^2} \text{ и } \rho = \frac{\mu_\infty - 1}{2T_0} \frac{\eta v^2}{v^2 v^2 + (1 - v^2)^2}$$

Величина коэффициента преломления и абсорции определяется из выражений ¹⁾:

$$(4) \begin{aligned} 2n^2 &= \sigma' (\sqrt{\mu^2 + \rho'^2} - \rho') = \sigma' \mu_n, \\ 2k^2 &= \sigma' (\sqrt{\mu^2 + \rho'^2} + \rho') = \sigma' \mu_k, \end{aligned}$$

где $\rho' = 2\rho T$.

Коэффициент абсорции k' , который определяет убывание амплитуды волны с расстоянием x формулой $e^{-k'x}$, есть $\frac{2\pi k}{\lambda} = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{c}} \sqrt{\frac{\mu_k}{\lambda}}$.

Представленный на рис. 2 коэффициент есть $S = \sqrt{\frac{\mu_k}{\lambda}}$. Линиями представлен теоретический ход величин μ_k и μ_n . Светлые кружки представляют измерение по поглощению волн в ферромагнитных проволоках величины μ_k . Согласно теоретических величин с опытными вполне удовлетворительно.

Из приведенных формул (2) и (4) мы видим что n и k в случае электрической и магнитной дисперсии выражается при помощи двучленов

$$\begin{aligned} \sigma_n' &= r + \alpha, & \sigma_k' &= r - \alpha, \\ \mu_k &= r + \beta', & \mu_n &= r - \beta', \end{aligned}$$

где α заменяет ε и μ , $\beta' = \sigma'$ и ρ' , а $r = \sqrt{\alpha^2 + \beta'^2}$. Исследование хода величин $r \pm \alpha$ составляет предмет теории электрической дисперсии и абсорции, в частности обычной оптической дисперсии; изучение величин $r \pm \beta'$ — предмет теории магнитной дисперсии и абсорции.

В последнее время двучлены μ_k и μ_n получили применение и в электротехнике, где при их помощи поддаются теоретическому исследованию те электромагнитные процессы, где поглощение энергии в железе обусловлено не только вязким трением при вращении элементарных магнитов, но также и другими причинами, как гистерезис и токи Фуко (Уллер, Тонкс, Трукса, Ганс).

Изучение хода в зависимости от длины волны, величин $\mu = \sqrt{\mu_n \mu_k}$, $2\rho' = \mu_k - \mu_n$ и самих μ_k и μ_n различных ферромагнитных метал-

¹⁾ Общие выражения для n и k суть:

$$2n^2 = \sqrt{(\varepsilon^2 + \sigma'^2)(\mu^2 + \rho'^2)} + \varepsilon\mu - \sigma'\rho' \text{ и } 2k^2 = \sqrt{(\varepsilon^2 + \sigma'^2)(\mu^2 + \rho'^2)} - \varepsilon\mu + \sigma'\rho'$$

Из них получаются (2) и (4) как частные случаи.

См. В. Аркадьев, Ж. Р. Ф. О. 15, 312, 1913.

лов и их соединений, т.е. пассивных магнитных спектров, составляет предмет пассивной магнитной спектроскопии. Ее отличие от старой пассивной электрической спектроскопии, не-

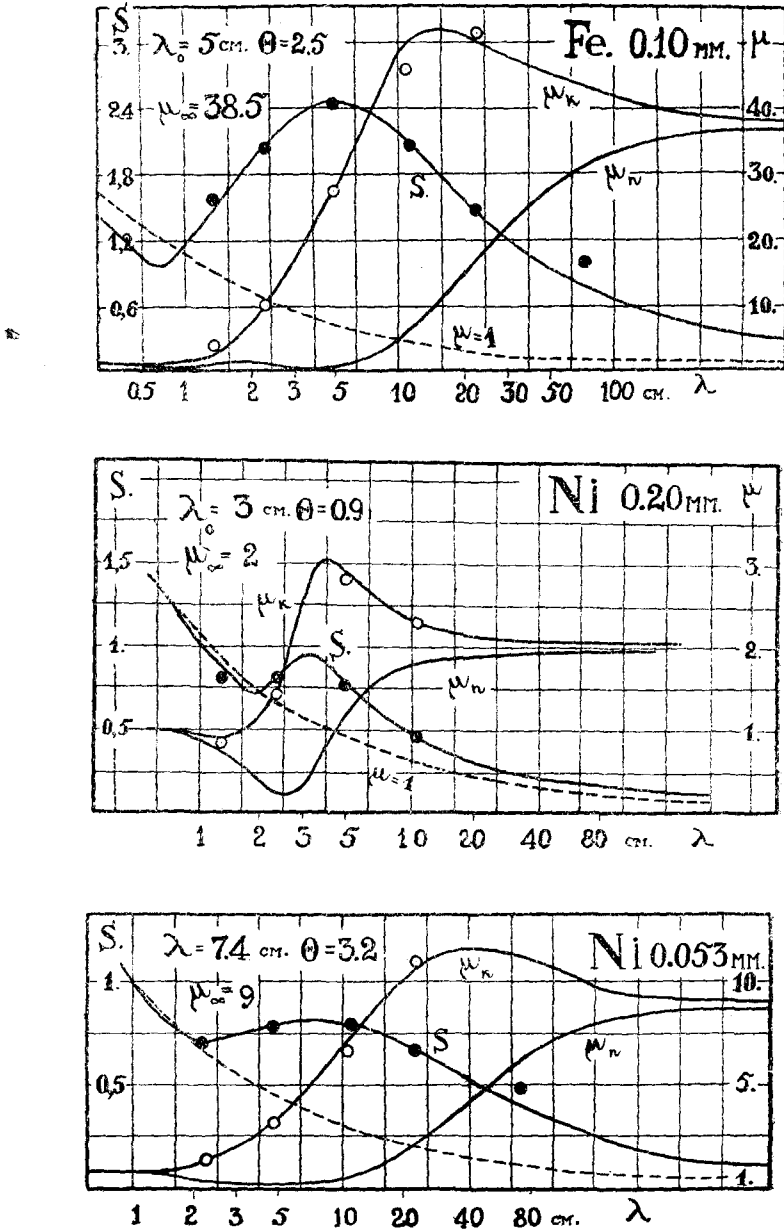


Рис. 2. Полосы магнитной абсорбции $S = \sqrt{\frac{\mu_k}{\lambda}}$ в железных и никелевых проволоках и их кажущаяся проницаемость μ_k и μ_n .

следующей ход показателя преломления, абсорпции, коэффициента отражения и т. п., заключается в том, что первая исследует влияние на вещество электрического вектора электромагнитной волны, а вторая — магнитного вектора той же волны. Мы видим, что обе эти ветви общей электромагнитной спектроскопии вполне равноправны.

Если старая спектроскопия нам раскрыла многие свойства тел и выяснила ту широкую спектральную область собственных колебаний частиц вещества, которая простирается от границы ультрафиолетовых лучей и проникает в область лучей Герца, то не менее ценных результатов мы в праве ожидать от магнитной спектроскопии, так как именно магнитные свойства вещества и особенно магнетона в настоящее время представляют много непонятного и загадочного. Зоммерфельд говорит в своей известной книге о строении атома: „Наступит день, когда поучительные результаты исследований по магнетизму нам позволят разгадать магнетон Бора, или, что то же, кванты Планка, и дадут возможность с полной ясностью нарисовать картину квантового строения вещества“.

ЛИТЕРАТУРА

(основные работы).

1. W. Arkadiew. Ueber die Reflexion elektromagnetischer Wellen an Drähten. Ann. der Phys. 45, 133, 1914. Ж. Р. Ф. О. 45, 46, 1913.
2. R. Gans. Bemerkung zu meiner Arbeit „Das Verhalten Hertz'scher Gitter“ Ann. d. Phys. 66, 427, 1921.
3. W. Arkadiew. Ueber die Absorbition elektromagnetischer Wellen an zwei parallelen Drähten. Ann. d. Phys. 58, 105, 1919. Ж. Р. Ф. О. 44, 1912.

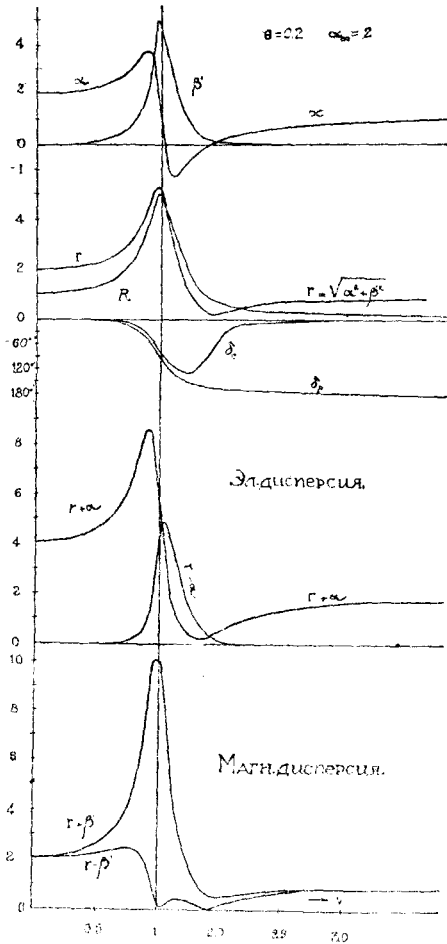


Рис. 3. R — резонанс электрических или магнитных центров; δ_p — отставание их фазы и фазы поляризации от фазы поля; δ_e — отставание фазы индукции; γ — величина $\sqrt{\alpha^2 + \beta'^2}$; коэффициент преломления n в диэлектриках определяется из ур. $2m^2 = \gamma + \alpha$, коэффициент поглощения в них из ур. $2k^2 = \gamma - \alpha$; кажущаяся проницаемость $\mu_k = \gamma + \beta'$, $\mu_n = \gamma - \beta'$.

4. В. Аркадьев. Ферромагнитные свойства как функция длины волны. *Ж. Р. Ф. О.* **45**, 312, 1913.
5. W. Arkadiew. Das Verschwinden der ferromagnetischen Eigenschaften bei den kürzesten elektrischen Wellen. *Phys. Zs.* **14**, 561, 1913.
6. W. Arkadiew. Eine Theorie der elektromagnetischen Feldes in ferromagnetischen Metallen. *Phys. Zs.* **14**, 928, 1913. *Ж. Р. Ф. О.*
7. В. Аркадьев. Теория намагничения тела в постоянном и переменном полях и ее приложения к практическим вопросам электротехники. *Телеграфия и телефония без проводов.* 7 вып. 1920 г. стр. 135.
8. В. Аркадьев. Современные задачи изучения намагничения тела и вещества в постоянном и переменном полях. „Физика“ — *Журн. Московск. Физич. Общества имени Лебедева*, стр. 320. 1922.
9. Richard Gans und Ramon G. Loyarte. Die Permeabilität des Nickels für schnelle elektrische Schwingungen. *Ann. d. Phys.* **64**, 209, 1921.
10. Richard Gans. Die Permeabilität des Nickels für kurze Hertz'sche Wellen und die Messungen von Arkadiew. *Ann. d. Phys.* **64**, 250, 1921.
11. W. Arkadiew. Die Theorie des elektromagnetischen Feldes in ferromagnetischen Metallen und die Berechnungen von R. Gans. *Ann. d. Phys.* **65**, 643, 1921.
12. R. Gans. Bemerkungen zu der Arbeit „Die Permeabilität des Nickels für schnelle elektrische Schwingungen von Richard Gans und Ramon G. Loyarte und die Priorität Arkadiew, *Ann. d. Phys.* **66**, 429, 1921.
13. W. Arkadiew. Erklärungen zu der Arbeit von R. Gans „Magnetische Permeabilität des Nickels für schnelle elektrische Schwingungen und die Messungen von Arkadiew“. *Ann. d. Phys.* **66**, 130, 1921.
14. Б. А. Введенский. О скорости намагничивания железа. *Науч. Изв. Гос. Изд.* стр. 320. 1922.
15. B. Wwedensky. Ueber die Wirbelströme bei spontaner Aenderung der Magnetisierung. *Ann. der Phys.* **64**, 609, 1921.
16. B. Wwedensky. Magnetische Viskosität in sehr dünnen Eisendrähten. *Ann. der Phys.* **66**, S. 110. 1921.
17. W. Kartschagin. Ueber die selektive Absorption elektrischer Wellen an Eisendrähten und über die magnetische Permeabilität des Eisens. *Ann. d. Phys.* **67**, 325, 1922.
18. Введенский и К. Теодорчик. О начальной проницаемости железа в полях радиочастот. *Телеграфия и телефония без проводов.* № 13. стр. 248, 1922 г.
19. B. Wwedensky und K. Theodortschik, Ueber die Abhängigkeit der Permeabilität der Eisendrähte von Frequenz im Wellenlängenbereich von 54 bis 705 m. *Ann. d. Phys.* **68**, 463, 1922.
20. W. Arkadiew. Das Spektrum der magnetischen Permeabilität in dem Bereiche der Wellenlängen zwischen 1 cm. und 1 km. *Phys. Zs.* **22**, 511, 1921.
21. В. Аркадьев. О процессе возбуждения искрой быстрых электрических колебаний и об абсолютном измерении их амплитуды. „Физика“.
22. В. Аркадьев. Зависимость проницаемости железа и никеля от силы и периода переменного магнитного поля очень медленных и очень быстрых электрических колебаний. „Физика“.
23. В. Аркадьев. Новые пути в изучении молекулярного мира, „Наука и Техника“ № 2—3, стр. 20, 1922. Отд. изд. „Молекулярный мир и его изучение“. Москва, 1924.
24. L. Page. Magnetisation in Weak Fields as a Function of Frequency. *Phys. Rev.*, **21** 456, 1923.
25. В. Аркадьев. Магнитная спектроскопия. Изд. НТО ВСНХ. Вып. 4. Москва. 1924.

КАТОДНЫЕ ЛАМПЫ, ИХ ТЕОРИЯ И ГЛАВНЕЙШИЕ ПРИМЕНЕНИЯ.

С. Н. Ржевкин.

Исследования, приведшие к открытию катодных ламп в их современной форме, тесно связаны с общим развитием вопроса об ионизации газов и прохождении через них электрического тока. Еще в 1853 г. Беккерель открыл, что воздух при температуре 1.500° становится проводником электричества. Эльстер и Гейтель в 1880 г. обнаружили, что изолированная пластинка, находящаяся близ накаливаемой электрическим током нити, теряет свой заряд. В 1883 г. Т. Эдисон нашел, что если в баллон лампы накаливания внести изолированный электрод, соединенный через гальванометр с нитью накаливания, то в этой цепи обнаружится электрический ток, идущий от нити через гальванометр к пластине и далее как бы замыкающийся через пустоту лампы. Это явление, названное эффектом Эдисона, является прообразом современной катодной лампы. Флеминг, исследуя это явление, показал, что изолированная пластина внутри лампы накаливания заряжается отрицательно, до известного потенциала; значительный ток в цепи пластины идет при $+$ потенциале на ней, наоборот ток совершенно прекращается при $-$ потенциале. Лишь в 1904 году тому же Флемингу пришла счастливая мысль применить эту одностороннюю проводимость внутри лампы накаливания в целях детектирования (выпрямления) колебаний высокой частоты, применяемых в радиотелеграфии, и заменить ею неудобный и мало чувствительный когерер.

Кристаллический детектор был открыт в 1906 году и благодаря своей простоте и чувствительности получил широкое распространение, несколько ослабившее интерес к «вентиллю» Флеминга. Почти в одно время с Флемингом, Де-Фарест в Америке запатентовал детектор, в котором используется односторонняя проводимость пламени газовой горелки, а в 1905 г. детектор с нитью накаливания в атмосфере газа; он же сделал и дальнейший шаг в этой области, введя третий электрод — сетку, благодаря чему удалось значительно увеличить детекторное действие и кроме того получить усиление. Название «аудион», данное Де-Фарестом своему детектору, и до настоящего времени прилагается к основной детекторной схеме. Идея применить катодную лампу как

генератор незатухающих колебаний принадлежит германским ученым Либену и Рейцу (1906); лампа Либен-Рейца была снабжена венельтовским катодом с окисью щелочно-земельных металлов.

Ввиду важности применения катодных ламп в военном деле, разработка их конструкций сделалась военной тайной каждого отдельного государства и в научной литературе появлялось очень мало работ в этой интересной области. Европейская война показала, как много успели сделать в этой области ученые всех стран и теперь вопросам, разработки теории катодных ламп, их усовершенствования и применения посвящается очень большое количество работ в журналах по электротехнике, радиотелеграфии и физике. При всем разнообразии применений катодных ламп, обычно используются всего три основных ее свойства: детекторное, усилительное и генераторное действие. Изложение этих основных свойств и представляет предмет настоящей статьи.

1. ДВУХЭЛЕКТРОДНАЯ КАТОДНАЯ ЛАМПА-ДИОД

Двух-электродная катодная лампа состоит из нити накаливания (катода), помещенной в сосуд с разреженным газом и второго электрода (анода), той или другой формы, изолированного от нити, и соединенного с положительным полюсом батареи высокого напряжения; сосуд обычно изготавливается стеклянный, но возможно сделать его и металлическим. Как показали исследования Р и ч а р д с о н а, в пустоте чистая поверхность металла при высокой температуре способна испускать электроны и давать в цепи анода термоэлектронный ток. Это чисто тепловое свойство металлов не зависит от окружающей среды (поскольку она не влияет на структуру поверхностного слоя) и объясняется тем, что электроны, движущиеся внутри металла со средней кинетической энергией его частиц, могут, при наличии известной скорости, преодолеть поверхностную разность потенциалов и выйти через поверхность; работа, которую для этого электрон должен затратить, равна $e\phi$, где e — заряд электрона, равный $4,77 \cdot 10^{-10}$ CgSE, а ϕ — поверхностная разность потенциалов, разная у разных металлов; количество $e\phi$ позволительно пересчитать в тепловые единицы и назвать теплотой испарения электрона из металла. Выйти через поверхность смогут очевидно лишь те электроны, которые имеют скорость v , достаточную для преодоления разности потенциалов $e\phi$, т.-е. для которых $\frac{mv^2}{2} > e\phi$; кинетическую энергию можно измерять той разностью потенциалов, преодолеваемая которую электрон уменьшает свою скорость до нуля.

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} V = 6,0 \cdot 10^7 \sqrt{V} \frac{cm}{sec}}$$

где V разность потенциалов в вольтах.

При повышении температуры T средняя скорость электронов увеличивается, через поверхность может проникнуть большее их число и термоэлектронный ток возрастает. Средняя кинетическая энергия электрона составляет при абсолютных температурах:

1.000°	0,13 вольт
10.000°	1,3 вольт
100.000°	13 вольт

Измерение поверхностной разности потенциалов сопряжено с большими трудностями, и различные наблюдатели дают сильно расходящиеся результаты:

ТАБЛИЦА I.

Металл.	Поверхностная константа.		Наблюдатель.
	ψ Volt.	$b = \frac{e\psi}{k}$ град.	
Платина	6,25	$7,25 \cdot 10^4$	Вильсон.
"	5,85	$6,78 \cdot 10^4$	Ричардсон.
"	6,9	$8,0 \cdot 10^4$	Лангмюр.
"	5,3	$6,15 \cdot 10^4$	Комптон.
Вольфрам	4,53	$5,25 \cdot 10^4$	Лангмюр.
"	4,4	$5,10 \cdot 10^4$	Комптон.
Тантал	4,3	$5,0 \cdot 10^4$	Лангмюр.
Са. О	3,48	$4,03 \cdot 10^4$	Комптон.
Na	2,05	$2,38 \cdot 10^4$	Комптон.

Наибольший вес, повидимому, следует признать за данными Лангмюра.

При $3.000^\circ K$. (абс.) скорость электронов будет в среднем 0,4 volt; для W , скорость достаточную чтобы преодолеть разность потенциалов в 4,5 volt, т.-е. в 10 с лишним раз большую средней, будет иметь очень небольшой % электронов; по закону Максвелла это будет $0,00014\%$; но для поверхности Na ($\psi = 2,05$ volt) достаточную скорость будут иметь уже $0,19\%$ всех электронов, откуда следует, что электронное испускание, при той же T , с поверхности Na будет в 1300 раз сильнее. Вольфрам имеет громадное преимущество перед другими металлами ввиду своей высокой температуры плавления ($3.270^\circ K$) при сравнительно малом ψ . Сильно увеличивается испускание электронов при покрытии

Последние теоретические и опытные исследования Дёшмена ³⁾ привели к заключению, что термоэлектронное испускание более точно выражается следующей формулой:

$$J = AT^2 e^{-\frac{b_0}{T}} (1), \text{ где } A = \frac{2\pi k^2 m e}{h^3},$$

где k — газовая постоянная на 1 молекулу: $\frac{R}{N}$; m и e — масса и заряд электрона; h — постоянная Планка $h = 6,55, 10^{-27} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}$. Константа A есть универсальная константа и оказывается равной для всех металлов:

$$A = 60,2 \frac{\text{amp}}{\text{cm}^2 \text{grad}};$$

она характеризует общие тепловые свойства всех металлов. Уравнение в форме (1¹) предлагал еще Ричардсон, но ему не удалось найти правильного значения константы A , что оказалось возможным лишь при помощи теории квант. В этой формуле Дёшмен полагает для $W - b_0 = 52.600$; интересно отметить, что это дает значительно меньшие значения токов насыщения, чем в табл. II, это следует повидимому объяснить большой тщательностью опытов Дёшмена, исключившего всякое влияние остатков газа, благодаря чрезвычайно хорошему вакууму, а также строгой проверкой шкалы температур для W , произведенной в лаборатории Лангмюра. Для объяснения расхождений достаточно принять разность температур в несколько десятков градусов между прежними и новыми данными, что вполне вероятно при малой точности измерения таких высоких T .

Поток электронов, движущийся от катода к аноду, несет определенное количество отрицательного электричества и образует, следовательно, некоторый пространственно распределенный заряд, который порождает поле, направленное обратно полю анода, задерживает движение электронов и может заставить их двигаться обратно к нити—катоде. Это электронное облако или атмосфера увеличивает свою плотность близ поверхности нити до большой величины, благодаря чему поле близ самой поверхности имеет обратное направление — от катода к аноду — и лишь более быстрые электроны могут прорваться через этот барьер; при значительных патенциалах на аноде область обратного поля простирается на расстояние меньше $0,1 \text{ mm}$ от поверхности катода. Далее поле проходит через нуль и принимает направление от анода к катоду. Примем для упрощения расчета, что поле равно нулю на самой поверхности катода (что соответствует выходу

³⁾ Phys Rev. 21. p. 623, 1923.

электронов без начальной скорости) и найдем зависимость между разностью потенциалов V_a на аноде и катоде и силой термоэлектронного тока J . Разберем случай плоского катода и анода безграничной поверхности, расположенных параллельно друг другу на расстоянии a и будем искать ток J на 1 см. поверхности. Так как все силовые линии, исходящие из анода и оканчивающиеся на электронах пространственного заряда (на поверхности катода поле равно нулю и потому силовые линии до нее не доходят), будут идти перпендикулярно к поверхности анода и катода, мы можем расположить в этом направлении ось x координатной системы и считать, что потенциал V_x в данной точке на расстоянии x от катода будет зависеть исключительно от x , но не от двух других координат y и z . По теореме Пуассона, имеем:

$$\frac{d^2 V_x}{dx^2} = 4\pi\zeta_x = 4\pi n_x e,$$

где n_x — количество электронов в одном см³ и является функцией от x : сила тока $J = n_x e v_x$ (через 1 см²), где v_x — скорость электронов, на расстоянии x , от катода; J от x , очевидно, зависеть не может. С другой стороны, кинетическая энергия электрона

$$\frac{mv_x^2}{2} = e V_x,$$

откуда:

$$v_x = \sqrt{2} \sqrt{\frac{e}{m}} \sqrt{V_x}.$$

Подставляя эту величину в выражение $n_x = \frac{J}{e v_x}$ и вводя n_x в формулу Пуассона, находим:

$$\frac{d^2 V_x}{dx^2} = \frac{4\pi J}{\sqrt{2} \sqrt{\frac{e}{m}} \sqrt{V_x}} \frac{1}{V_x}$$

Это дифференциальное уравнение удовлетворяется решением:

$$V_x = \left(\frac{9\pi J}{\sqrt{2} \sqrt{\frac{e}{m}}} \right)^{2/3} x^{4/3}$$

вводя обозначение:

$$B = \frac{\sqrt{2} \sqrt{\frac{e}{m}}}{9\pi}$$

мы получим искомую зависимость между J и V_a в форме

$$J = \frac{J_{\text{общ}}}{S} = B \cdot \frac{V_a^{3/2}}{a^2} \quad (2)$$

где S — площадь анода и катода; в практических единицах:

$$J = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V_a^{3/2}}{a^2} \frac{\text{amp.}}{\text{cm}^2},$$

если V_a выражено в вольтах, a — в сантиметрах. Эта формула выведена в 1911 г. Чайльдом полное истолкование дано только Лангмюром¹⁾ ввиду чего ее большею частью и называют «лангмюровский закон трех вторых».

При данном анодном потенциале плотность электронной атмосферы в каждой точке будет как легко видеть:

$$n_x = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{J}{B} \right)^x \cdot x^{-3/2} \quad (2)$$

если термоэлектронное испускание будет увеличено повышением температуры, то сила тока от этого не возрастает, ибо все лишние (против формулы (2)) электроны не будут пропущены задерживающим слоем у поверхности и вернутся обратно внутрь металла; таким образом формула (2) дает максимальное значение тока $\max J$ для данной разности потенциалов.

Аналогично легко получается решение задачи для полной силы тока в диоде с цилиндрическим анодом радиуса r и нитью накала по оси его:

$$J_{\text{общ}} = 2\pi r \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{3/2}}{r^2} l = 2\pi B \frac{V^{3/2}}{r} l = 14,65 \cdot l \frac{V^{3/2}}{r} \text{ amp.} \quad (3)$$

Рис. 1 (взятый из работы Лангмюра), иллюстрирует формулы 2 и 3. При низких температурах сила тока определяется формулой Ричардсона при достижении максимального тока, даваемого законом Лангмюра, дальнейшее нарастание силы тока при повышении T прекращается; при увеличении напряжения на аноде часть кривой согласная с формулой Ричардсона, будет простираться до более высоких T ; максимальные значения всех кривых подчиняются закону трех-вторых.

¹⁾ Proc. Inst. Radioeng. 3, p 3, 1915.

На рис. 3, относящемся к трехэлектродной лампе, кривая $(J_a + J_p)$ дает довольно точное представление о «характеристике» диода, т. е. зависимости силы термоэлектронного тока от разности потенциалов между анодом и катодом¹⁾. При малых величинах V_a сила тока изменяется в согласии с законом трех вторых, пока не будет достигнуто использование всех испускаемых катодом термоэлектронов, после чего возрастание напряжения не вызовет увеличения тока; этот предельный ток J_s , соответствующий данной температуре, называется током насыщения. При увеличении температуры ток насыщения растет согласно формуле Ричардсона.

Ввиду того что вдоль нити накаливания происходит падение потенциала V_k , — обычно несколько вольт, — при потенциалах анода меньших чем потенциал (+) полюса нити, ток начинает спадать очень быстро, так как анода будут достигать электроны уже не со всей нити, а лишь с той ее части, потенциал которой ниже потенциала анода.

Так как термоэлектроны имеют некоторые начальные скорости, распределенные по закону Максвелла то некоторые наиболее быстрые из них смогут достичь анода даже при небольшом отрицательном напряжении на нем; таким образом при отрицательных V_a получится слабый ток, спадающий весьма быстро при увеличении отрицательного потенциала нити; принимая среднюю скорость термоэлектронов в 0,5 вольт, мы можем считать, что при $V_a = -1$ volt лишь ничтожная часть электронов, имеющих скорость большую двойной средней, сможет достичь анода; практически можно считать, что при -1 volt анодный ток прекращается. Закон изменения тока при малых положи-

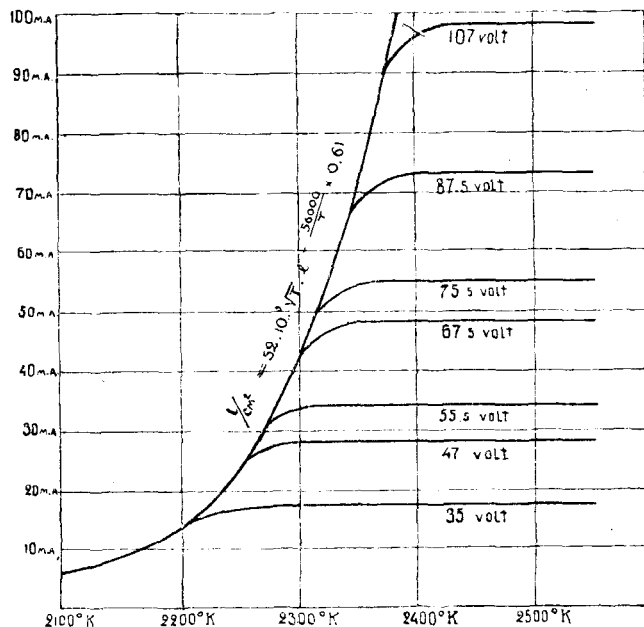


Рис. 1. Зависимость термоэлектронного тока от температуры катода при различных потенциалах анода.

1) Разность потенциалов условлено считать между анодом и отрицательным полюсом батареи накала.

тельных и отрицательных потенциалах анода будет приближенно следующий:

$$J = J_0 r_0 \frac{V_a}{V_0} \text{ где } V_0 = 8,6 \cdot 10^{-5} T^2$$

при $T = 2.300^\circ$ $V_0 = 0,2$ volt, т.-е. ток будет спадать в 2,7 раза при уменьшении V_a на 0,2 volt.

Присутствие газа вносит очень значительные изменения в картину термоэлектронного испускания. Благодаря столкновениям электронов с молекулами газа могут образоваться положительные ионы, которые нейтрализуют пространственный заряд и уничтожают его задерживающее действие, вследствие чего ток в диоде сильно возрастает. Так например ²⁾ ртутный пар при давлении всего 10^{-5} мм. позволил получать в диоде при 25 volt силу тока 0,1 amp., достижимую в полном вакууме лишь при 200 volt. Лангмюр приводит чрезвычайно интересное наблюдение, что при вольфрамовом катоде, кислород и кислородсодержащие газы не увеличивают ток, но уменьшают его.

Отступления от закона $3/2$, при повышении напряжения на аноде выше нескольких десятков вольт, дает возможность оценить совершенство вакуума.

Как показали исследования Франка и Герца а также целого ряда других исследователей в последние годы, при ударе электрона о молекулу может получиться возбуждение ее к свечению; для этого электрон должен иметь энергию eV не меньшую чем $h\nu_0$, при чем сам он теряет всю свою скорость; здесь ν_0 частота излучения первой линии абсорбционной серии данного газа, h — Планковская постоянная. Этот резонансный потенциал имеет для каждого газа определенную величину. (Hg — 4,68 v.; N_2 — 17—18 v.; O_2 — 15,5 v.; H_2 — 16 v., Hc — 25 v., Ar — 15—18 v.; Ne — 21—23 v.). Ясно, что при наложении на анод потенциала равного резонансному, близь анода будет происходить сразу остановка большого числа электронов, что внесет изменения в распределение потенциала и отразится на величине тока. Действительно в газовых лампах наблюдаются резкие скачки и изломы характеристики, из которых можно найти значения резонансного и ионизационного потенциала ³⁾. О возможности применения этих свойств газовой лампы будет сказано в III главе настоящей статьи.

Диод особенно удобно применить в качестве выпрямителя переменных токов высокого напряжения. Первые диоды, назначенные для этой цели, сконструировал Лангмюр под названием «Кенотрон»; один из типов давал например при 200 volt—1 amp и при 180.000 volt—0,25 amp

¹⁾ Barkhausen. Jahrb. d. Drahtl. Tel. B. XIV, S. 27. 1919.

²⁾ Langmuir. Proc. Inst. Radioeng, 3, p. 3. 1915.

³⁾ Raund. Phys. Rev. 15, p. 132. 1920.

Stead a. Glossing. Phil. Mag. 40. 1920.

(для рентгеновских аппаратов). В настоящее время General Electric Co в Америке, где работает Лангмюр, строит выпрямители почти неограниченной мощности, в которых электронный поток в пустоте достигает нескольких десятков ампер; подобные выпрямители делаются в металлическом сосуде—аноде, имеющем форму цилиндра и помещаемом в охлаждающий резервуар с маслом, к аноду припаяно в основаниях стекло, служащее изоляцией для подводки тока к вольфрамовой проволоке—катоду; эта последняя имеет в самых больших моделях толщину более 1 см и требует для накала ток в сотни ампер. Ввиду своей исключительной устойчивости и возможности параллельного включения, кенотроны успешно конкурируют с ртутными выпрямителями.

Схема включения кенотрона в цепь переменного тока дана на черт. 2. Дроссель L и конденсатор C емкостью в 0,001 мф. служит для задержки переменной составляющей выпрямленного тока; колебания силы тока при этой схеме менее 1%.¹⁾

Интересно указать, что для выпрямления переменных токов в лабораторной обстановке может служить и 3-электродная лампа (триод), если сетку ее соединить накоротко с анодом. Автору удалось получать от сети в 120 volt и 50 $\frac{amp}{сек}$ через две французских приемных лампочки по схеме чер. 2 (схема Хёлла)¹⁾ постоянный ток до 20—30 мил. ам. при питании накала также переменным током через специальный трансформатор—редуктор (5 volt); таким выпрямленным током можно было пользоваться даже для питания усилителей. При таких лампах с хорошим вакуумом можно выпрямлять напряжения до 1.000 volt и даже выше, если выдержит на пробой изоляция впаянных в стекло вводов.

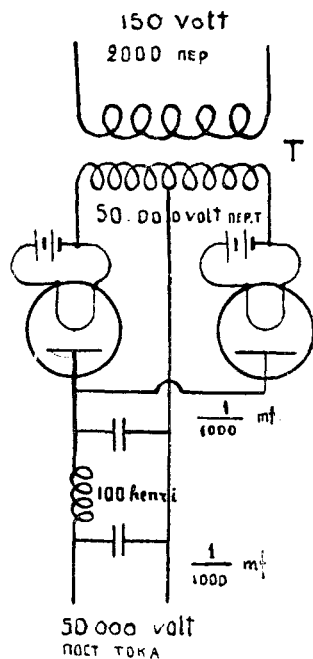


Рис. 2. Схема Хёлла для получения постоянного тока посредством кенотронов.

II. ТРЕХЭЛЕКТРОДНАЯ КАТОДНАЯ ЛАМПА-ТРИОД

ОБЩИЕ СВОЙСТВА.

Внесение внутрь катодной лампы третьего электрода совершенно меняет картину распределения потенциала внутри нее; этот третий электрод имеет назначение регулировать посредством своего потенциала

¹⁾ Bull. Phys. Rev. VII, № 3, 1916.

силу тока в цепи анода и в иностранной литературе часто называется контрольным электродом; он выполняется чаще всего (но не всегда) в форме более или менее густой сетки, лежащей между анодом и катодом. Естественно предположить, что сила термоэлектронного тока будет стоять в прямой зависимости от величины поля E у поверхности катода, т.е. от индуцированного на единице поверхности заряда q_k , так как $E = 4\pi q_k$. Полный заряд на поверхности s катода будет равен:

$$Q_k = s \cdot q_k = C_{ak} V_a + C_{kg} V_g$$

где C_{ak} и C_{kg} —взаимные емкости между анодом и катодом и контрольным электродом и катодом; V_a и V_g —потенциал анода и контрольного электрода, при чем потенциал катода принят равным 0 (значек g принят в англ. и нем. литературе, как начальная буква слова: Gitter, Grid). Ввиду того, что контрольный электрод большею частью сетка, мы всегда будем применять этот термин, оговариваясь лишь в тех случаях, когда он имеет другую форму.

Представляя вышенаписанное выражение в форме

$$Q_k = C_{ak} [V_a + k V_g], \text{ где } k = \frac{C_{kg}}{C_{ak}},$$

мы можем предположить, что действие анода и сетки вместе будет таково же, как одного анода, если бы он имел некоторый эквивалентный потенциал ($V_a + k V_g$). Лангмюр первый предложил для подсчета силы тока в триоде формулу, аналогичную (2) и (3):

$$J = A (V_a + k V_g)^{\frac{3}{2}} \quad (4)$$

где A есть некоторая константа, определяемая из опыта, а k определяется геометрическими формами триода и густотой сетки; понятно, что эта зависимость может быть верна лишь до наступления тока насыщения. Формула (4) подсчитывает весь ток, вызываемый термоэлектронами, уходящими от катода, и распределяющийся между сеткой и анодом в зависимости от их потенциалов и формы; таким образом имеем, обозначая через J_a и J_g силу тока в цепи анода и сетки:

$$J = J_a + J_g$$

При потенциалах сетки значительно меньших чем потенциал анода, сила тока J_g в сетке значительно меньше, чем в аноде ($< 10\%$) и потому можно считать $J = J_a$. Если потенциал сетки становится больше, в ней появляется значительный ток J_g , который может превзойти J_a при $V_g > V_a^1$; в этом случае закон Лангмюра будет справедлив только

¹⁾ Значительное увеличение тока в цепи сетки и уменьшение его в цепи анода объясняется также возникновением вторичных электронов при ударе первичных о поверхность анода (β -лучи); при потенциале $V_g > V_a$ вторичные электроны будут все попадать на сетку и дадут значительное увеличение тока J_g и уменьшение J_a при возрастании V_a .

в отношении суммы $(J_g + J_a)$, но не одного анодного тока. Кроме того ясно, что закон Лангмюра справедлив только для токов меньших тока насыщения.

Кривую, выражающую зависимость силы тока в цепи анода J_a от потенциала сетки V_g , при постоянном V_a , называют обычно «характеристикой» триода; рис. 3 дает пример такой характеристики *) при $V_a = 80$ volt; на том же графике нанесен ток в сетке J_g и суммарный ток J в зависимости от V_g . При снятии характеристики все потенциалы считаются относительно отрицательного конца нити накала.

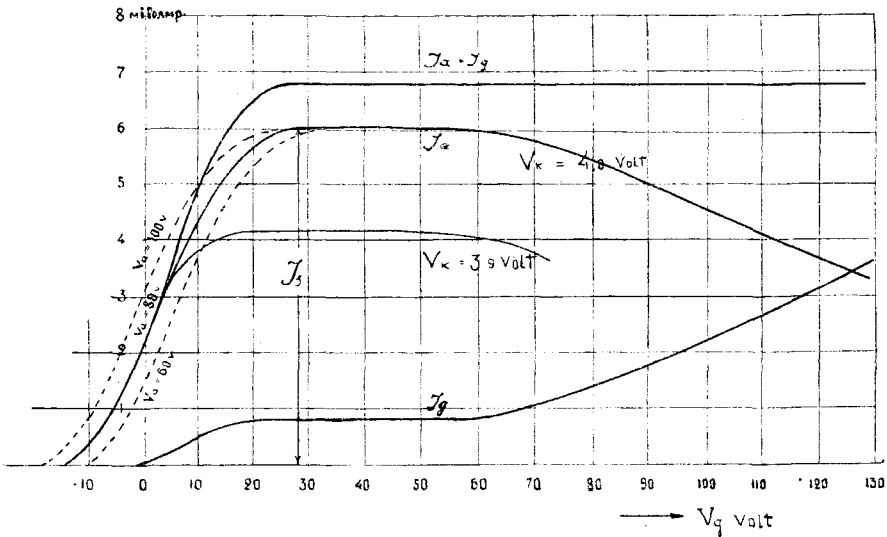


Рис. 3. Характеристики французской усилительной лампы.

Относительно тока в сетке следует отметить, что он появляется при V_g больших чем -1 volt (см. выше), довольно быстро возрастает, затем остается почти без изменения (одновременно с анодным током) и при $V_g > V_a$ снова быстро возрастает. Суммарный ток $J_a + J_g$ возрастает вначале по закону Лангмюра и по достижении тока насыщения J_s остается постоянным.

Анодный ток J_a при $V_g = 0$ не равен 0, так как он является функцией $(V_a + k V_g)^{\frac{3}{2}}$. J_a будет равно 0 при $V_g = -\frac{V_a}{k}$. Таким образом ясно, что характеристика сдвигается, при увеличении анодного потенциала ΔV_a , на величину $\frac{\Delta V_a}{k}$ в сторону отрицательных потенциалов (влево); на черт. 3 даны пунктиром характеристики при $V_a = 100$ v. и 60 v; первая сдвинута

*) Для французской усилительной лампы.

влево на 3 вольта, вторая на столько же вправо; величина тока насыщения на анод остается почти без изменения для всех трех потенциалов. Из величины сдвига можно подсчитать величину

$$k = \frac{\Delta V_a}{\Delta V_g} = \frac{20}{3} = 6,7.$$

Величина k характеризует во сколько раз потенциал сетки V_g действует сильнее (на анодный ток), чем потенциал анода, ее называют «коэффициентом усиления напряжения» в триоде; очевидно, что некоторое приращение потенциала сетки равноценно k — кратному приращению потенциала анода. В принятых конструкциях величина k меняется в широких пределах. В лампе Вина с контрольным электродом в виде пластинки k близко к 1; $C_{ak} = C_{gk}$. В усилительных лампах цилиндрической конструкции k имеет значение 5—10; в генераторных лампах с густой сеткой k имеет значение 20—100 и более; о расчете величины k будет речь ниже.

Более строго обоснованный вывод формулы Лангмюра (4) был дан Иккльсом¹⁾ для триода плоской формы и для цилиндрического триода с сеткой, навитой по винтовой линии вокруг нити на расстоянии r_g ; для цилиндрического триода получается следующее выражение для силы тока на единицу длины;

$$J = \frac{2\pi B}{(1+g)^{\frac{3}{2}} r_g} (V_a + g V_g)^{\frac{3}{2}} = \frac{14,65}{(1+g)^{\frac{3}{2}} r_g} (V_a + g V_g)^{\frac{3}{2}} \frac{\text{amp}}{\text{cm}} \quad (5)$$

Здесь буквою g обозначен коэффициент усиления напряжения (k), который может быть вычислен если известно r_g и число витков сетки на 1 см. Следует отметить, что выражение Иккльса для коэффициента A в формуле (4) определяется радиусом сетки, а не анода.

Немецкие авторы трактуют вопрос несколько в иной плоскости. Баркхаузен принимает, что поле в пространстве между сеткой и нитью, определяющее силу тока испускания электронов, определяется главным образом полем сетки и лишь небольшой частью $D V_a$ поля анода (где D — правильная дробь), проникающего через сетку; таким образом, сетка является как бы полупрозрачным экраном с «проницаемостью» D (Durchgriff). Весь ток испускания ($J_a + J_g$) будет определяться так же, как в диоде, с анодом на месте сетки и потенциалом на нем, равным $V_g + D V_a$:

$$J = 2\pi B \frac{(V_g + D V_a)^{\frac{3}{2}}}{r_g} = \frac{14,65}{r_g} (V_g + D V_a)^{\frac{3}{2}} \quad (5')$$

¹⁾ Radio Rev. Oct., Nov. Dec. 1919.

²⁾ Jahrb. Drahtl. Tel. B, XIV, S. 27 1919.

но стой разницей, что ток этот пойдет главным образом на анод и лишь малая часть его попадет на сетку. Если в формуле (5') вынести D за скобку и обозначить $\frac{1}{D} = g$, то получится выражение:

$$J = \frac{2\pi B}{g^{\frac{3}{2}}} \frac{(V_a + g V_g)^{\frac{3}{2}}}{r_g}$$

при больших величинах g почти не отличающееся практически от формулы Иккльса; таким образом при малых проницаемостях $D < 10\%$, всегда можно считать $D = \frac{1}{g}$. Как показывает строгий анализ ¹⁾, обе формулы (5) и (5') не могут считаться точными, так как величина взаимных емкостей C_{ak} и C_{gk} ($D = \frac{C_{ak}}{C_{gk}}$) сильно (в 2—4 раза) меняется в зависимости от пространственного заряда, т.е. от силы тока, а значит, и потенциала V_g и V_a , и, следовательно, мы не в праве считать величину D константой при изменении V_g и V_a .

Конструктивное выполнение триода мы встречаем чаще всего с цилиндрическим анодом и сеткой и нитью по оси цилиндра; нередко встречается также плоская форма (диплотрон Лангмюра, усилительные лампы Нижегородской Радиолaborатории); выше была уже упомянута лампа Вина с контрольным электродом в виде пластинки, расположенной по другую сторону нити (по отношению анода), предназначенная для работы с низким напряжением на аноде; интересно упомянуть также лампу Виганда с контрольным электродом в виде цилиндра, надевающегося на лампу снаружи (полное устранение тока J_g).

Подсчет величины «проницаемости» D или «коэффициента усиленного напряжения» $g = \frac{1}{D}$ послужил темой для работ многих видных теоретиков ²⁾ Для цилиндрического триода приведем формулу Дж. Томсона, как наиболее простую:

$$g = \frac{\pi d N \lg \frac{D}{d}}{\lg \left(\frac{1}{\pi d N} \right)} \quad (6)$$

¹⁾ Schottky, Verh. d. Phys. Ges. B, 18, S. 71, 1918;

²⁾ 1) Schottky, l. c. 2) M. Laue, Ann. d. Phys. S. 59, 2459, 1919 3) M. Abraham, Arch. fur. Elektr. 8, S. 42, 1919. 4) J. J. Thomson, результат приведен в статье Perlesen'a, Wireless World, July, 1919. 5) Eccles, l. c.

где D — диаметр анода, d — сетки, N — число витков сетки на 1 см; δ — диаметр проволоки сетки; вводя величину расстояния витков сетки

$b = \frac{1}{N}$, получим:

$$g = \frac{\pi \frac{d}{b} l g \frac{D}{d}}{l g \frac{1}{\pi \delta}} \quad (6')$$

Эта формула показывает, что g тем больше (D тем меньше) 1) чем больше диаметр анода по сравнению с диаметром сетки, 2) чем больше диаметр сетки по сравнению с расстоянием витков ее, т.е. чем гуще сетка и 3) чем меньше расстояние витков по сравнению с их диаметром $\left(\frac{b}{\delta}\right)$, т.е. чем меньше свободный просвет между витками сетки.

Для большинства приложений триода является весьма существенным, чтобы наиболее крутая, рабочая, часть характеристики лежала по обе стороны от начального потенциала сетки, чем достигается наибольший усилительный эффект, наименьшее искажение тока при усилении и легкое самовозбуждение генератора. Если характеристика лежит слишком вправо, то можно достичь намеченной цели, давая сетке некоторый положительный потенциал, но это очень не выгодно, так как в сетке появится значительный паразитный (бесполезный) ток; поэтому предпочтительней сделать начальный потенциал сетки 0 или — 1 volt и произвести сдвиг характеристики влево, чего можно, как мы видели, достичь, увеличивая произведение $D V_a$, т.е. увеличивая или D или V_a ; так, например, сдвиг на 10 volt при $D = 5\%$ можно произвести, увеличивая V_a на 200 volt или при $D = 10\%$, увеличивая V_a на 100 volt.

Определим при каком потенциале сетки (V_g)₀ лежит наиболее крутая часть характеристики, при отсутствии потенциала на аноде, т.е. при коротком замыкании между анодом и катодом (строго говоря, закон Лангмюра в этом случае уже не приложим к одному J_a , а лишь к суммарному току ($J_a + J_g$)); очевидно, что при $V_a = 0$ характеристика начнется при $V_g > 0$ и достигнет тока насыщения J_s при некотором положительном потенциале на сетке; примем, что (V_g)₀ будет соответствовать половине тока насыщения $\frac{J_s}{2}$. На основании таблиц II и III. токи насыщения для нити диаметром 0,125 мм будут следующие:

$$\begin{aligned} \text{слабый накал } 2300^\circ & - J_s = 0.006 \frac{\text{Amp}}{\text{cm}} \\ \text{сильный накал } 2500^\circ & - J_s = 0.200 \frac{\text{Amp}}{\text{cm}} \end{aligned}$$

Прилагая формулу (5'), получим, что:

$$(V_g)_0 = \left(\frac{J_s r_g}{2.14,65 \cdot 10^{-6}} \right)^{2/3}$$

Давая r_g различные значения, получим следующую таблицу:

Таблица IV.

r_g cm	$(V_g)_0$ Volt.	
	2300°	2500°
0,1 cm.	7,4	21,5
0,2	11,7	34,0
0,3	15,5	45,0
0,5	22	63,0
1,0	35	100,0

Французская усилительная лампочка, имеющая $r_g = 0,2$ cm и $D = 0,15$, при слабом накале требует сдвиг характеристики на 11,7 volt, что получится при $V_a = \frac{11,7}{D} = \frac{11,7}{0,15} = 78$ volt; как известно, это напряжение обычно и употребляется. Получение потенциалов такой величины встречается со значительными затруднениями (большой вес аккумуляторов, трудность их зарядки), и потому было сделано много попыток построения триодов, дающих значительное усилительное действие при меньшем анодном потенциале; для этой цели М. Вин построил лампу, о которой уже упоминалось, имеющую $D = 1$; ясно, что для этой лампы анодное напряжение, которое произведет сдвиг в 11,7 volt, будет равно $\frac{11,7}{1} = 11,7$ volt; действительно, эти лампы при 10—12 volt на аноде дают хорошее усиление.

Для большой генераторной лампы с $r_g = 1$ cm мы получим необходимый сдвиг в 100 volt (сильный накал) при

$$V_a = \frac{100}{D};$$

4) Jahrb. Drahtl. Tel. 15, S. 27, 1920.

если

$$D = 10\% - V_a = 1.000 \text{ volt.}$$

$$D = 4\% - V_a = 2.500 \text{ volt.}$$

$$D = 2\% - V_a = 5.000 \text{ volt.}$$

$$D = 1\% - V_a = 10.000 \text{ volt.}$$

Таким образом ясно, что при высоких напряжениях на аноде приходится применять малое D , т. е. густую сетку, что мы и видим всегда в генераторных лампах, рассчитанных на большую мощность.

Крутая, поднимающаяся часть характеристики имеет почти строго прямолинейную форму; как показал Иккльс (1. с.) эта форма вполне совместима с законом Лангмюр если учесть неравномерную температуру нити в силу остывания концов: при увеличении потенциала сетки закону $3/2$ следует лишь средняя часть нити, концы же дают ток насыщения.

Прямолинейность характеристики позволяет выразить ее в простой математической форме, удобной для приближенных расчетов (при изменениях потенциала достаточно малых, чтобы не выйти за пределы прямолинейной части):

$$J_a = a V_a + b V_g + c^1),$$

где c — малая величина, дающая силу тока при $V_a = V_g = 0$, зависящего от того, что электроны имеют некоторую начальную скорость, отличную от нуля.

Выясним значение коэффициентов a и b . В самой общей форме уравнение характеристики можно представить в форме:

$$J_a = F(V_a, V_g).$$

Прирост силы тока dJ_a связан с приращениями потенциалов анода и сетки следующим соотношением:

$$dJ_a = \left(\frac{\partial J_a}{\partial V_a} \right)_{V_g} dV_g + \left(\frac{\partial J_a}{\partial V_g} \right)_{V_a} dV_a$$

где $\left(\frac{\partial J_a}{\partial V_a} \right)_{V_g}$ даст изменение анодного тока при изменении V_a на один вольт и постоянном V_g , а $\left(\frac{\partial J_a}{\partial V_g} \right)_{V_a}$ дает изменение анодного тока при изменении V_g на один вольт при постоянном V_a ; ясно, что обе эти частные производные имеют размерность проводимости или (сопротивление)⁻¹; Баркхаузен (1. с.) вводит для второй из них обозначение S

¹) Vallauri. Jahrb. Drahtl. Tel. B. 12, S. 349, 1917.

(Steilheit), она характеризует крутизну характеристики в данной точке и $\frac{1}{R_i}$ для первой, где R_i характеризует внутреннее сопротивление лампы,

ибо при $V_g = \text{const}$ и при коротко замкнутой цепи анода $dJ_a = \frac{dV_a}{R_i}$.

Величина S находится из характеристики геометрически как tg угла наклона кривой в данной точке к оси абсцисс; в усилительных лампах французского образца S имеет величину в наиболее крутой части порядка $4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{amp}}{\text{volt}}$, в немецких — порядка $1 \cdot 10^{-4} \frac{\text{amp}}{\text{volt}}$; R_i может быть также найдено для каждого V_g геометрически, если имеются две характеристики снятые при различных потенциалах анода, как это показано например, на черт. 3 пунктирными кривыми; в усилительных лампах французского типа $R_i \approx 30.000 \Omega$, немецких с плоской сеткой и анодом $R_i \approx 100.000 \Omega$. На опыте R_i можно измерить посредством мостика Витстона, включая лампу в качестве одного плеча мостика.

Частная производная $\left(\frac{\partial V_a}{\partial V_g}\right)_{J_a}$ покажет нам, на сколько вольт придется уменьшить V_a при увеличении V_g на один вольт, чтобы сила анодного тока осталась без изменения, т.-е., иными словами, во сколько раз большее изменение анодного потенциала эквивалентно данному изменению потенциала сетки; эту величину принято называть, как уже говорилось выше, «коэффициентом усиления напряжения» и обозначать буквою g ; обратная величина $\frac{1}{g}$ при больших g достаточно точно равна «проницаемости» сетки:

$$g = \left(\frac{\partial V_a}{\partial V_g}\right)_{J_a} \text{ и } D = \left(\frac{\partial V_g}{\partial V_a}\right)_{J_a}$$

Принимая во внимание известное соотношение между частными производными:

$$\left(\frac{\partial J_a}{\partial V_a}\right)_{V_g} = \left(\frac{\partial J_a}{\partial V_g}\right)_{V_a} \left(\frac{\partial V_g}{\partial V_a}\right)_{V_a},$$

находим связь между величинами S , R_i и D или g :

$$\left. \begin{aligned} 1/R_i &= SD \text{ или } SDR_i = 1 \\ 1/R_i &= \frac{S}{g} \text{ или } g = SR_i \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Прямолинейная часть характеристики в обозначениях Баркхаузена может быть выражена уравнением:

$$J_a = SV_g + \frac{1}{R_i} V_a + c, \quad (7)$$

где S и R_i имеют постоянное значение в пределах всей прямолинейной части (эти именно значения и даны были выше).

Для небольших колебаний переменных напряжений на сетке и аноде получим, обозначая малыми буквами i_a , e_p и e_a амплитуды соответствующих переменных величин, следующую связь:

$$i_a = S e_p + \frac{1}{R_i} e_a \quad (7)$$

Уравнение Лангмюра (4) относится только к чисто электронному процессу, обязательным условием для чего является весьма совершенный вакуум. При наличии следов газа, электроны, имеющие достаточную скорость, могут произвести ионизацию газовых молекул, вследствие чего увеличивается, с одной стороны, количество носителей электрического тока, с другой — нейтрализуется отрицательный пространственный заряд, что ведет в общем к значительному усилению силы тока в цепи анода; при появлении ионизации закон $3/2$ конечно, перестает выполняться. Так как потенциалы ионизации газов лежит не выше 25 volt, то в газовых лампах всегда наблюдается резкое возрастание силы анодного тока при потенциалах V_g , превышающих несколько десятков вольт и, соответственно с этим, очень крутая характеристика (большое S). Хотя крутая характеристика и позволяет получить большое усиление, однако, газовые лампы, обладая этим преимуществом, оказываются очень неустойчивыми в работе, так как их режим, во-первых, зависит от температуры, во-вторых, подвергается постепенным изменениям в течение времени (жестчение или мягчение): так, напр., лампы, хорошо работающие в теплом помещении, отказываются работать на морозе или при подъеме на аэроплане.

Внезапные изломы в ходе характеристики объясняются как было объяснено раньше, остановкой электронов, достигших достаточной скорости, чтобы возбудить молекулы газа к свечению (резонанс-потенциал); эти изломы характеристики с успехом применяются для детекторного действия (см. ниже).

Присутствие газа в лампе может быть обнаружено следующим методом: если на сетку наложить значительный отрицательный потенциал, а на анод положительный, то в пустотной лампе мы не получим никакого тока в цепи сетки; при наличии газа, небольшое количество электронов, прошедшее мимо отрицательно заряженной сетки, сразу попадает в поле анода, они ускоряют движение и могут произвести ионизацию; положительные ионы направляются к сетке и дают ток J_g ; таким образом, если при отрицательных потенциалах сетки в ней течет ток обратного направления, то это служит показателем присутствия газа. Так как при ионизации образуется один $+$ ион и один электрон, который будет двигаться к аноду, то анодный ток возрастет на вели-

числу J_g ; ток обусловленный первичными электронами будет равен $J_a - J_g$. Отношение $\frac{J_g}{J_a - J_g} \approx \frac{J_g}{J_a}$ будет пропорционально количеству ионов образовавшихся на один первичный электрон за единицу времени; если обозначить через d длину пути первичных электронов, на котором они могут произвести ионизацию ($d = r_a - r_g$), то величина $\frac{J_g}{d \cdot J_a}$ будет пропорциональна количеству ионов, образующихся за 1 сек. на 1 длины пути первичного электрона; эта величина будет пропорциональна давлению газа или, обратно: $p = k \frac{J_g}{d \cdot J_a}$, где k эмпирическая константа, зависящая от природы газа; при увеличении давления k слегка убывает.

Кауфман и Серови²⁾ дают способ абсолютного определения величины k из геометрических размеров, потенциалов сетки и анода, пользуясь некоторой функцией, дающей число ионов на 1 см пути электрона в зависимости от разности потенциалов, которую он пробежал; эта функция имеет иной вид для каждого газа и определена для различных газов Майером. При пользовании чувствительным гальванометром в цепи сетки возможно измерение разрежений до 10^{-6} мм. В генераторных лампах Telefunken авторы нашли давление порядка 10^{-6} мм.

Пока в катодных лампах пользовались сравнительно тонкими нитями накала и небольшими силами тока накала, при расчете можно было пренебрегать величиной магнитного поля тока накала. Как показал Хулл³⁾ при толстых проволоках — катодах (до 1 см диаметра), применяемых в мощных выпрямителях и генераторах, магнитное поле тока накала производит сильное возмущающее действие на полет электронов и может заставить их, описав некоторую кривую, вернуться обратно на катод, не достигнув анода; при каждом токе накала J_k существует определенный критический потенциал на аноде, ниже которого ток анода равен 0. При $T = 2500^\circ$ и диаметре проволоки катода 0,25 мм критический потенциал малая величина:

для диаметра 5 мм — он равен 10.000 volt
 » » 10 мм — он равен 100.000 volt.

На этом принципе Лангмюр построил новую систему генерирования токов высокой частоты, при которой «контрольным» током служит ток накала.

1) Möller. Elektronenröhren. Samml. Vieweg № 49, 1922.

2) Zschr. für Phys, 5, s. 319, 1921.

3) Hull, Phys. Rev XIX, p. 533, 1922.

III. ДЕТЕКТОРНОЕ ДЕЙСТВИЕ КАТОДНОЙ ЛАМПЫ.

Искровые радиостанции дают излучение в форме затухающих колебаний; одна затухающая серия следует за другой с некоторой тональной частотой. Колебания высокой частоты непосредственно ухом не воспринимаются и для того, чтобы воспринять на слух, их выпрямляют при помощи различных приспособлений, называемых детекторами, в результате чего из каждой серии колебаний получается ряд односторонних импульсов, следующих друг за другом с высокой радио-частотой и сливающихся в телефоне в один общий импульс, прогибающий мембрану телефона; так как серии следуют друг за другом через правильные промежутки времени, то ритмические толчки в телефоне в сумме дают музыкальную ноту, с частотой, равную числу затухающих серий, испускаемых передатчиком в одну секунду.

Наиболее простым, из большого числа детекторов, является безусловно кристаллический детектор, представляющий из себя контакт металла с кристаллом (медная проволочка — свинцовый блеск, карборунд — стальная пластинка) или двух различных кристаллов (цинкит-халкопирит и др.); слабой стороной кристаллических детекторов является их неустойчивость — механические и электрические толчки (напр., атмосферные разряды), даже слабые, могут совершенно расстроить работу детектора и требуют регулировки его. Флеминг предложил воспользоваться для целей детектирования односторонней проводимостью двух-электродной лампы с разреженным газом (вентиль Флеминга) он обнаружил, что некоторые точки характеристики, в которых имеются резкие изгибы, являются особенно чувствительными для детектирования.

Триод также может служить детектором в любой части своей характеристики, кроме прямолинейной; например в начальной части характеристики (черт. 3), при наложении на сетку, синусоидального напряжения с малой амплитудой, в цепи анода получается большее возрастание тока в случае положительной полуволны, чем убывание в случае отрицательной полуволны; средний ток в цепи анода при наложении серии колебаний будет возрастать.

Как легко видеть, разлагая уравнение характеристики $J_a = F(V_g)$ в ряд Тейлора и беря среднее значение, прирост тока в цепи анода при наложении на сетку колебаний с амплитудой v_g будет равен:

$$\Delta J_a = \frac{\partial^2 J_a}{\partial V_g^2} \frac{v_g^2}{4} \quad (8)$$

Условие детекторного действия, таким образом, есть $\frac{\partial^2 J_a}{\partial V_g^2} \geq 0$; первое условие будет соблюдаться на нижней, начальной части характе-

ристики, второе — на верхнем изгибе ее при переходе к току насыщения; второй случай детектирования мало выгоден, так как получается при значительном добавочном потенциале на сетке, что вызывает паразитный ток в ней.

Гораздо более сильное действие даст детекторная схема, примененная впервые Де-Форте в его «Аудионе»; ее можно назвать по широте применения основной детекторной схемой. Главную роль в этой схеме (черт. 4) играет небольшой конденсатор C_g в 50 — 100 см, включаемый в цепь сетки и шунтированный большим омическим сопротивлением R_g в несколько мегомов; сетка имеет начальный потенциал 0. Приходящие колебания возбуждают контур LC и вызывают возникновение переменного напряжения на сетке; в виду того, что при возрастании потен-

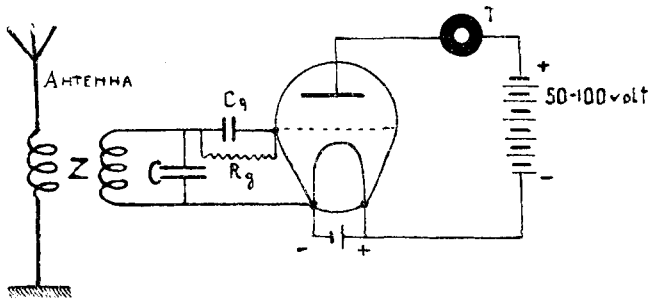


Рис. 4. Схема аудиона.

циала ток в сетке резко возрастает (по закону: $e \frac{v_g}{v_0}$, согл. Баркхаузену), при (+) полуволне на сетке, на нее пощадает значительный поток электронов, заряжающий ее отрицательно; при (—) полуволне ток в сетке мал и изменения потенциала почти не происходит. Ряд колебаний постепенно заряжает сетку максимально до такого отрицательного потенциала, когда в ней прекращается всякий ток, — т.-е., примерно, до —1 вольта (черт. 5); сопротивление R_g служит для того, чтобы заряд сетки мог постепенно стечь с нее, и к моменту начала следующей серии сетка находится снова в готовности для приема колебаний. Телефон, включенный в цепь анода, отмечает лишь средние колебания силы анодного тока, имеющие тональную частоту. Детекторное действие по схеме аудиона значительно выше, чем по схеме без конденсатора; включения специального сопротивления часто можно избежать так как достаточную утечку дает цоколь лампы и изоляция конденсатора. Сопротивление R_g делается обычно в форме полоски бумаги, покрытой тушью или графитом, концы которой прижаты металлическими пластинами.

Схема триодного детектора, в случае воздействия незатухающих колебаний, дает некоторое постоянное убывание силы тока в цепи

анода, которое останется совершенно незаметным при слушании в телефон. Для того, чтобы сделать незатухающие колебания слышимыми, необходимо их разбить каким-либо образом на части; это делается часто при помощи чисто механического прерывания, но гораздо более удобный способ представляет наложение на приемный контур местных незатухающих колебаний малой амплитуды с частотой, отличной от частоты принимаемых сигналов. Приходящие колебания с частотой N дадут с местными частоты N' биения с частотой, равной разности $N - N'$, которую легко подобрать так, чтобы она лежала в пределах наибольшей чувствительности уха. Местный генератор (Ueberlagerer, heterodyne) легко осуществляется так же при помощи катод-

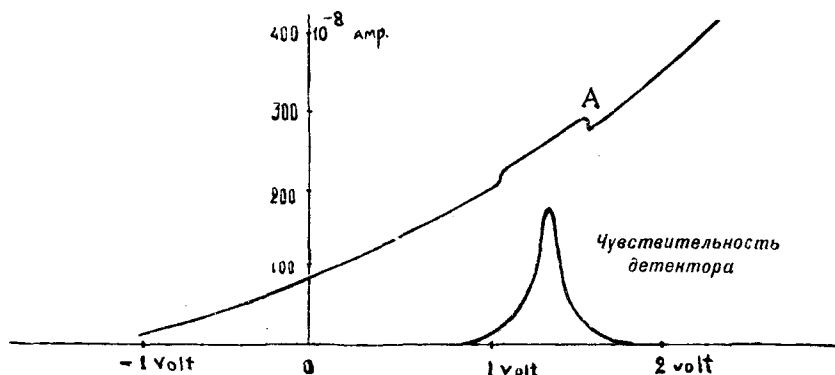


Рис. 5. Чувствительность детектора со ртутным паром.

ной лампы (см. ниже). Еще более удобную конструкцию можно сделать, заставляя детекторную лампу одновременно генерировать колебания в приемном контуре, настроенном на частоту, немного отличную от частоты принимаемой; тогда приходящие волны вызывают в приемном контуре вынужденные колебания, которые, как уже было объяснено выше, дают биения с местными и, таким образом, могут быть услышаны: эта схема известна под названием «автодина» (autodyne) или «колебательного аудиона».

Очень выгодные условия для детектирования дают газ-содержащие лампы, благодаря тому, что в их характеристике имеются точки с резкими подъемами и изгибами. Черт. 5¹⁾ дает характеристику лампы, содержащей ртутный пар. Детекторное действие газовой лампы будет зависеть от начального потенциала сетки, определяющего положение на характеристике, и от величины амплитуды; на черт. 5 показана величина детекторного действия в различных точках характеристики. В настоящее время многие фирмы выпускают специальные детекторные лампы, содержащие, большей частью, ртутный пар.

¹⁾ Заимствован из статьи Лангмюра Proc. Inst. Radioeng. 3 p. 3. 1915.

VI. КАТОДНАЯ ЛАМПА КАК УСИЛИТЕЛЬ.

До изобретения катодной лампы задача усиления слабых переменных токов была почти неразрешима и здесь дело обстояло значительно хуже чем с сигналами, подаваемыми постоянным током, где, посредством реле, можно было достичь обнаружения и проявления в увеличенном масштабе действия крайне слабых токов. Катодная лампа позволила сделать реле для переменного тока в том смысле, что усиление колебаний получается за счет некоторого источника энергии, затрата которой находится под контролем усиляемых колебаний.

Идея использования катодной лампы, как усилителя, пояснена на черт. 6. Слабые переменные напряжения (напр., от телефонной линии) накладываются между

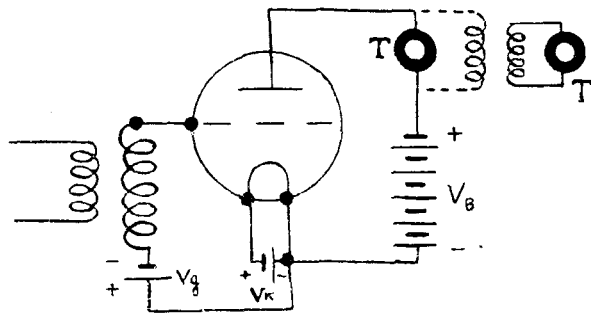


Рис. 6. Триод-усилитель.

можно обнаружить, включив в нее телефон (непосредственно или через трансформатор); чтобы в цепи сетки не было паразитного тока,

можно включить небольшое добавочное напряжение (V_g).

При малых амплитудах, возникающий в цепи анода переменный ток i_a (малыми буквами в дальнейшем мы будем обозначать амплитуду переменных величин) будет определяться уравнением (7¹).

$$i_a = S v_g + \frac{1}{R_i} v_a.$$

Изменение напряжения анода v_a появится вследствие изменения силы тока в цепи анода, если в ней включено какое-либо сопротивление r_a [под r_a будем разуметь далее полное сопротивление переменному току *impedanz*, которое в частном случае может быть омическим — R_a] и будет равно:

$$v_a = -i_a r_a.$$

Подставив это выражение в формулу (7) и определив из нее i_a , получим:

$$i_a = \frac{v_g S R_i}{R_i + r_a} = \frac{r_g}{D} \frac{1}{R_i + r_a} = \frac{g r_g}{R_i + r_a} \quad (9)$$

Эта формула, согласно указанию Баркхаузена, выведена впервые Шоттки (ранее 1919), в английской литературе она выведена Белти (1919) и называется «теоремой Белти». Формула эта, являющаяся основной для теории усилительного действия, гласит, что триод действует в цепи анода, как генератор переменного тока с электродвижущей силой $g v_g = \frac{v_g}{D}$, имеющий внутреннее сопротивление R_i ; при такой трактовке вопроса термин «коэффициент усиления напряжения» (обозначаемый буквой g) становится вполне очевидным¹⁾.

При чисто омическом сопротивлении $r_a = R_a$ получим формулу:

$$i_a = \frac{v_g}{D} \frac{1}{R_i + R_a} = \frac{g v_g}{R_i + R_a} \quad (9)'$$

Оставаясь на почве геометрической картины, мы можем изобразить уравнение (9) графически в виде некоторой характеристики для переменного тока, которая в случае малых амплитуд будет, очевидно, прямая, проходящая через начало координат и имеющая крутизну:

$$S' = \left(\frac{di_a}{dv_g} \right)_{r_a} = \frac{1}{D(R_i + R_a)} = \frac{1}{DR_i \left(1 + \frac{R_a}{R_i} \right)} = \frac{S}{1 + DSR_a} \quad (10),$$

т. е. крутизна рабочей характеристики уменьшается в $1 + DSR_a$ раз, по сравнению с первоначальной.

В общем случае r_a может состояться из комбинации омического сопротивления R , емкости C и самоиндукции L ; в случае колебательного контура (см. черт. 8), включаемого, например, в цепь анода генератора, мы будем иметь:

$$r_a = \frac{(i\omega L + R) \frac{1}{i\omega C}}{i\omega L + R + \frac{1}{i\omega C}} \quad (11)$$

где $i = \sqrt{-1}$; $\omega = \frac{2\pi}{T}$ — частота (угловая) переменного тока, возбуждаемого в цепи анода. Как не трудно доказать в этом случае, рабочая характеристика будет иметь форму эллипса вокруг начала координат, описываемого против стрелки часов, если ток в цепи анода опережает напряжение на сетке (емкость преобладает), и по стрелке, если ток отстает (самоиндукция преобладает). В случае резонанса $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

¹⁾ В дальнейшем теория усилительных ламп изложена по Barkhausen'у.

и при малом сопротивлении R получится приближенно:

$$R_a \approx \frac{L}{CR}, \quad (12)$$

т.е. колебательный контур эквивалентен некоторому омическому сопротивлению, и сдвига фаз между v_p и i_a нет.

На основании элементарных выкладок, из формулы (9') мы найдем что наибольшая мощность будет выделяться в цепи анода при условии $R_a = R_i$; телефоны делают с сопротивлением, редко большим чем 4.000 ом; в усилительных лампах немецкого образца $R_i = 100.000$ ом, и включение телефона непосредственно в цепь анода оказывается мало выгодным (используется лишь $\frac{1}{7}$ часть максимальной энергии при $R_a = 4.000 \Omega$ и $\frac{1}{25}$ часть при $R_a = 1000 \Omega$); во французской усилительной лампочке $R_i = 30.000 \Omega$ и при $R_a = 4.000 \Omega$ используется примерно $\frac{3}{8}$ макс. энергии. Ввиду этого выгодней выводить ток посредством трансформатора понижающего напряжение в несколько раз; тогда телефон с сопротивлением R_a во вторичной обмотке даст в первичной кажущееся сопротивление $u^2 R_a$, (где u коэффициент трансформации), которое можно сделать равным R_i и получить от лампы максимальную энергию. Надо принять во внимание, что всякий трансформатор дает потери, и потому применение его при R_a , отличающихся от R_i меньше, чем в 5—6 раз, не имеет смысла; во французских лампах очень часто выводного трансформатора не делается. Иначе обстоит дело, если должен быть включен прибор с малым сопротивлением (напр. струнный гальванометр, осциллограф), тогда применение трансформатора выгодно; в этом последнем случае предпочтительней пользоваться лампами с малым внутренним сопротивлением (лампа Вина).

В случае усиления колебаний высокой частоты емкость C_{ak} между анодом и катодом создает некоторое побочное сопротивление к приемному аппарату; принимая $C_{ak} = 10$ см, найдем, что при длине волны $\lambda = 300$ м, т.е. частоте 10^6 , это побочие будет равно $\frac{1}{C\omega} = 15.000$ ом; при $R_a = R_i$ (наивыгоднейший случай) для франц. лампы $R_i = 30.000 \Omega$ в индикатор попадет лишь $\frac{1}{3}$ всего тока; и в этом случае лампы с малым внутренним сопротивлением дадут значительный выигрыш.

Разберем теперь вопрос о наивыгоднейшем способе подвода тока к сетке. Лучшей схемой мы будем считать ту, которая дает высшее напряжение на сетке v_g ; при потенциале сетки ниже 1 volt, ток в ней совершенно прекращается, сопротивление промежутка сетки—катод можно считать равным бесконечности; конечно, всегда имеется некоторое сопротивление изоляции R_g , которое параллельно с емкостью C_{gk} даст некоторое «действующее сопротивление» сетки r_g . Переменное напряжение v_g на сетке тем больше, чем больше r_g (так как падение

напряжения равняется $i_p r_p$); но слишком увеличивать r_p оказывается невыгодным, так как в этом случае усилитель становится излишне чувствителен к различным посторонним воздействиям (индукция от проводов, грозовые разряды) и большей частью сетка нарочно шунтируется большим сопротивлением порядка нескольких мегомов. Наибольший вольтаж на сетке получится при внешнем сопротивлении, равном сопротивлению сетки; если внешнее сопротивление мало (телефонная линия), то выгодно поставить вводный трансформатор, повышающий напряжение в u раз; тогда «действующее сопротивление» во вторичной обмотке будет в u^2 раз больше r_p , выбирая u , его можно сравнить с «действующим сопротивлением» сетки r_p ; не следует упускать, что трансформатор и здесь дает потери, так что его применение имеет смысл лишь при большом отличии внешнего и внутреннего сопротивления. В случае настройки в резонанс с подходящими колебаниями, трансформатор дает значительное повышение напряжения; для остроты резонанса R_p должно быть велико.

Усилительную способность катодной лампы естественно характеризовать как отношение максимальной мощности, выделяющейся в индикаторе $(N_v)_{max}$, к подведенной неусиленной мощности N_u . Линейным усилением Баркхаузен называет величину

$$W = \sqrt{\frac{(N_v)_{max}}{N_u}}$$

Найдем величину усиления в зависимости от качества лампы и схемы.

Мощность, выделяемая в цепи анода равняется:

$$N_a = \frac{i_a^2 r_a}{2},$$

из формулы (9) мы найдем наибольшую мощность

$$(N_a)_{max} = \frac{v_g^2}{SD^2 R_i} = \frac{1}{4} \frac{S}{D} (v_g)^2_{eff}, \text{ полагая } r_a = R_i.$$

Величину $\frac{S}{D}$ Баркхаузен называет «добротностью» лампы (Güte); она равняется учетверенной наибольшей мощности, выделяемой в цепи анода при переменном эффективном напряжении на сетке равном 1 вольту. Обозначая далее коэффициент полезного действия выводного трансформатора через γ_a , мы найдем наибольшую мощность, выделяемую в индикаторе:

$$(Nv)_{max} = \gamma_a \frac{1}{4} \cdot \frac{S}{D} (v_g)^2_{eff}.$$

Мощность затраченная в цепи сетки будет равняться:

$$N_g = (v_g)(i_g)_e = \frac{(v_g)^2_{eff}}{r_g};$$

если к. п. д. вводного трансформатора η_v , то подведенная мощность

$$N_u = \frac{N_g}{\eta_v} = \frac{(v_g)^2_{eff}}{\eta_v r_g};$$

подставляя полученные выражения, получаем следующую формулу для линейного усиления:

$$W = \sqrt{\frac{(N_v)_{max}}{N_u}} = \frac{1}{2} \sqrt{\eta_v \eta_{ia}} \sqrt{\frac{S}{D} \cdot \frac{1}{r_g}} \quad (12)$$

При данных к. п. д. вводного и выводного трансформаторов, усиление тем больше, чем больше добротность лампы и чем совершенней изоляция в цепи сетки.

Полагая

$$\eta_v \eta_{ia} = 40\% \text{ и } \frac{S}{D} = 10^{-3} \frac{\text{watt}}{\text{volt}^2}$$

для немецкой лампы; (для французской усилительной лампы

$$\left. \frac{S}{D} = 3 \cdot 10^{-3} \frac{\text{watt}}{\text{volt}^2} \right);$$

(далее мы приведем соответствующие данные для французской лампы в скобках), получим для величины усиления:

$$W = \sqrt{\frac{r_g}{10.000}} \left(\sqrt{\frac{r_g}{3.300}} \right).$$

Если $r_g < 10.000 \Omega$ (3.300Ω), то $W < 1$, т.е. никакого усиления не получится; при $r_g = 100.000$ (33.000) Ω получится усиление в 3,2 раза; при 10^6 ($3,3 \cdot 10^5$) Ω усиление в 10 раз и т. д.

При усилении радио-частот побочие к сетке создается не только омическим сопротивлением R_v , но и емкостным—равным $\frac{1}{\omega C_{pk}}$; если считать $C_{pk} = 10$ см, то это емкостное побочие сравняется с 10.000Ω при $\lambda = 600$ мт (для немецкой лампы), и, таким образом, при волнах короче 600 мт получить усиления не удастся; работая с трансформатором, настроенным в резонанс, возможно получить усиление и для более коротких волн.

Определение усиления (линейного) удобно производить по схеме предложенной П и р а н и¹⁾: переменный ток некоторого генератора протекает последовательно через некоторые сопротивления r_1 и r_2 , при чем r_2 делается значительно меньше r_1 ; от r_1 через коммутатор ток можно подвести к телефону, от r_2 ток подводится к усилителю и после усиления через коммутатор к тому же телефону; переключая по очереди телефон на усиленный и неусиленный ток и подбирая величины сопротивлений так, чтобы сила звука не менялась, можно легко подсчитать усиление вольтажа для данной частоты: при пользовании трансформаторами получается обычно далеко не одинаковое усиление на разных частотах (они обладают резкими резонансными свойствами); кроме того, усиление малых амплитуд гораздо значительней чем больших.

Передавая усиленные колебания обратно в цепь сетки посредством индуктивной или ёмкостной связи, возможно получить значительное увеличение усилительного действия за счет энергии батареи в цепи анода; предел усиления кладет то обстоятельство, что при сильной обратной связи лампа начинает работать как генератор (см. гл. IV) с некоторым собственным периодом, и слабые внешние колебания заглушаются сильными местными. Этот остроумный прием применен впервые Армстронгом²⁾ и теперь широко применяется при построении так называемых регенеративных приемников для радиотелеграфии: регенеративный способ позволил Армстронгу получить от одной лампы усиление в 100 раз, сильная обратная связь, дающая большое усиление, имеет тот недостаток, что при сильном электрическом толчке может наступить возбуждение генерации, сбивающей работу лампы в качестве усилителя; кроме того, колебания имеют свойство затягиваться после окончания сигналов.

Математически обратную связь можно представить как, некоторое отрицательное сопротивление, вводимое в приемный контур и уменьшающее его затухание до произвольно малой величины; когда сопротивление делается меньше нуля, наступает самовозбуждение. Регенеративный способ замечателен тем, что позволяет компенсировать все потери в цепи сетки и приемных контуров (нагревание, утечку, гистерезис и др.) и позволяет делать катушки радиоприемников из тонкой проволоки, применять антенны с большим сопротивлением и плохой изоляцией и даже пользоваться в приемниках катушками с железными сердечниками³⁾.

Применение обратной связи при низких частотах вызывает затягивание звуков (послезвучание) и резкое подчеркивание резонансных

¹⁾ Jahrb. Drahtl. Tel. B. 16, 1920.

²⁾ Proc. Inst. Radioeng. V. 3, Sept 1915.

³⁾ П. Куксенко сконструировал недавно очень компактный регенеративный приемник с железом. Доклад в РОРИ в феврале 1923 г.

свойств, так что при усилении телефонных токов приходится отказаться от регенеративного принципа.

Различные свисты в усилителях объясняются большей частью самовозбуждением колебаний в каком-либо контуре с низкой частотой, вызванным влиянием обратной связи: чтобы бороться с этим злом, приходится поступиться чувствительностью и уменьшать сопротивление в цепи сетки, и кроме того, тщательно защищать (металлическими, заземленными оболочками и соответственным расположением) части схемы, несущие неусиленные токи, от токов усиленных.

Усиленные колебания из цепи анода возможно передать на сетку второй лампы, в цепи анода которой получится дальнейшее усиление (черт. 7). Передача может происходить или посредством сопротивлений R_a (от 1-й лампы ко 2-й) большой величины (порядка внутреннего сопротивления лампы) через конденсатор C'' или посредством трансформатора (от 2-й лампы к 3-й). Первый способ употребляется обычно для усиления радиочастот и для низких частот в тех случаях, когда желательно уменьшить искажение; этот способ невыгоден тем, что требует большого напряжения анодной батареи V_B , чтобы за вычетом падения потенциала на сопротивлении R_a остался достаточно высокий потенциал на аноде. Первая и вторая лампы играют (черт. 7) одновременно роль усилительную и детекторную; во второй лампе для зарядки сетки отрицательным потенциалом—1 volt введен элемент последовательно с большим сопротивлением R_p . Возможно применение обратной связи от цепи анода второй лампы на сетку первой (пунктиром изображена возможная обратная связь посредством конденсатора C' малой

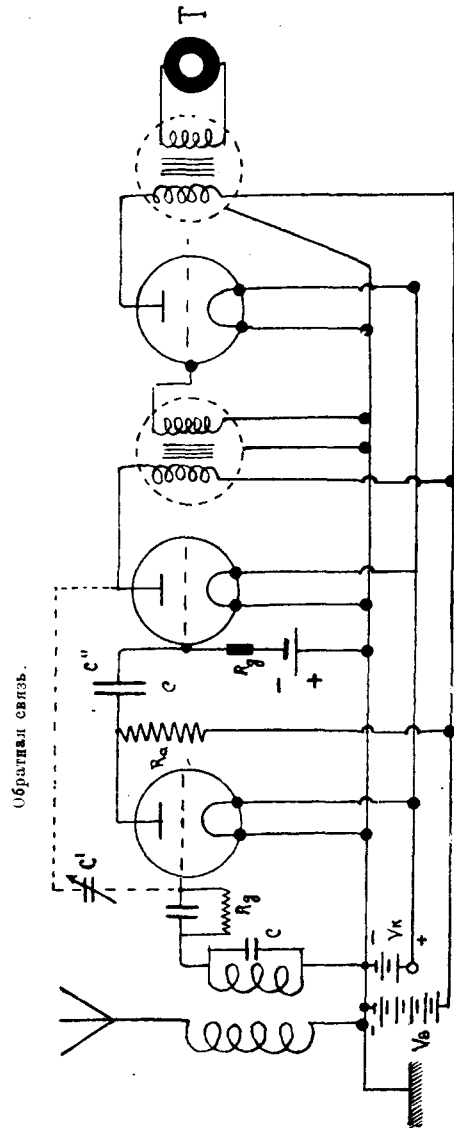


Рис. 7. Трехкратный усилитель.

емкости, которую можно изменять). При передаче посредством сопротивлений усиление будет равно отношению напряжения в цепи анода к напряжению в цепи сетки; но напряжение в цепи сетки следующей лампы равно падению напряжения на сопротивлении предыдущей лампы, т.-е. $(V_{a1}) = (V_{g2})$; подставляя значение $V_a = i_a R_a$ из форм. (9') получим выражение усиления при переходе от первой лампы ко второй:

$$W = \frac{(V)_{i2}}{(V)_{a1}} = \frac{1}{D \left(1 + \frac{R_a}{R_i}\right)} = \frac{1}{D + \frac{1}{SR_a}} \quad (13)$$

Если сделать $R_a \gg R_i$, то $W = \frac{1}{D} = g$, т.-е. усиление будет равно обратной величине проницаемости; для немецкой усилительной лампы $D = 10\%$, т.-е. $W = 10$, для французской $D = 15\%$, т.-е. $W = 6$. Лампы с двойной сеткой, имеющие малое D , дают в этой схеме большое усиление.

Передача посредством трансформатора применяется при низких частотах. Избежать резких резонансных свойств можно, настраивая различные трансформаторы усилителя на разные частоты. Пунктиром показана металлическая защита трансформаторов, вводной цепи сетки и выводной цепи, делающаяся во избежание самовозбуждения и возникновения свиста.

Кроме искажений, вносимых резонансными свойствами, при увеличении амплитуды возникают искажения, вызываемые непрямолинейностью характеристики; для устранения этого приходится удлинять прямолинейную часть, увеличивая накал и анодное напряжение. Свою долю искажения вносит, конечно, и мембрана телефона, имеющая собственный период. Все эти обстоятельства делают задачу больших усилений, для громкоговорящего телефона, очень трудной.

Возможность усиления при увеличении числа ламп теоретически почти безгранична. Шоттки ¹⁾ считает, что предел усиления обусловлен тем, что становится слышимым полет отдельных электронов. Усиления в несколько миллионов раз вполне возможны. Практически усилителей более чем с 8—9 лампами не строят, так как вместе с сигналами усиливаются и вредные шумы, делающие прием крайне неразборчивым. Кроме того, многократные усилители настолько чувствительны к действию обратной связи, что малейшие движения вблизи него или прикосновения к частям усилителя вызывают полную расстройку работы. Баркхаузен приводит следующий пример: самовозбуждение легко получить при емкостной обратной связи $C_{об} = 50$ см; если получить усиление в 1000 раз, то будет достаточно емкости в 0,5 мм, т.-е. шарика с диаметром в 1 мм, чтобы возбудить генерацию; из этого

¹⁾ Verh. D. Phys. Ges. 20, 71. 1918.

ясно, что перемещение тела наблюдателя также может вызвать достаточные изменения во взаимных емкостях.

Усилители с 3—4 лампами являются менее капризными и более стойкими в работе, почему они и получили широкое распространение.

Лампы с двойной сеткой ¹⁾.

Как мы видели усиление пропорционально величине $\sqrt{\frac{S}{D}}$; двух-

сетчатые лампы как раз позволяют уменьшить D и увеличить S , что дает большее усиление. Для двухсетчатой лампы можно написать уравнение аналогичное с (5'); если обозначить потенциал 1-й сетки, ближайшей к катоду V_{g1} и ее проницаемость D_g , потенциал второй сетки V_{g2} и ее проницаемость D_a , то:

$$J_a = A' (V_{g1} + D_g V_{g2} + D_g D_a V_a)^{3/2} \quad (14)$$

На первую сетку накладываются приходящие колебания, вторая сетка служит лишь для того, чтобы она своим зарядом дала нужный сдвиг характеристики влево; поэтому проницаемость D_g первой сетки делают большой (сетка редкая), так что небольшое положительное напряжение V_{g2} на 2-й сетке дает достаточный сдвиг $D_g V_{g2}$. Обратное действие анодного напряжения $D_g D_a V_a$ может быть сделано очень малым, если сделать малое D_a (густая сетка); этим способом можно сильно увеличить «добротность» лампы и вместе с тем даваемое ею усиление; чтобы во 2-й сетке заряженной $+$ потенциалом не было сильного тока, напряжение на аноде следует сделать на несколько вольт выше, чем на 2-й сетке. Пусть сдвиг характеристики должен быть 6 volt; выбирая $D_g = 0,3$, найдем $V_{g2} = \frac{6}{0,3} = 20$ volt; для W_a доста-

точно напряжения 30 volt; если сделать $D_a = 0,033$, то проницаемость системы двух сеток $D = D_g D_a = 0,3 \cdot 0,033 = 0,01$; внутреннее сопротивление будет очень велико. Односетчатая лампа с $D = 0,01$, потребовала бы для такого же сдвига V_a напряжения в 600 volt, т.-е. в 20 раз большего. При том же напряжении на аноде можно увеличить добротность, пользуясь двухсетчатой лампой, в 20 раз, т.-е. усиление в $\sqrt{20} = 4,5$ раза; правда, в виду большой величины внутреннего сопротивления необходимо произвести соответствующую трансформацию для использования наибольшей мощности в цепи анода.

Возможно использовать двухсетчатую лампу и другим способом. Первую сетку заряжают положительным потенциалом 10 volt, так чтобы термоэлектронный ток достигал почти величины насыщения. Прини-

¹⁾ Изложено по Баркгаузену.

маемые колебания накладывают на 2-ю сетку. Между 1-й и 2-й сеткой получается значительный пространственный заряд; при отрицательном потенциале второй сетки электроны отталкиваются от нее и попадают главным образом на первую сетку; при уменьшении отрицательного потенциала 2-й сетки, электроны могут легко пройти к аноду, так как при распределении между 1-й и 2-й сеткой они подвержены действию анодного поля гораздо сильнее, чем будучи сгруппированы около катода. Благодаря этому, получается очень большая крутизна характеристики S и требуется малый сдвиг ее. При большой проницаемости второй сетки для анодного напряжения не нужна большой величины, так что первую сетку и анод можно зарядить одинаковым потенциалом. Внутреннее сопротивление этой лампы несколько меньше, чем в односетчатой, крутизна же почти в 10 раз больше, что позволяет получить усиление в $\sqrt{10} \approx 3,2$ раза большее или, иначе, при 10 volt на аноде получить такое же усиление, как при 100 volt с односетчатой лампы.

Преимущества ламп того и другого типа можно сочетать в трехсетчатой лампе.

V. Катодная лампа как генератор незатухающих колебаний.

Как уже упоминалось в гл. IV, при наличии сильной обратной связи цепи анода и сетки, катодная лампа становится генератором незатухающих колебаний с частотой, соответствующей собственной частоте контуров, включенных в схему. На черт. 8 изображена простейшая схема генератора с колебательным контуром LC в цепи анода с индуктивной обратной связью (коэффициент взаимной индукции M) с цепью сетки. Процесс возникновения колебаний в этом случае объясняется в общих чертах следующим образом: пусть какой-нибудь электрический толчок, скажем, замыкание батареи V_B или V_K , вызовет возникновение в контуре LC колебаний; их частота будет

$$N = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}$$

в отсутствие лампы они очень быстро прекратились бы, благодаря затуханию контура. Если катушка связи с цепью сетки L' достаточно

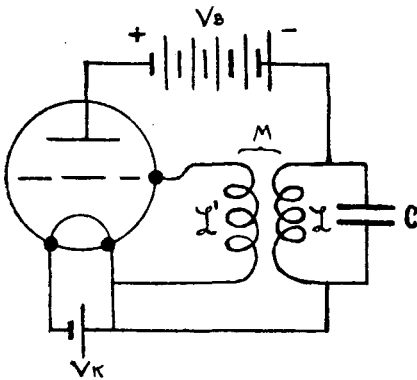


Рис. 8. Триод-генератор.

сильно связана с цепью анода и если она присоединена так, что, при прохождении тока в контуре по часовой стрелке, на сетке индуктируется положительный потенциал при обратном же направлении—отрицательный потенциал (для этого катушка L' должна как бы служить продолжением L при намотке), при этих условиях, благодаря вентильному действию катодной лампы, батарея дает импульс, согласный с направлением тока в контуре: при обратном же направлении, благодаря отрицательному потенциалу сетки, батарея дать тока не сможет. Таким образом, один раз за каждый период батарея будет подталкивать колебания, возникшие в контуре LC , и пополнять их энергию, совершенно так же, как это делает пружина в часах по отношению к колебаниям маятника. При наличии достаточно сильной связи энергия, почерпываемая из батареи, компенсирует естественное затухание контура, и колебания сделаются незатухающими. Сила импульсов батарей будет в первую очередь зависеть от напряжения батареи V_B , от силы тока накала J_K и, конечно, от коэффициента связи цепи анода и сетки

$$k = \frac{M^2}{LI}$$

При недостаточной для генерирования связи колебания, раз возникшие в контуре, хотя и будут затухать, но с меньшим декрементом, так как будто бы лампа вносила в контур некоторое отрицательное сопротивление; в этом случае, при наложении слабых внешних колебаний, они дают значительную силу тока в контуре, так как контур может быть сделан (посредством лампы) почти лишенным сопротивления, чем и пользуются, как указывалось выше, в регенеративных приемниках.

При сильной связи, раз возникшие колебания начинают возрастать (затухание контура делается как бы < 0); усиление колебаний вызывает увеличение амплитуды колебаний на сетке, а это снова усиливает импульсы даваемые батареей, а значит и силу колебаний в контуре; предел усиления колебаний положен током насыщения, так как в этом случае увеличение амплитуды колебаний напряжения на сетке V_B не вызовет усиления импульсов батареи. Кроме основной схемы черт. 8, можно представить себе еще бесчисленное множество схем с колебательными контурами в цепи сетки и анода, с емкостной, индуктивной или смешанной обратной связью, которые имеют в отдельных случаях преимущества перед простейшей схемой.

Полная теория катодного генератора представляет значительные математические трудности, ввиду того что уравнение характеристики трудно в полном объеме представить каким-либо одним математическим законом. При упрощенном предположении прямолинейной характеристики Валлаури ¹⁾ дал теорию генератора, приводящую к решению

¹⁾ Jahrb. Drahtl. Tel. XII, S. 349, 1917.

системы линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами; решение этой системы приводит к выражению силы тока и напряжения в колебательном контуре в виде затухающего колебания: с периодом $T = 2\pi \sqrt{LC}$ и декрементом затухания:

$$\delta = \frac{\frac{L}{R_i} + RC - MS}{2 LC}$$

где R — омическое сопротивление, L — самоиндукция, R_i и S — внутреннее сопротивление и крутизна лампы, остальные обозначения ясны из черт. 8.

Чтобы колебания были незатухающими, необходимо условие: $\delta \leq 0$, или

$$\frac{L}{R_i} + RC \leq MS \quad (15)$$

Это условие есть нечто иное, как условие самовозбуждения генератора. Условие (15) можно легко получить и из других соображений. Предположим, что при генерации в цепи анода циркулирует слабый переменный ток (сверх того некоторый постоянный) амплитуды i_a ; тогда на сетке будет индуцироваться переменное напряжение v_g , определяемое из соотношения $\frac{v_g}{v_i} = \frac{M}{L}$, где v_i — разность потенциалов на концах катушки L , равная $v_i = i_a r_a = i_a \frac{L}{CR}$ (см. формулу 12); таким образом

$$v_g = i_a r_a \frac{M}{L} = i_a \frac{M}{CR}$$

Это переменное напряжение на сетке вызовет, в свою очередь в цепи анода переменный ток силой $i_a' = S' v_g = S' i_a \frac{M}{RC}$, где S' крутизна колебательной характеристики (см. форм. 10) равная:

$$S' = \frac{S}{DR_i \left(1 + \frac{r_a}{R_i}\right)}$$

Совершенно ясно, что для того, чтобы возникшие слабые колебания не затухали, нужно, чтобы было:

$$i_a' \geq i_a \text{ или } S' \geq \frac{RC}{M},$$

откуда, подставляя значение S' и r_a (форм. 12)

$$\frac{L}{R_i} + RC \leq MS; \text{ т.е. условие Валлаури.}$$

Если мы проведем через начало координат прямую под углом $\alpha = \arctg \frac{CR}{M}$, характеризующую обратную связь, то условием самовозбуждения будет, чтобы эта прямая лежала ниже характеристики, т.е., чтобы $\operatorname{tg} \alpha < S'$; если $\operatorname{tg} \alpha = S'$, т.е. прямая обратной связи наклонена к оси абсцисс под тем же углом как и характеристика, — колебания будут оставаться неизменной силы; если $\operatorname{tg} \alpha > S'$ — колебания будут затухать, т.е. самовозбуждения не наступит.

При более сильных колебаниях пользование прямолинейной характеристикой не закономерно; увеличение амплитуды v_g больше значения, соответствующего началу тока насыщения, не увеличивает силы тока, колебательная характеристика становится параллельной оси абсцисс (черт. 9); при еще больших потенциалах v_g , — при $v_g > V_a$, — появляется значительный ток в цепи сетки, и, кроме того, резко выступает явление вторичных катодных лучей, что в общем ведет к сильному спаданию силы тока в цепи анода и уменьшению амплитуды переменной составляющей анодного тока i_a — колебательная характеристика загибается к оси абсцисс¹⁾. Генератор, работающий при напряжениях

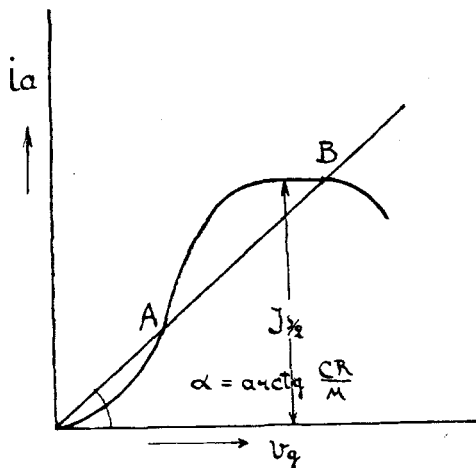


Рис. 9. Колебательная характеристика

на сетке, меньших начала спадания анодного тока, называют «недонапряженным» (unterspannt), при больших — «перенапряженным» (überspannt). Если характеристика мало сдвинута влево (малое анодное напряжение, густая сетка) или если на сетку дано добавочное отрицательное напряжение, то начальная часть колебательной характеристики (для малых амплитуд) поднимается менее круто, чем дальнейшая (для больших амплитуд); этот именно случай изображен на черт. 9. При достаточном сдвиге, колебательная характеристика сразу от нуля имеет наибольшую крутизну.

Колебательный контур в цепи анода имеет сопротивление:

$$R_a = \frac{L}{RC},$$

чем больше это сопротивление, тем меньшего максимума достигает колебательная характеристика.

¹⁾ Картины колебательной характеристики выяснил впервые (Мёллер) он же ввел этот термин (Swingkennlinie) и дал способы ее построения.

Если начертить на графике (черт. 9) линию обратной связи:

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{CR}{M}.$$

то при амплитудах напряжения на сетке, меньших, чем соответствует точка A , возникшие колебания будут затухать ($i_a' < i_a$), т.е. генератор с такой характеристикой, как на черт. 9 самовозбуждаться не будет; именно такого рода характеристику желательно иметь для регенеративного приемника. При амплитудах v_g , как раз соответствующих точке A , колебания будут не затухающими, но неустойчивыми; случайное уменьшение амплитуды v_g поведет к затуханию, увеличение — к возрастанию колебаний. Устойчивый режим установится только при амплитудах v_g , соответствующих точке B . Ордината точки B даст нам максимальную амплитуду переменного тока в цепи анода при данной связи.

Генератор с характеристикой, подобной черт. 9, сам не возбуждается, но сильным толчком он может быть возбужден; такие генераторы часто встречались в первоначальных конструкциях (генератор РОБТ и Т, приемник Тверской радиостанции), и для их возбуждения рекомендовались специальные приемы, напр., размыкание и замыкание батареи V_B или усиление тока накала.

Как мы видим, наибольшая амплитуда колебаний получится, если обратная связь так выбрана, что линия

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{RC}{M}$$

пересечет колебательную характеристику в наивысшей точке; при этом колебание силы тока в цепи анода J_a будет происходить от величины тока насыщения I_s до 0, т.е. амплитуда переменной составляющей будет $\frac{I_s}{2}$; колебания напряжения на аноде будут при этом происходить от величины $2V_B$ до 0, т.е. амплитуда переменного напряжения будет V_B ; эти соображения послужат нам далее для подсчета мощности генератора.

Сила тока в колебательном контуре i_L может быть легко подсчитана, если известна сила тока i_a в цепи анода (переменная ее составляющая); падение потенциала на катушке L вследствие тока в контуре будет равно $i_L L\omega$ где i_L — амплитуда силы тока в контуре; оно должно быть равно падению потенциала, происходящему при прохождении через контур тока i_a :

$$i_L L\omega = i_a \frac{L}{RC},$$

откуда:

$$i_L = i_a \frac{L\omega}{R} = i_a \frac{1}{RC\omega} = \frac{\pi}{d} i_a, \quad (16)$$

где d — логарифмический декремент затухания контура $\frac{R}{2LT}$. Для устройства генератора выгодней брать контуры с малым затуханием; при $d = 0,01$, мы получим

$$i_L = i_a \times 100.$$

Мы видим, что в этом типичном случае резонанса токов, в контуре можно получить значительный ток при очень слабом питающем переменном токе i_a ; при работе контура на какую-либо нагрузку, это будет, конечно, эквивалентно введению в контур омического сопротивления и амплитуда i_L уменьшится.

Имея колебательную характеристику, легко построить кривую распределения тока в цепи анода I_a за время периода. При малых напряжениях на сетке, колебательная характеристика близка к прямой¹⁾, и анодный ток будет почти точно выражаться полусинусоидой за время $+v_g$ и равен 0 за время $-v_g$. При достижении тока насыщения распределение I_a будет выражаться полусинусоидой со срезанной верхушкой (приблизительно трапеция); при перенапряжении на вершине трапеции образуется впадина, обусловленная переборской тока из цепи анода в цепь сетки.

Зная силу тока I_a , как функцию времени, можно подсчитать мощность, затраченную за период T батареей:

$$N_B = V_a \frac{1}{T} \int_0^T I_a dt. \quad (17)$$

Чтобы найти мощность в колебательном контуре

$$N_a = \frac{i_a^2 r_a}{2} = \frac{i_a^2 r_a}{2} = i_a^2 \frac{L}{2CR}, \quad (18)$$

нам необходимо знать амплитуду переменной составляющей анодного тока i_a ; отвлекаясь [от действия обертонов (подсчет показывает, что она очень слаба)], мы сочтем за i_a коэффициент при первом переменном члене в разложении тока I_a в ряд Фурье; коэффициенты следующих членов дадут амплитуды обертонов.

Найдя N_a и N_B , можно подсчитать коэффициент полезного действия генератора

$$\eta = \frac{N_a}{N_B}. \quad (19)$$

¹⁾ Если $v_g = 0$ соответствует прямолинейной части характеристики.

Такой подсчет произведен впервые Мейсснером¹⁾ изобретателем генератора с самовозбуждением; для 20-ваттной лампы к. п. д. оказался согласно его расчетам равным 56%.

Пользуясь методом колебательных характеристик можно, точно решить вопрос о наибольшей полезной мощности N_a , которую можно получить при данном напряжении постоянного тока V_B . Для этой цели надо найти максимум функции $N_a = \frac{i_a^2 r_a}{2}$ в зависимости от двух переменных r_a и v_g ; геометрически N_a изобразится некоторой поверхностью, наивысшая точка которой и даст нам, значение $(N_a)_{max}$; значения $r_a = \frac{L}{RC}$ и v_g для этой точки укажут нам, какой контур следует включить и какую обратную связь взять для получения этой наибольшей мощности.

Можно принять (приблизительно)²⁾, что наибольшая мощность получается при $i_a = \frac{I_s}{2}$ и $v_a = V_B$ — напряжение на аноде будет меняться от 0 до $2V_B$ откуда можно подсчитать сопротивление контура, при котором лампа отдает наибольшую мощность в форме колебательной энергии:

$$(r_a)_{opt} = \frac{2V_B}{I_s} \quad (20)$$

$$(N_a)_{max} = \frac{V_B^2}{2(r_a)_{opt}} = \frac{V_B I_s}{4} \quad (21)$$

Так, для усилительной лампочки, работающей при 200 volt и при повышенном накале ($I_s = 20 \cdot 10^{-3}$ amp), наибольшая мощность оказывается равной 1 ватту.

Если $r_a < (r_a)_{opt}$, то полезная мощность меньше. При нескольких лампах (n), работающих в параллель, $(r_a)_{opt}$ уменьшается в n раз (так как ток насыщения в n раз меньше); если для одной лампы $(r_a)_{opt}$ больше, чем r_a в цепи анода, то, увеличивая число ламп, мы достигнем увеличения полезной мощности; наоборот, если $(r_a)_{opt} < r_a$, то увеличение числа ламп ничего не даст.

Увеличивая накал катода и анодное напряжение, можно, теоретически говоря, увеличить мощность, даваемую лампой, беспредельно. На практике предел положен трудностью отвода от анода большого количества тепла, выделяющегося вследствие бомбардировки его электронами; так, при мощности в 10 kw с к. п. д. 50% от анода придется отводить около 1 бол. калории в секунду, что потребует энергичного

¹⁾ Jahrb. Drahtl. Tel. XIV, S. 5, 1919.

²⁾ Как это делает Баркхаузен.

водяного охлаждения. Строить лампы без водяного охлаждения удастся не выше, чем на мощность 1—2 *kw*. (анодное напряжение до 10.000 volt). Также необходимо гарантировать хорошую изоляцию электродов лампы, так как переменные напряжения могут достигнуть большой величины.

Подсчет показывает, что к. п. д. лампового генератора будет тем выше, чем короче время, в течение которого на сетке господствует положительный потенциал (короткие импульсы тока); при малой, величине полезной мощности к. п. д. может быть доведен почти до 100%. Указанное условие будет достигнуто при наложении добавочного отрицательного потенциала на сетку.

Включенный в цепь сетки конденсатор, шунтированный большим сопротивлением, заряжается отрицательным потенциалом, и, следовательно, он также увеличит к. п. д. генераторной системы. Кроме того, такое включение пресечет возможность образования сильных токов в цепи сетки (при перенапряженном генераторе), значительно увеличит к. п. д. и уменьшит нагревание анода, почему оно и применяется в мощных генераторах.

Ясно, что сопротивление R_g , шунтирующее конденсатор C_g , желательно выбрать достаточно большим; слишком большое увеличение R_g , однако, невозможно, так как при этом на сетке получится столь высокий средний отрицательный потенциал, что возникшие колебания делаются затухающими (см. чер. 9) и быстро прекращаются; когда заряд с конденсатора C_g стечет, колебания могут снова возникнуть. Колебательный процесс будет, таким образом, чередоваться с паузами через правильные промежутки времени; длительность пауз, пропорциональна емкости C_g . Если периоды генерации коротки по сравнению с паузами, то можно считать, что промежуток времени между двумя последовательными моментами генерации, пропорционален произведению $R_g C_g$. Каждое возбуждение генерации можно обнаружить, посредством телефона связанного с генератором, на слух. Считая число возбуждений генерации за известный промежуток времени, возможно, как это показал автор совместно с Б. А. Введенским¹⁾, измерять в широких пределах величины емкостей (от 1 мф. и менее) и больших сопротивлений (от 0,5. 10⁶ ома до 10¹¹ ома).

Техника применения катодных ламп в последние годы настолько шагнула вперед, что настоящая статья не может дать полной картины в этой области. Поэтому, не претендуя на полноту, мы ограничимся изложенными основами теории катодных ламп, необходимыми при разборе всех их применений.

¹⁾ С. Ржевкин и Б. Введенский. Телегр. и телеф. без проводов. № 11, стр. 67, 1921, также Phys. Zschr. XXIII, S. 150, 1921.

ДОБАВЛЕНИЕ. ИСПУСКАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТИ ТОРИИРОВАННОГО ВОЛЬФРАМА.

Лангмюр еще в 1914 г. заметил увеличение испускания электронов с поверхности W , содержащего небольшой процент Th . Это явление было детально обследовано в его лаборатории в течение ряда лет; сводка этих интереснейших работ дана Лангмюром в *Zschr. Phys.* v. XXII, p. 357, 1923. Процесс ториирования W представляется следующим образом. Если W нить содержит известное количество окиси тория, то повышая ее температуру до $2800^\circ K$. на несколько секунд, можно окись Th отчасти превратить в металлический Th ; этот последний диффундирует на поверхность, но при высоких T на поверхности не удерживается, а сейчас же испаряется. Процесс диффузии идет и при более низких температурах, хотя и медленнее. Опыт показал, что при $2000^\circ - 2100^\circ K$. диффузия Th на поверхность происходит еще достаточно энергично, тогда как испарение чрезвычайно уменьшено; выдерживая нить продолжительное время при этой T , можно покрыть ее поверхность на 80—90% металлическим Th , который располагается слоем толщиной в один атом. Этот слой Th обуславливает чрезвычайное увеличение испускания электронов (см. табл.) в несколько сот тысяч и даже более миллиона раз, так что при температурах ок. 1500° получается такое же испускание, как при 2400° с чистого W ; понятно что такое понижение рабочей T увеличивает долговечность нити накала практически почти безпредельно.

Причина подобного действия слоя атомов Th заключается в понижении поверхностной разности потенциалов с 4,5 volt ($b = 52.600$) для чистого W до 2,94 volt ($b = 34.1000$) для ториированной поверхности; слой атомов Th , лежащий на нити, имеет, очевидно, положительный потенциал и облегчает выход электронов из поверхности. При увеличении T ториированной нити испускание ее сильно возрастает до 2100° , но затем, когда, благодаря усилению испарения, торий улетучивается с поверхности и не успевает восполняться свежим из внутренних частей нити, — испускание значительно падает и далее постепенно доходит до величины характерной для чистого W ; такой перегретый волосок можно снова активировать при 2000° . Слой Th может, кроме перегревания, разрушиться от действия положительной бомбардировки и от химических воздействий (остатки газов). В нижеследующей таблице проведены величины характерные для ториированной нити $d = 0,039$ мм. с содержанием Th в 1% при различных T ; величина θ означает часть поверхности, занятую атомами Th ; i_T — ток испускания с ториированной поверхности, i_W — с чистого вольфрама; T — время в часах, за которое полный запас Th в нити вследствие испарения уменьшится на $\frac{1}{e}$ часть (продолжительность жизни).

$T^{\circ} K.$	θ	$i_T \frac{\text{amp}}{\text{cm}^2}$	$i_c \frac{\text{amp}}{\text{cm}^2}$	i_T/i_c	τ час.
1300	0,93997	$4,14 \cdot 10^{-4}$	$2,71 \cdot 10^{-10}$	$15,3 \cdot 10^5$	—
1400	0,99975	$3,12 \cdot 10^{-3}$	$5,68 \cdot 10^{-9}$	$5,49 \cdot 10^5$	—
1500	0,99878	0,0179	$7,97 \cdot 10^{-8}$	$2,25 \cdot 10^5$	—
1600	0,9528	0,0812	$8,14 \cdot 10^{-7}$	$0,997 \cdot 10^5$	—
1700	0,9848	0,287	$6,27 \cdot 10^{-6}$	$0,459 \cdot 10^5$	—
1800	0,9635	0,772	$4,13 \cdot 10^{-5}$	$0,186 \cdot 10^5$	720.000
1900	0,9191	1,59	$2,06 \cdot 10^{-4}$	7.710	91.000
2000	0,8713	2,89	$0,91 \cdot 10^{-3}$	3.150	15.100
2100	0,781	3,43	$3,5 \cdot 10^{-3}$	980	2.897
2200	0,551	1,24	0,012	103	643
2300	0,139	0,114	0,037	3,09	164
2400	0,0601	0,168	0,104	1,61	47
2500	0,0355	0,357	0,264	1,35	14,6
2600	0,0207	0,773	0,665	1,16	5,01
2800	0,0088	3,48	3,270	1,064	0,74
3000	0,0041	13,5	13,15	1,026	0,14

Запаса $T\theta$ при испускании 772 mil. amp. на кв. сант. при $T = 1800^{\circ}$, что соответствует испусканию чистого W при 2600° , хватает на 720.000 часов, то-есть теоретически на бесконечно долгое время. В действительности слой тория уничтожается главным образом благодаря ударам положительных ионов гораздо скорей. Особенно быстро происходит этот процесс при высоких анодных напряжениях, то-есть в генераторных лампах, почему до сих пор и не удается строить изящные лампы с торированными нитями.

Лангмюру удалось *) также покрывать поверхность W другим „активирующим“ веществом, а именно цезием Cs . Цезий еще более летуч чем $T\theta$ и на поверхности W он удерживается не выше 900° . Благодаря малой величине поверхностной разности потенциалов всего 1,34 V. ($b = 15.500$) цезирированная нить даст испускание электронов $0,3 \frac{\text{amp}}{\text{cm}^2}$ при 900° , что соответствует испусканию W при 2500° . При более высоких T цезий испаряется и возникает другое чрезвычайно интересное явление: атомы Cs , отрываясь от поверхности W , ока-

*) Phys. Rev. v. 21. p. 380, 1923.

зываются ионизованными; так как пар Cs непрерывно осаждается на нить, а в то же время происходит испарение, то цезирированная нить становится источником положительного термоионного испускания. Отрывание электрона атомом Cs объясняется тем, что его ионизационный потенциал 3,9 Volt меньше, чем поверхностная разность потенциала $W - 4,5$ Volt. Электрод, излучающий таким образом $+$ ионы, назван Лангмюром „геод“.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПРИ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЯХ.

А. Рабинович.

Испускание света при химической реакции, не вызванное нагреванием, называется хемилюминесценцией. Целый ряд химических реакций сопровождается яркими световыми явлениями. Таковы, напр., пламена, появляющиеся при быстром окислении очень многих веществ, при соединении хлора с сурьмой, с водородом и т. д. Однако, появление пламени не аналогично с хемилюминесценцией, так как свет, испускаемый пламенем — явление вторичное, вызванное нагреванием реагирующих веществ или продуктов реакции, большей частью не вполне сгоревших частиц углерода. Здесь мы встречаемся с так называемым тепловым или калорическим излучением.

При тепловом излучении между температурой нагрева и длиной волны наиболее ярких испускаемых лучей существует вполне определенная зависимость, выражаемая законом Вина. Точнее говоря, этот закон, как и все другие точные зависимости, касающиеся теплового излучения, относится не к реальным твердым телам, а к абсолютно черному телу, которое обладает свойством поглощать все падающие на него лучи спектра при любой температуре. Различные реальные тела, с которыми физик встречается в своей лаборатории, в большей или меньшей степени отличаются по своим свойствам от абсолютно черного тела, давая, благодаря этому, количественные отклонения от точных законов, определяющих излучение, но общий характер этих законов, по крайней мере, качественно, сохраняется и для других, реальных тел.

Далее, для теплового или калорического излучения справедлив закон Кирхгофа, согласно которому отношение испускательной способности (количества испускаемых лучей) к поглощательной способности для всех тел одинаково и равно такому же отношению для абсолютно черного тела. Этот закон, неоднократно проверенный теоретическим и опытным путем, имеет основное значение в теоретической физике.

Он может служить, между прочим, критерием для различения чисто теплового (калорического) излучения от всякого другого. При первом он оправдывается, к другим он неприменим. Таким образом, если оказывается, что для данного излучения закон Кирхгофа неприменим,

можно с уверенностью сказать, что мы имеем случай не теплового излучения, а так называемую люминесценцию, т.-е. переход какого-нибудь другого вида энергии в световую, минуя форму тепловой энергии. Так, при триболоминесценции световая энергия образуется из механической, при электро- и катодолюминесценции — из электрической, при фотолюминесценции (фосфоресценции и флюоресценции) — из световой же энергии, но другой длины волны, при хемилюминесценции — из химической энергии. Характерной чертой хемилюминесценции является, таким образом, свечение без нагревания или при нагревании настолько слабом, что само по себе оно неспособно вызвать свечение. Конечно, оба вида свечения могут встречаться и совместно, причем хемилюминесценция будет усиливать свечение, вызванное нагреванием от теплоты реакции.

Впервые хемилюминесценция наблюдалась в 1669 году Брандом (Brand), открывшим фосфор. Если держать это вещество на воздухе (обыкновенно его хранят под водой), из него выд ляется облачко свтящихся пар'в, давшее основание назвать элемент „фосфором“, т.-е. по-гречески „несущий свет“. Причина этого свечения была предметом длительной полемики, пока Шрёттер (В. А. Schrötter) не доказал окончательно в 1852 году, что причиной свечения фосфора является его окисление на воздухе. Впоследствии оказалось, что окисление фосфора при некоторых условиях есть явление периодическое ¹⁾, т.-е. протекает то с увеличивающейся, то с уменьшающейся скоростью, в зависимости от давления кислорода. Если давление повысить, свечение ослабевает, но затем постепенно усиливается, снова ослабевает и т. д. Это было объяснено ²⁾ тем, что фосфор дает различные степени окисления, которые мугут окисляться дальше с большей или меньшей легкостью, в зависимости от давления кислорода.

Со времени Бранда число примеров хемилюминесценции чрезвычайно возросло. Некоторые реакции сопровождаются выделением значительно большего количества световой энергии, чем окисление фосфора. Большая часть их является реакциями окисления; так, свежие поверхности натрия и калия свтяются на воздухе; преимущественно же это замечается на органических веществах. Так, с выделением света окисляются некоторые спирты и многозначные фенолы, нафтолы и т. д. К числу наиболее ярких реакций принадлежит окисление амарина, лопина, гидробензамида, различных альдегидов и их производных ³⁾, в особенности же реакция Ведекина (соединение хлорпикрина с фенолмагниййодидом) и окисление перекисью водорода смеси пирогаллола с формальдегидом в щелочном растворе (красная люминесценция) ⁴⁾. В последнее время открыты две новые группы люминесцирующих реакций, а именно — окисление магний-органических соединений ⁵⁾ и изученных Делением ⁶⁾ серосодержащих органических соединений.

К области хемилюминесценции относится также свечение некоторых организмов: бактерий, ноктилук, светляков и пр. Эти явления подробно описаны в книге Гарвея⁷⁾.

Одною из первых работ, содержащих научное исследование хемилюминесценции и ее зависимости от характера реакции, концентрации компонентов и внешних условий, была работа Трауца⁸⁾. Главнейшие результаты ее сводятся к следующему: количество света при химической реакции увеличивается с повышением скорости реакции. Все факторы, повышающие последнюю, усиливают хемилюминесценцию. Таковы концентрация компонентов, скорость смешения, температура (конечно, не достигающая начала, теплового свечения); значительное влияние оказывает порядок смешения компонентов, реакция среды (кислая или щелочная) и „диссоциирующая сила“ ее, т.-е. действие на степень электролитической диссоциации компонентов реакции. Трауц нашел также, что прибавление различных индифферентных в химическом и физическом смысле веществ не влияет на количество и качество выделяемого света.

Спектр хемилюминесценции исследован пока очень мало. Причиной этого является крайняя слабость самого явления, т.-е. малое количество испускаемого света, не позволяющее пользоваться приборами обыкновенной чувствительности. Трауц⁸⁾ произвел ряд качественных наблюдений, причем спектр ему удалось наблюдать лишь субъективно. При наиболее яркой изученной им реакции окисления смеси пирогаллола с формальдегидом спектр оказался сплошным; он простирался от красного до голубого, с максимумом в оранжевой части. Реакция хлора и брома с аммиаком, хлора и брома с ацетиленом, пальмитиновой кислоты, петилового спирта с кислородом, амарина с бромной водой в щелочном растворе — также дали непрерывные спектры с максимумом в желтой части.

Центнершвер и Петрикальн⁹⁾ впервые изучили спектр хемилюминесценции объективным методом. В качестве объекта они воспользовались классической реакцией окисления фосфора. Они построили особое приспособление, позволявшее фосфору медленно окисляться в течение многих часов. Если не принимать мер к отводу тепла, развивающегося при реакции, то это тепло нагревает фосфор, что ускоряет течение реакции, а это, в свою очередь, усиливает выделение тепла. Реакция таким образом сама собой ускоряется, пока не оканчивается вспышкой, т.-е. быстрым сгоранием всего имеющегося фосфора. Чтобы этому воспрепятствовать, авторы помещали палочки фосфора в рамки из толстого листового свинца, охлаждавшие реагирующий фосфор, благодаря высокой теплопроводности свинца. Эти рамки помещались в большой стеклянный баллон с отводящей трубкой, по которой удалялись продукты реакции, и после экспозиции, продолжавшейся несколько часов, на фотографической пластинке в спектрографе большой

светосилы получались спектры хемилюминесценции паров фосфора. Эти первые снимки дали очень интересные результаты. Спектр получился сплошной в видимой части, а при экспозиции около 100 часов в кварцевом спектрографе получен был снимок и ультрафиолетовой части спектра с отдельными линиями; из них наиболее яркие линии 2474 и 2458 Å. Этот спектр испускания не совпадает со спектрами поглощения фосфора и его соединений в различных растворителях.

Сила хемилюминесценции, т.е. количество световой энергии выделяющейся при реакции, до последнего времени отмечалась только качественно. Ее трудно измерять благодаря слабости явления. Первое количественное исследование по этому вопросу произвел Гринберг¹⁰⁾, сравнивавший продолжительности „экспозиции“, необходимые для одинакового почернения фотографических пластинок, на которые ставились стаканчики с протекавшими в них люминесцирующими реакциями^{*)}.

Что касается теоретических представлений о сущности хемилюминесценции, то в общем все писавшие о ней авторы сходились на том представлении, что часть выделяющейся при химической реакции энергии избегает превращения в теплоту; атомы реагирующих веществ переходят при этом в „возбужденное“ (angeregt) состояние, проявляющееся в свечении. Никто не сомневался, что светятся именно те атомы, которые принимают непосредственное участие в реакции.

В последние годы появился ряд интересных работ, заставляющих усомниться в этом предположении и, наоборот, приписать способность испускать свет тем атомам реагирующих веществ, которые не затронуты непосредственно протекающей реакцией,— атомам продуктов реакции и даже посторонним веществам, примешанным к реагирующей смеси.

Стрэтт¹¹⁾ в 1913 году наблюдал, что активированный азот, реагирующий с каким-нибудь веществом, вызывает появление спектральных линий или полос, свойственных другим веществам, присутствующим в том же пространстве. Отсюда он заключил, что эти вещества, способные к испусканию световых лучей, черпают необходимую для этого энергию из запаса, освобождающегося при реакции, хотя сами в ней непосредственного участия не принимают.

Стухтей¹²⁾ в 1914 году показал, что свет, испускаемый при разложении озона, содержит спектральные полосы, характерные для неразложенного озона. И здесь, следовательно, энергия, выделявшаяся

*) На съезде Американского физического Общества, состоявшемся в апреле 1924 г. в Вашингтоне была доложена работа Эллота Адамса (Elliot Q. Adams), определившего долю энергии реакции, выделяющуюся в виде световой энергии. Последнюю он определял фотометрически, общую энергию реакции—из калориметрических данных. Оказалось, что, напр., в случае окисления фосфора „выход“ света составляет крайне ничтожную долю общего количества выделившейся при реакции энергии.

при разложении молекул озона, переносилась на неподвергшиеся еще распаду частицы и переводила их в оптически возбужденное состояние.

Важные наблюдения сделали Габер и Циш¹³⁾. Они заметили, что свет, испускаемый обыкновенным газовым пламенем, не весь имеет чисто калорическое происхождение. Часть его черпает энергию непосредственно из происходящих в пламени химических реакций, без промежуточного превращения ее в теплоту. Из трех частей газового пламени: внутреннего, наружного конуса и области водяного газа, наиболее ярким является внутренний конус. Между тем, температура его (1500° — 1600°) несомненно ниже температуры наружного конуса (1800°). По роду протекающих в них реакций эти части между собою различны: в наружном конусе вещества, полученные неполным окислением свежего газа во внутреннем конусе, окисляются кислородом воздуха до углекислоты и воды. Это вызвало предположение, что часть света испускаемого относительно холодным внутренним конусом, имеет химическое, а не калорическое происхождение. Особенно ясно это различие в яркости удается показать, если придать отверстию горелки форму длинной и узкой щели и смотреть вдоль нее. Для того, чтобы сделать бледное пламя газа более ярким, в него вводят хлористый натрий и у краев щели пламя обесцвечивают, вводя в него немного хлористого водорода. Если теперь взглянуть вдоль щели, то „внутренний конус“ выделяется на фоне более темной области водяного газа в виде светящегося туннеля. Энергия реакции придает большую яркость не только реагирующим веществам холодного внутреннего конуса, но и примешанным к ним посторонним парам натрия. Для того, чтобы доказать „химическое“ происхождение свечения в подобных случаях, нужно постараться отделить это свечение от теплового и получить его в чистом виде. Для этого авторы стали искать холодного пламени, т.-е. такого, температура которого была бы ниже температуры начала каления. В этом случае испускаемый свет нельзя было бы приписать нагреванию, и полученный спектр был бы чистым спектром химилюминесценции.

Такое пламя удалось осуществить, пропуская азот, почти насыщенный парами натрия, в газообразный хлор, в кислород, в пары брома или йода. Попадая туда, натрий давал маленькое пламя диаметром в 4 мм, высотой в 5—10 мм, спектр которого подвергался исследованию. Азот, разбавлявший пары натрия, прибавлялся для того, чтобы понизить температуру пламени: теплота реакции тратилась на нагревание, (кроме малой массы натрия) большого количества азота, и температура не могла подняться до 525° . Несмотря на происходившую реакцию, спектр оказался обыкновенным спектром натрия, из чего авторы заключили, что центрами испускания являлись атомы натрия, не принимавшие непосредственного участия в реакции, но возбуждавшиеся каким-то образом энергией, освобождавшейся при реакции.

Аналогичные опыты были поставлены с парами ртути вместо натрия. Ртуть соединялась с хлором в сулему $HgCl_2$. Испускаемый свет, разложенный кварцевым спектрографом Хильгера, давал спектр продукта реакции—сулемы. Итак, в одном случае спектр хемилюминесценции совпадал со спектром одного из реагирующих веществ, в другом—со спектром продукта реакции. Ни разу не было получено отличного от них спектра реакции, точнее, спектра реагирующих молекул, чего можно было бы ожидать, если представить себе, как это делали раньше, механизм хемилюминесценции существенно отличным от механизма излучения накаливаемого твердого тела, нагретого газа или флюоресцирующей жидкости.

Недавно подобные же исследования над реакциями в твердых и жидких системах были произведены Каутским и Цохером¹⁴). Эти авторы работали над полученными Каутским¹⁵) ненасыщенными соединениями кремния, легко переходящими друг в друга при действии света и обнаруживающими в очень яркой форме явления хемилюминесценции (фосфоресценции и флюоресценции). Твердый кальций-силицид $CaSi_2$ при обработке соляной кислотой в спиртовом растворе дает различные ненасыщенные соединения кремния:

- 1) бесцветный оксидсилилин Si_2H_2O , окисляющийся в
- 2) густо окрашенные (красного цвета) соединения силикала $(Si_2OH)_X$, среди которых особенно интересен гидрат окиси силикала $(Si_2OH)_2OH = Si_2H_2O_2$. При окислении они переходят в
- 3) бесцветный лейкол неизвестного состава, в свою очередь, дающий при дальнейшем окислении
- 4) кремнекислоту SiO_2 .

Переход соединений 1-й ступени в соединения 2-й и 2-й в 3-ю сопровождаются очень яркими световыми эффектами, какие до сих пор не наблюдались ни в одном случае хемилюминесценции. Выделяющийся при окислении оксидсилилин свет виден даже днем. Неопределенного состава смеси соединений 1-й и 2-й ступени носят название силикон; цвет их изменяется от светло-желтого до красного в зависимости от содержания силикала. Все эти вещества, от оксидсилилина до лейкола имеют одинаковую физическую структуру, являясь псевдоморфозами по оксидсилилину: они состоят из сростков тончайших пластинок, пронизанных микроскопическими порами. Поэтому они обладают громадной поверхностью, хорошо адсорбируют из растворов, напр., краски и быстро подвергаются химическим изменениям, протекающим на поверхности.

В виду чрезвычайного разнообразия превращений световой энергии, наблюдаемых на этих веществах, они дают целый ряд данных для теоретических соображений о природе хемилюминесценции, флюоресценции и т. п. явлений.

Сухой гидрат окиси силикала или смесь его с небольшим количеством спирта, будучи освещена (при охлаждении) синим или фиолетовым светом, начинает светиться зеленым или желтым светом. Это, очевидно, является флюоресценцией, подчиняющееся правилу Стокса, оправдывающемуся во многих случаях флюоресценции. Оно говорит, что при освещении веществ, обладающих этим свойством, лучами малой длины волны, напр., синими, фиолетовыми или ультрафиолетовыми, они начинают испускать свет большей длины волны.

Интересные соображения о сущности флюоресценции были недавно высказаны Перрэн¹⁶⁾. Он предположил, что флюоресценция является следствием хемилюминесценции: свет малой длины волны, обладающий большой энергией каждого кванта, вызывает химическую (фотохимическую) реакцию, протекающую между минимальными количествами веществ. В результате этой реакции, в свою очередь, излучается свет, воспринимаемый нами как флюоресценция, но по существу названный хемилюминесценцией.

Это мнение Перрэна, однако, не подтвердилось. Те факты, на которых он основывал свою гипотезу, были истолкованы иначе. Так, оказалось, что обесцвечивание и разложение раствора эозина в спирту под влиянием света зависит в сильной степени от присутствия кислорода в определенной концентрации¹⁷⁾, что прибавление щелочи, не влияющей на флюоресценцию, совершенно изменяет характер продуктов реакции¹⁸⁾. Известен также пример, где охлаждение до -180° не ослабляет флюоресценции, очень сильно замедляя течение реакции¹⁸⁾.

Наиболее яркий опыт, опровергающий теорию Перрэна, был произведен Каутским и Цохером с гидратом окиси силикала¹⁹⁾. При действии света это вещество обесцвечивается, переходя в дальнейшую степень окисления, лейкол. Таким образом, здесь действительно имеет место та промежуточная фотохимическая реакция, которую Перрэн считает источником хемилюминесценции, обычно принимаемой за флюоресценцию. Если бы взгляд Перрэна был правилен, замедление этой реакции должно было бы ослабить флюоресценцию. Авторы проделали этот опыт, опуская пробирку с препаратом в жидкий воздух. Охлаждение до -180° почти останавливало реакцию и, следовательно, должно было почти уничтожить и флюоресценцию. Однако оказалось, что если осветить синим светом препарат, охлаждаемый жидким воздухом, он начинает чрезвычайно ярко флюоресцировать, несравненно ярче, чем при обыкновенной температуре; таким образом замедление реакции сопровождается не ослаблением, а усилением флюоресценции. Это наблюдение заставило озвергнуть взгляд Перрэна о промежуточной фотохимической реакции, как причине флюоресценции. С другой стороны, оно навело Каутского и Цохера на мысль о том, что источниками хемилюминесценции могут быть те же материальные объекты, которые вызывают флюоресценцию, т.е. атомы

вещества, не принимающие непосредственного участия в химической реакции, а получающие энергию, возбуждающую их свечение, от про-реагировавших частиц. Дальнейшее рассуждение привело их к той мысли, что энергия реакции может передаваться: либо одному из реагирующих веществ, как в данном случае или в опыте Габера и Циша с парами Na , либо продукту реакции, как в работе тех же авторов с парами ртути, либо, наконец, совершенно посторонним молекулам, не принимающим никакого участия в самой реакции. Они решили осуществить эту искусственную или „синтетическую хемилюминесценцию“ на опыте. Задача представляла собою значительные затруднения, так как реакция должна сопровождаться выделением значительного количества энергии: энергия, выделяемая реагирующей молекулой, должна быть больше кванта выделяемой световой энергии. Кроме того, прибавляемое вещество, на которое должна переходить энергия реакции, должно удовлетворять ряду условий. Так, оно должно само легко приходить в оптически возбужденное состояние (в видимой части спектра); далее, оно должно находиться в очень тесном контакте с веществом, участвующим в реакции для того, чтобы перенос на него энергии реакции был по возможности облегчен.

Первому требованию удовлетворяют некоторые флюоресцирующие краски. Их молекулы, поглощая световую энергию малой длины волны, приходят в оптически возбужденное состояние, проявляющееся в свечении. Эти же вещества обладают и вторым необходимым свойством, легко адсорбируясь из растворов телами, обладающими большой поверхностью. В адсорбированном состоянии они приходят в теснейший контакт с реагирующими веществами, что облегчает перенос на них энергии реакции. При выборе реакции, которая передавала бы свою энергию флюоресцирующим краскам, приходится искать поэтому компонентов с хорошо развитой поверхностью. Это свойство встречается у ненасыщенных соединений кремния, с которыми работали Каутский и Цохер. Для опытов с искусственной хемилюминесценцией они остановились на реакции окисления окси исилина, протекающей почти без всякой хемилюминесценции. До начала реакции оксидисилин помещался в раствор флюоресцирующей краски, которую он энергично адсорбировал из раствора, прокрашиваясь ею по всей массе. Когда к такому окрашенному оксидисилину прибавляли окисляющих веществ, напр., кислого перманганата, он переходил в гидрат окиси силикала, испуская яркое свечение цвета флюоресценции адсорбированной им краски. Можно было бы предположить, что краски влияют на цвет хемилюминесценции только тем, что поглощают проходящие через них лучи „химического“ происхождения. Оказалось, однако, что это предположение неправильно. Цвет люминесценции совпадал не с цветом самой краски в проходящем свете, а именно с цветом флюоресценции. Так, родамин *B* давал яркое красное свечение, красный

родамин *CG* — желтое, кислый эозин (*Echtsäureeosin*) красного цвета — желтозеленое. Авторы считают эти опыты убедительным доказательством того, что энергия, выделяющаяся при реакции окисления, переносилась на посторонние частицы флюоресцирующих красок, оптически возбуждала их и вызывала свечение, свойственное именно данной краске. Известен, правда, один случай, не подходящий под данное ими объяснение, где краска светится цветом, не отвечающим ее обычному спектру флюоресценции: если вместо оксидисилина взять силикон, окисленный перманганатом до такой степени, что сам по себе он больше не флюоресцирует, и прибавить к нему изохинолиновой красной, флюоресцирующей желто-красным (оранжевым) цветом, то реакция вызывает зеленую люминесценцию. Авторы объясняют это тем, что изохинолиновая красная сама по себе окисляется перманганатом и соляной кислотой в желтое вещество, обладающее зеленой флюоресценцией. В присутствии восстанавливающего оксидисилина эта реакция задерживается, если же он весь окислен перманганатом, эта реакция идет свободно, что и проявляется отличной окраской свечения.

На других, более стойких красках эта аномалия не наблюдалась.

Опыты Каутского и Цохера нельзя считать совершенно законченными и решающими. Большая часть их наблюдений носит качественный характер и должна быть подтверждена количественными измерениями. Если их заключения оправдаются, то прежняя теория хемилюминесценции будет изменена в том смысле, что испускание света, приписывавшееся раньше только тем молекулам, которые участвуют в химическом процессе, можно будет приписать и невозбужденным химически молекулам компонентов реакции, не вступившим еще во взаимодействие, частицам продуктов реакции и даже некоторым посторонним веществам, не принимающим в ней участия. Во всех этих случаях предполагается перенос энергии с реагирующих частиц на частицы не затронутые процессом и возбужденные лишь оптически. Если раньше речь шла о хемилюминесцирующих реакциях, то теперь можно будет говорить лишь о хемилюминесцирующих веществах, поглощающих энергию реакции и отдающих ее в форме световой энергии.

Этим представлением будет заполнена глубокая пропасть, существующая между нашими представлениями о механизме хемилюминесценции с одной стороны, и механизмом лучеиспускания твердых тел и газов и флюоресценции, — с другой стороны.

Новый взгляд должен оказать значительное влияние на современные воззрения в области хемилюминесценции и флюоресценции, фотохимических реакций, оптической сенсibilизации и других, пока еще не вполне выясненных явлений.

Вообще, изучение явлений хемилюминесценции едва лишь начато, и дальнейшая работа в этой области несомненно принесет ряд блестящих успехов.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Joubert. Thèse sur la phosphorescence du phosphore. Paris, 1874.
2. Scharff. Zeits. f. phys. Chem. **62**, 179 (1908).
3. Radziszewski. Ber. d. d. chem. Ges. **10**, 70 (1877.)
4. Trautz und Schorigin. Zeits. f. wiss. Phot. **3**, 121 (1905).
5. Lifschitz und Kalberer. Zeits. f. phys. Chem. **102**, 393 (1922).
6. Délepine. C. R. **150**, 876 (1910); **154**, 1171 (1912); **174**, 1291 (1922).
7. Harvey. The Nature of Animal Light. Philadelphia & London, 1919.
8. Trautz. Zeits. f. phys. Chem. **53** (1905).
9. Centnerszwer und Petrikaln. Zeits. f. phys. Chem. **80**, 235 (1912).
10. Гринберг. Журн. Русск. Физ.-Хим. Общ. **52**, 151, (1920).
11. Strutt. Proc. Roy. Soc. **A 88**, 547 (1913).
12. Stuchtey. Zeits. f. wiss. Phot. **19**, 161 (1920).
13. Haber und Zisch. Zeits. f. Physik, **9**, 302 (1922).
14. Kautsky und Zocher. Zeits. f. Physik. **9**. 267 (1922).
15. Kautsky. Zeits. unorg. allg. Chem. **117**, 209 (1921).
16. Perrin. Ann. de Phys. (9), **10**, 133 (1918).
- " " " " " **11**, 5 (1919).
17. Weigert. Nernstfestschrift (1912), 465.
18. Pringsheim. Zeits. f. Physik, **1**, 176 (1922).
- " Ergebnisse der exakten Naturwissensch. **1**, 335 (1922).
19. (См. 14). Zocher und Kautsky. Die Naturwissenschaften, **11**, 194 (1923).
- Kautsky und Zocher. Zeits. f. Elektrochemie, **29**, 208 (1923).

ЖАК ЛЁБ.

П. П. Лазарев.

11 февраля 1924 г. сошел в могилу один из интереснейших и глубоких мыслителей-физиологов и один из прекраснейших людей—американский биолог Жак Лёб. Ничто не предвещало его быстрой кончины, и смерть, заставшая его в разгаре работ, в расцвете умственных сил, была для всех совершенной неожиданностью.

Убежденный механист в смысле Декарта Лёб проводит через все свои работы эти воззрения и его исследования составляют целую эпоху в биологии.

Здесь прежде всего нужно указать его работы в области искусственного партеногенеза (искусственного оплодотворения), которые являются исключительными по важности и по своим последствиям. В своих работах в этой области Лёб исходил из того представления, что переход яйца, из состояния покоя в состояние деятельности должен зависеть от химических процессов, вызываемых оплодотворяющим элементом. На ряде низших животных Лёб опытно доказал, что, действуя солями на яйцо, можно заставить его дробиться и образовать зародыш, который, однако, не мог дойти до состояния взрослого организма, так как очень трудно было найти подходящие условия для питания зародыша.

При этих исследованиях, о которых Лёб написал две книги, он обнаружил замечательный закон роста, представляющий полнейшую идентичность с законом аутокаталитической химической реакции, т.е. реакции, ускоряющей себя; после его исследований нужно считать, что при процессе искусственного (а поэтому, весьма вероятно, и естественного) оплодотворения мы должны иметь дело с реакцией, вызванной присутствием ионов и ускоряющей себя, при чем это ускорение реакции и создает прирост вещества, который составляет прирост веса растущего организма. Эта идея о простых химических основах роста нашла себе блестящее подтверждение в ряде последующих работ Лёба и его учеников, и он нашел проявление основного закона химии—закона действия масс—в явлениях

регенерации растительных и животных тканей, в законах роста стебля и т. д. Эти явления занимали Лёба в последнее время, и в течение моего пребывания в Америке зимою 1923 г. я видел эти его последние замечательные исследования. Основная идея, что процессы роста и регенерации тканей суть результаты основных законов химии, — уже и теперь выступает весьма ясно.

Работы Лёба по партеногенезу не сразу нашли себе признание. Многие биологи, не понимая физико-химического способа подхода к решению биологических задач, делали массу мелких возражений, совершенно не идущих к делу, и только затрудняли понимание основного факта. В основе всех возражений лежало в скрытой или полускрытой форме виталистическое представление о необходимости в процессе оплодотворения наличности живого вещества, а не солей. И когда Лёб не мог довести развитие зародышей до конца, его противники указывали, что между искусственным и естественным оплодотворением нет полной аналогии, что в одном случае мы имеем только толчок к развитию и что в другом, наоборот, имеется полное гармоническое развитие. Лёб постепенно старался устранить все фактические возражения, и венцом его работы в этом отношении являются партеногенетически развившиеся высшие организмы, о которых он писал уже в самое последнее время, и препараты которых мне удалось видеть у него в лаборатории.

Борьба, проведенная Лёбом для закрепления полученных им результатов, необыкновенно ясно характеризует его „боевую натуру“ — в прекрасном некрологе проф. Шторм фон Лейвен (Storm von Leuwen).

Недостаточно оцениваемое биологами физико-химическое направление работ Лёба нашло себе горячих приверженцев в среде физико-химиков, и Лёб с давнего времени был близким другом Аррениуса, посвятившего Лёбу свою книгу об основах биохимии.

Из сказанного ясно, что Лёб в вопросах жизни был последовательным механистом. Этой основной идеей механичности проникнута последняя опубликованная работа Лёба об организме как целом, где Лёб последовательно проводит идею об организме как сложном физико-химическом механизме.

Естественно, что прямолинейно и последовательно проведенная через все сочинение мысль Лёба не могла понравиться виталистам, и Лёб говорил, что многие его знакомые из виталистов с осуждением отнеслись к его книге¹⁾.

Вторую большую группу работ Лёба представляют его исследования по коллоидам. Понимая, что знание и ясное предста-

¹⁾ Эта книга, так же как и книга о тропизмах, в ближайшее время появится на русском языке.

вление о процессах в живом организме может быть получено только путем изучения основных свойств белков, Лёб придавал огромное значение физико-химическому подходу к этому вопросу, и работы военного времени обнимают большое количество блестящих исследований в области коллоидной химии. Здесь Лёбу удалось показать, что разрозненные правильности, наблюдаемые другими исследователями и часто противоречащие друг другу, могут получить полное объяснение, если мы примем во внимание, что сравнивать коллоидные процессы можно только в одинаковых условиях, когда концентрация водородных ионов, сильно влияющих на свойства коллоидального вещества одна и та же. Приготавливая подобные растворы с одинаковым содержанием водородных ионов, Лёб мог показать, что при этих условиях коллоиды подчиняются обычным законам химии, и что нет основания выделять этот отдел химии в обособленную дисциплину.

Эти работы были собраны Лёбом и напечатаны в виде монографии (*Proteins and the theory of colloidal behavior*). Его большая статья на ту же тему, опубликованная в *Nature* и *Naturwissenschaften*, с любезного согласия Лёба переведена и напечатана в предыдущем выпуске нашего журнала.

Моя переписка с Лёбом началась еще в 1910 году, когда я впервые, опираясь на факты, установленные им, дал выражение для общего закона возбуждения и приложил его к случаю электрического раздражения нервов и мышц. Эта работа вызвала горячую поддержку Лёба, и появление следующих затем работ встречалось каждый раз им с большим сочувствием. В течение войны моя переписка с Лёбом прервалась, и мои попытки направить ему письма и работы не осуществились. Письма и работы не дошли до него. Наконец, в 1920 году, когда связь с заграницей уже началась, мне удалось переслать через одного из ученых, командированных за границу, все наши работы, и в ответ на это Лёб сейчас же написал письмо, где он с горячностью, ему свойственной, предлагал всякую поддержку для работ, и когда я ему сообщил, что не имею американских журналов, я сейчас же получил не только издаваемый им *Journal of General Physiology*, но и массу работ, сделанных в Америке, и почти в каждом следующем письме Лёб непрерывно повторял, чтобы я ему писал о всех затруднениях в работе русских ученых.

Мне до 1923 года не приходилось лично встретиться с Лёбом. В 1923 году я был приглашен *American Association* сделать доклад на годовичном юбилейном (75 лет) собрании ассоциации в Цинцинати, и мне удалось в Нью-Йорке лично познакомиться с Лёбом. Мне впервые удалось увидеть человека, которого я близко знал по письмам и работы которого я высоко ценил. Во время пребывания в Нью-Йорке я видел Лёба ежедневно, а иногда даже по 3 раза в день. И с первого же дня я почувствовал, что предо мной не только великий ученый, но

и великий человек в лучшем смысле этого слова, горячо сочувствовавший всему хорошему, горячий сторонник новых течений в естествознании, до самозабвения любящий науку и тех, кто работает в ней. Особенно трогательна была забота Лёба о молодых ученых. Мне пришлось видеть, как горячо Лёб интересовался судьбой одного начинающего химика, и как много он старался сделать для него, применяя все возможные средства, чтобы дать ему возможность вести научную работу.

Как и в своих работах, так и в личном общении Лёб был искренним и правдивым человеком до конца. Он сознавался в ошибках, если они у него были, и горячо поддерживал всякую инициативу научного и общественного характера. Мягкий и добрый, Лёб не выносил лжи, и это создало ему горячих поклонников, это же создавало и врагов.

Смерть Лёба — тяжелый удар для науки, непоправимая потеря для Рокфеллеровского Института, которому он отдал почти половину своей жизни, и смерть его является большой потерей для русских ученых.

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ.

ОПЫТ ТЕОРИИ СВЕТОВЫХ КВАНТОВ.

L. De Broglie. A Tentative Theory of Light Quanta. — Phil. Mag. 47, 446, 1924.

Реферируемая работа представляет собой весьма остроумную и интересную попытку связать воедино волновую и корпускулярную теорию света, крайними представителями которых являются в настоящее время Эйнштейн — с одной стороны и Бор — с другой. Синтетическая теория, предлагаемая автором, основывается на следующих принципах.

1. Противопоставление частиц волнам неправильно; каждая частица связана с „фазовой“ или „ведущей“ волной и, наоборот, всякая электромагнитная волна — с какой-либо частицей, несущейся в направлении одного из ее „лучей“. При этом волны сами по себе никакой энергии не имеют¹⁾; действие их сводится к тому, чтобы вызывать в предварительно „возбужденных“ атомах те регрессивные переходы, связанные с уменьшением механической энергии и излучением, которые в теории Бора тракуются, как „спонтанные“, т.-е. самопроизвольные. Переходы противоположного характера („прогрессивные“), связанные с увеличением механической энергии атомов, т.-е. фотоэлектрическим эффектом, ионизацией и т. п., вызываются не волнами, но соответствующими частями, которыми могут быть как „световые кванты“, так и электроны, и притом за счет кинетической энергии этих частиц. — Таким образом, единственными носителями энергии являются материальные снаряды — электроны и „кванты“, — тогда как связанные с ними волны играют роль спускового механизма по отношению к „заряженным“ энергией механическим системам.

2. Частота (ν) колебательного процесса, связанного с каждой материальной частицей, пропорциональна ее энергии (ϵ), или — что то же самое — ее массе (m), при чем отношение $\frac{\epsilon}{\nu}$ равно Планковской постоянной h .

Сочетая эти два принципа со специальной теорией относительности как руководящим методом, Л. де-Бройль и строит свою теорию, являющуюся покамест не столько новой теорией световых явлений, сколько новой корпускулярно-волновой динамикой материи.

В противоположность Эйнштейну, который рассматривает световые кванты как атомы энергии, не связанные с каким-либо материальным субстратом, де-Бройль трактует их как обыкновенные материальные частицы, лишённые, в противоположность электронам и протонам, электрического заряда, но обладающие паравне с ними вполне определенной „покоящейся массой“. Эта масса предполагается столь малой ($< 10^{-50}$ г), что ничтожные силы оказываются достаточными для того, чтобы сообщить ей скорость v , весьма близкую к „критической“ скорости $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек., которая

¹⁾ Энергия может быть лишь механической, зависящей от движения и взаимодействия материальных частиц. См. ниже.

рассматривается как „скорость света в пустоте“. На самом деле, следовательно, скорость „световых квантов“ — величина переменная, приближающаяся, но никогда не достигающая c .

Материальная частица (протон, электрон или „нейтрон“, т.-е. квант), обладающая покоящейся массой m_0 , связана с колебательным процессом, частота которого ν_0 определяется формулой

$$m_0 c^2 = \varepsilon_0 = h \nu_0 \quad (1)$$

и фаза которого, в зависимости от времени t_0 , может быть представлена выражением вида

$$\varphi = \sin 2\pi \nu_0 t_0.$$

Когда та же самая частица движется (по отношению к наблюдателю) со скоростью v , то, согласно теории относительности, масса и энергия ее увеличиваются в отношении $1 : \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. Нетрудно убедиться, что в том же отношении увеличивается и частота соответствующего колебательного процесса. В самом деле, обозначая через x_0, t_0 пространственно-временную систему координат, связанную с рассматриваемой частицей, а через x, t — с наблюдателем. — имеем, согласно одной из формул преобразований Лоренца

$$t_0 = \frac{t - \frac{vx}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Подставляя это выражение в предыдущую формулу для φ , получаем

$$\varphi = \sin 2\pi \frac{\nu_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left(t - \frac{x}{c^2/v} \right) \quad (2)$$

т.-е. уравнение колебательного процесса с частотой $\nu = \frac{\nu_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$. Таким образом

равенство (1) превращается в

$$m c^2 = \varepsilon = h \nu = \frac{h \nu_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (2a)$$

Формула (2) имеет вид уравнения волны, распространяющейся в направлении движения частицы, (т.-е. оси x) со скоростью

$$v' = \frac{c^2}{v}, \quad (2b)$$

во столько же раз превышающей c , во сколько c превосходит v . Эту волну де-Бройль и рассматривает, как „ведущую“ или „фазовую“ волну, при чем вопрос о физическом ее строении и свойствах оставляется им покамест совершенно открытым (см. ниже). Если мы представим себе группу подобных волн, соответствующих

ряду бесконечно-близких значений v , то результирующая скорость этой группы выразится, как известно, формулой

$$u = \frac{dv}{d\left(\frac{v}{v'}\right)}$$

Подставляя сюда предыдущие значения v и v' , находим

$$u = \frac{d\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}}{d\left[\frac{v}{c^2}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}\right]} = v.$$

Таким образом скорость частицы равна групповой скорости множества волн с частотами $\nu = \frac{1}{h} \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ и фазовыми скоростями $v' = \frac{c^2}{v}$, при слегка различных значениях v .

Корпускулярно-волновая динамика, развиваемая де-Бройль, основывается, как уже упоминалось выше, на тождественности всевозможных траекторий (орбит) рассматриваемой частицы в данном силовом поле с ортогональными траекториями (лучами) соответствующих фазовых волн. При этом, по отношению к фазовым волнам, силовое поле (т.-е. пространство, в котором действуют электромагнитные силы) играет роль дисперсирующей среды обыкновенной волновой оптики. Таким образом длина волны λ в той из точек силового поля, проходя через которую соответствующая частица имеет (или имела бы) скорость v , равна

$$\lambda = \frac{v'}{\nu} = \frac{c^2}{\nu v} = \frac{c^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{\nu v}, \text{ т.-е. } \lambda = h \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{m_0 v}. \quad (3)$$

Обозначая через ds элемент дуги луча, проходящего через две данные точки (1, 2), мы можем определить форму этого луча с помощью принципа Ферма (скорейшего прохождения)

$$\delta \int_1^2 \frac{ds}{\lambda} = 0 \quad (3a)$$

который, как нетрудно убедиться, совпадает в рассматриваемом случае с принципом Мопертюи (наименьшего действия)

$$\int_1^2 m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right) dt = \delta \int \frac{m_0 v^2}{v \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} dt = \delta \int \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} ds = 0,$$

определяющим траекторию соответствующей материальной частицы.

Представим себе электрон, вращающийся по окружности радиуса r вокруг положительного ядра. Согласно теории Бора, устойчивые орбиты этого рода определяются условием: $mvr = n \cdot \frac{h}{2\pi}$, где n — целое число, т.-е. согласно (3)

$$2\pi r \cdot \frac{m_0 v}{h \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{2\pi r}{\lambda} = n.$$

Таким образом, с точки зрения теории де-Бройля, смысл этого условия сводится к тому, чтобы „фазовая волна“ сопровождающая электрон, „была настроена в резонанс с одним из обертонов длины орбиты“ ($2\pi r$), т.-е., другими словами, чтобы последняя содержала целое число волн. Этот результат легко обобщается на случай замкнутых орбит произвольного типа. А именно, условие „резонанса“, т.-е. устойчивости движения, выражается при этом, согласно де-Бройлю, равенством

$$\int \frac{ds}{\lambda} = n \quad (n - \text{целое число}), \quad (3b)$$

где интеграл берется по замкнутой кривой. Подставляя сюда значение λ из (3), получаем

$$\int \frac{m_0 v^2}{h \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} dt = \int \frac{m_0}{h \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) dt = \frac{1}{h} \int (m v_x dx + m v_y dy + m v_z dz) = n$$

что совпадает с Боровским условием устойчивости в общей форме, данной ему Эйнштейном⁴⁾. Таким образом это условие впервые приобретает определенный физический смысл. Последний станет нам более ясным, если мы примем во внимание, что при наличии условия (3b), фазовая волна, нагоняющая электрон, фактически сливается с той, которая в этот самый момент „впервые“ исходит из него.

Не останавливаясь на подробном изложении оптической стороны теории де-Бройль, которая им лишь намечается, мы ограничимся несколькими общими замечаниями.

Прежде всего, соединение световых квантов с фазовыми волнами даст возможность объяснить явления интерференции, остававшиеся в концепции Эйнштейна совершенно непонятными. Сущность объяснения, предлагаемого де-Бройлем, сводится к следующему. Когда фазовая волна проходит через возбужденный атом, последний имеет некоторую вероятность, пропорциональную интенсивности волны, испустить „атом света“ соответствующей частоты. разумеется не иначе, как вместе с сферической фазовой волной, которая в свою очередь может вызвать излучение в соседних атомах. С другой стороны, способность нескольких световых квантов вызывать фотоэлектрический эффект, или вообще прогрессивные переходы, также обуславливается результирующей интенсивностью в соответствующих точках, связанных с этими квантами фазовых волн. Что касается этой интенсивности, то она должна находиться в определенном соответствии с той величиной, которая в теории Максвелла рассматривается, как энергия электромагнитного поля.

Подобной энергии на самом деле не существует. Мы должны вернуться (как это уже отчасти и делает теория Бора) к прежней механической концепции энергии, как суммы кинетической и потенциальной энергии, т.-е. двух, частей зависящих от движения и взаимодействия рассматриваемых материальных частиц. Таковыми до сих пор считались лишь протоны (ядра) и электроны. Де-Бройль присоединяет к ним „световые кванты“, кинетическая энергия которых должна заменить туманную „лучистую энергию“, еще продолжающую фигурировать в теории Бора; радиационное поле превращается в лишенное энергии поле фазовых волн, определяющих вероятность тех или иных (регрессивных или прогрессивных) материальных процессов. — Заметим, что аналогичная интерпретация электромагнитного поля была недавно предложена самим Бором (Phil. Mag., May 1924), который, однако, не вводит понятия о световых квантах, как материальных частицах, связанных с волнами, и

⁴⁾ $m v_x$, $m v_y$, $m v_z$ суть „моменты“ электрона, соответствующие координатам x , y , z .

потому совершенно отказывается от принципа сохранения энергии. В теории де-Бройля этот принцип остается в силе. Однако, природа световых квантов, законы их взаимодействия друг с другом, а также с протонами и электронами, наконец—механизм их испускания и поглощения, остаются совершенно невыясненными ¹⁾. Несмотря, на всю свою незаконченность и неопределенность — которая со временем может быть устранена, — теория эта представляется нам весьма удачной попыткой связать воедино две стороны световых явлений — интерференционную и фотоэлектрическую — и вместе с тем органически, а не формально, как в теории Бора, слить оптику с динамикой в одно неразрывное целое.

Я. Френкель.

О КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ.

N. Bohr, H. A. Kramers und J. C. Slater. — Ueber die Quantentheorie der Strahlung. Zeitschrift für Physik, 24, p. 69, 1924 г. Philosoph. Magazine. 47, p. 785, 1924 г.

Основное затруднение современной оптики состоит в том, что существенная группа явлений имеет явно дискретный характер (например, испускание спектральных линий, столь счастливо истолкованное гипотезой квантов), тогда как другая, не менее важная группа, требует для своего понимания классических представлений о непрерывном поглощении и испускании (абсорбция, дисперсия и т. д.). В реферируемой статье Бор и его сотрудники делают попытку облегчить разрешение этого затруднения, вводя новое представление относительно характера процессов в атоме. Именно, оставляя в силе основные постулаты квантовой теории атома (существование дискретных стационарных состояний, условие для частоты $h\nu = E_{n'm'} - E_{n'l'}$ и принцип соответствия), авторы вводят следующую гипотезу, резко отличающуюся от прежних представлений. Они допускают, что система способна испускать энергию не в момент перехода из одного стационарного состояния в другое, как предполагалось до сих пор, а все время пребывания в стационарном состоянии. Однако, непрерывно происходящее излучение не нарушает стационарности состояния: объяснение этому лежит в допущении, что закон сохранения энергии не применим к такому индивидуальному процессу: потеряв некоторое количество энергии, в виде излучения, система остается в прежнем стационарном состоянии. Лишь время от времени накопившийся недочет или избыток энергии системы восполняется при перескоке системы в новое стационарное состояние, так что в среднем, статистически закон сохранения энергии остается в силе ²⁾. Таким образом излучение

¹⁾ Не следует ли себе представить, что световые кванты испускаются и поглощаются отдельными электронами (а не атомами в целом), являясь конститuentами или спутниками электронов подобно тому, как последние являются конститuentами атомов или спутниками положительных ядер?

²⁾ Не желая так резко порывать с принципом сохранения энергии, можно было бы допустить, что в процессах излучения и поглощения энергии, происходящих непрерывно, принимает участие механизм наподобие запасного резервуара, скрывающий излишек энергии или восполняющий ее недостаток. Роль такого механизма могли бы играть какие-нибудь неизвестные процессы в ядре, например. Таким образом, излучение пло бы за счет запаса энергии, а поглощение увеличивало бы этот запас, прямое наблюдение над которым нам недоступно. Лишь время от времени, когда перескок системы в новое стационарное состояние, сглаживает накопившееся изменение в резервуаре, мы получаем сведения об этих подозреваемых перераспределениях энергии. Конечно, подобное представление не является спасением принципа энергии в его классической форме: допущение „скрытых“ форм энергии, лишь время от времени становящихся доступных наблюдению, есть просто иное выражение для идеи статистического характера принципа сохранения энергии.

происходит при движении электрона в стационарном состоянии; моменты перехода суть лишь моменты, заканчивающие один цикл излучения и открывающие новый, а время пребывания в стационарном состоянии (*Verweilzeit*) — есть время испускания когерентного дуга волн (оно и определяет верхний предел разности хода, при котором еще возможна интерференция). В указанном отношении мы делаем шаг вперед на пути сближения с классической электродинамикой. Атомы, подобно классическим электродинамическим системам, окружены полем излучения, устанавливающим связь между отдельными атомами. Но это поле не есть поле классически излучающих электронов: частота излучения определяется не характером движения электрона, а наличием отдельных возможных стационарных состояний, т. е. при помощи условия частот ($h\nu_1 = E_0 - E_1$; $h\nu_2 = E_0 - E_2$ и т. д.); характер же движения определяет при этом относительную интенсивность отдельных линий, согласно принципу соответствия. Такое поле можно было бы назвать виртуальным полем излучения: это поле соответствует классическому полю виртуальных вибраторов, частота, интенсивность и поляризация излучения которых определяется указанными условиями: набор таких виртуальных вибраторов представляет собою классический эквивалент атома.

Таким образом в новых представлениях Бора совершенно отсутствует мысль о причинной связи между излучением (или поглощением) атома и переходом его из одного стационарного состояния в другое. Эти переходы не играют роль причин, а оказываются лишь сопутствующими явлениями, присутствие которых обеспечивает статистическую приложимость принципа сохранения энергии. Переход из одного стационарного состояния в другое происходит, следовательно, беспорядочно, как случайные явления; отсюда — естественное применение к процессам взаимодействия между атомами и излучением тех, основанных на принципе вероятности, рассуждений, которые привели к известному Эйнштейновскому выводу формулы Планка (Einstein, Phys. ZS, 18, S. 121, 1917). Больше того: открывается возможность связать вероятность тех элементарных процессов, из которых по Эйнштейну складывается явление взаимодействия между атомами и излучением, с характером движения атомов. Вероятность произвольного излучения *) (Spontane Ausstrahlung) — зависит от собственного движения атома, т. е. определяется количеством излучаемой им энергии: чем интенсивнее излучение, тем чаще, вообще говоря, будут иметь место переходы, регулирующие статистическую справедливость принципа сохранения энергии. Вероятности положительного и отрицательного вынужденного излучения (positive und negative Einstrahlung) — определяются полем измерения, т. е. поведением окружающих атомов.

Итак, в новой модели сохраняются, с одной стороны, основные квантовые черты атома Бора, необходимые для истолкования спектральных закономерностей, а с другой — благодаря допущению непрерывного испускания — раздвигаются рамки принципа соответствия, так что открывается возможность судить о взаимодействии между атомом и излучением. В самом деле, так как результаты действия виртуального поля на атом совпадают с классически вычисленным действием поля на набор эквивалентных атому виртуальных вибраторов, то остаются в силе все заключения классической теории относительно прохождения излучения через среду с резонаторами, т. е. все выводы теории преломления, отражения, дисперсии. (Краммер уже опубликовал небольшое письмо в *Nature*, № 2845, May 10, 1924, p. 673, посвященное изложению теории дисперсии).

В соответствии с новыми представлениями надо в новых терминах излагать и процессы абсорбции. Старое выражение гласило: абсорбция происходит вследствие перескоков, повышающих энергию атома за счет энергии, пришедшей из поля. Новое воззрение, в согласии с классическим, видит в ослаблении света при абсорбции результат интерференции между приходящими волнами и волнами соответствующей частоты, непрерывно испускаемыми атомами. Перескоки же — суть просто вторичные явления,

*) Точнее: вероятность перескока, компенсирующего это произвольное излучение.

происходящих так, что в общем и среднем выполняется закон сохранения энергии. Объяснение абсорбции наличием вторичных когерентных волн делает понятным связанное с абсорбцией явление аномальной дисперсии, равно как и селективного „металлического“ отражения (впервые в парах наблюдавшееся Вудом).

Изложенное показывает, каким образом новые воззрения пытаются заполнить пропасть между „дискретной“ и „непрерывной“ оптикой. В этом отношении, несомненно, теория приносит столь богатые плоды, что, вероятно, многим не покажется слишком дорогой ценой за них своеобразное — статистическое — толкование принципа сохранения энергии.

К сожалению, в области электрооптических явлений остается еще группа фактов, классическое истолкование которых представляло еще больше трудностей. Это — те явления, которые вызвали к жизни и укрепили гипотезу световых квантов: фотоэлектрический эффект, короткая граница сплошного рентгеновского спектра, явление Комптона и т. д. — явления, оправдывающие Эйнштейновское соотношение $h\nu = eU$.

Новая теория Бора и сотрудников пытается охватить и эти факты. Однако их истолкование связано с еще большими трудностями. Истолкование эффекта Комптона, например, приводит к необходимости допустить, что статистический характер имеет, наряду с принципом сохранения энергии, и принцип сохранения количества движения (что, впрочем, довольно естественно ввиду полного равноправия этих принципов в ряде вопросов, ср. напр. Pauli jr, Z. f. Ph. XVIII, S. 272, 1923). Однако, этого допущения недостаточно. Пытаясь объяснить изменение длины волны рассеянного рентгеновского света явлением Доплера (как это уже делали Комpton и Дебай), Бор приходит к необходимости признать, что скорость виртуальных вибраторов не совпадает со скоростями освещаемых электронов: скорости вибраторов определяются условием изменения частоты излучения, а скорости электронов — требованием принципа сохранения количества движения (понимаемого статистически) (Dass in diesem Fall der virtuelle Oszillator sich mit einer Geschwindigkeit bewegt, die von jener der bestrahlten Elektronen selbst verschieden ist, bedeutet freilich einen Zug, den den klassischen Ideen besonders fremdartig gegenübersteht).

Таким образом в новых представлениях, наряду с цепью новых идей и перспектив, открываются и новые трудности и осложнения. Естественно поэтому, что новые идеи нашли себе уже и сторонников и противников ¹⁾.

Таким образом основания новой теории сводятся к следующему:

1. Сохраняют силу основные квантовые постулаты (существование дискретных стационарных состояний, условие для частоты).

2. Излучение рассматривается как непрерывный процесс, сопровождающий пребывание атома в стационарном состоянии (момент перескока обрывает излучение, а не обуславливает его, как было в старой модели). Непрерывное излучение примиряется с наличием стационарных состояний ценой низведения принципа сохранения энергии до степени статистического принципа.

3. Принцип соответствия расширяется в таком смысле, что при помощи его не только описывается виртуальное поле, создающееся вокруг атома, но и открывается возможность учесть взаимодействие между полем и атомом, считая последний эквивалентным набору виртуальных осцилляторов, классически взаимодействующих с виртуальным полем.

Гр. Ландсберг.

¹⁾ По сообщению академика А. Ф. Иоффе, только что вернувшегося из-за границы, на точку зрения Бора стали в Германии Зоммерфельд и Борн, ее не разделяют берлинские физики, с Эйнштейном во главе.

БИБЛИОГРАФИЯ

Paul Walden. *Elektrochemie der nichtwässrigen Lösungen*. (Handbuch der angewandten Physikalischen Chemie, herausgegeben von G. Bredig, Band 13). Leipzig. Johann Ambrosius. Barth. 1923. 11, 515 S. und 3 Figuren im Text.

П. Вальден. Электрохимия неводных растворов.

После долгого перерыва появился очередной том известного настольного монументального труда по прикладной физической химии, издаваемого Бредигом. В этом томе акад. П. И. Вальден излагает электрохимию неводных растворов. Вряд ли можно было бы назвать имя, более компетентное для разрешения этой задачи. Ведь, начав с 1887 г., с измерения электропроводности водных растворов простых и двойных солей и применения таковой для определения молекулярного веса атомности кислот и оснований (правило Оствальда-Вальдена), П. И. Вальден сам изучил (1890—1896) электропроводность около 200 кислот с целью определения „константы сродства“ Оствальда и установления связи между нею и строением трех кислот. С 1899 г., руководствуясь теорией электролитической диссоциации Аррениуса, он исследовал неводные растворы, впервые ввел новые неорганические растворители (напр., SO_2 , $SOCl_2$, SO_2Cl_2 , $POCl_3$), а равно ряд органических; им, впервые, изучено более 50 неводных растворителей на их ионизирующую способность, применяя один и тот же электролит $N(C_2H_5)_4J$, и установлена, согласно правилу Томсона и Нернста, параллельность между ней и диэлектрической константой этих растворителей, он открыл связь между молекулярной электропроводностью λ_∞ при бесконечном разбавлении, и внутренним трением μ_∞ растворителя: $\lambda_\infty \cdot \mu_\infty = const.$ (1906, 1911, 1913).

Лишь ученый, сам посвятивший большую часть своей жизненной работы этой проблеме и к тому же обладающий особым литературным талантом мог переработать всю неизмеримо разросшуюся область электрохимии неводных растворов и изложить ее в такой наглядной, простой и удобной для ориентировки форме.

Особую заслугою автора следует признать, что он ярко выдвигает все те же проблемы, которые остались еще не разрешенными и ждут дальнейшей научной обработки: процессы сольватации, ассоциации

и полимеризации. П. И. Вальден объективно-сдержанно относится к новейшим теориям Гоша и его предшественников по отношению к неводным растворам.

Мы, конечно, не можем реферировать подробно содержания объемистого труда. Укажем лишь на те выводы, к которым приходит сам автор:

1. Вода далеко не является типичным для изученных (более 100) неводных растворителей и ионизирующих сред.

2. Изучение неводных растворов вновь пробудило интерес к „концентрированным“ растворам.

3. В последних решающую роль играют химические факторы (ассоциация между растворяемым телом и растворителем — сольватация, — деполимеризация растворенных молекул, расщепление солеобразных молекул на компоненты: кислоту и основание (solvolyse и мн. др.).

4. Несомненна также роль физических факторов в процессах растворения (электростатическое притяжение и мн. др.).

5. Нет индифферентных, изолирующих растворителей ни в электрохимическом, ни в химическом смысле слова.

6. Из физических свойств — диэлектрическая постоянная наиболее характерна.

7. В обычном смысле слова проводниками и электролитами являются не только растворенные соли, но и, напр., органические галоидо-соединения, в особенности вместе с ароматическими радикалами, в случае применения соответственных растворителей.

8. Электролитическая теория растворов Сванте Аррениуса, качественно и количественно объясняющая явления в разбавленных растворах, до сих пор остается наилучшим путеводителем и в области неводных растворителей. На наличие в последнем случае химического момента обратил внимание уже сам Аррениус.

9. По самому характеру проблемы (обилие растворителей и условий растворения), работа в этой области протекала более вширь, чем вглубь.

10. Еще долго область электрохимии неводных растворов будет представлять непочатый край работы для научного исследования.

В настоящее время кажется самоочевидным, что химическое и физическое исследование тесно связаны между собою. Невольно вспоминается в дали исторической перспективы, что в 60-х и 70-х г.г. прошлого столетия, в расцвет синтезов органической химии, применение физических методов при химических исследованиях, считалось занятием „теоретиков“.

Правда, физика, найдя газовые законы, создала основы молекулярной теории, однако же факт, что, хотя имя Гей-Люссака пользовалось всеобщим уважением, имя Авогадро пришлось лет через 50 воскресить из забвения.

В широкие круги химиков сознание тесной связи, существующей между физикой и химией, проникло лишь благодаря теории электролитической диссоциации, и ту роль, которую сыграли Гей-Люссак и Авогадро в развитии учения о газообразном состоянии, сыграли Вант-Гофф и Аррениус в развитии учения о жидкостях.

В настоящее время мы переживаем третью эпоху благотворного влияния физики на химию, проникновения в строение твердого состояния вещества с помощью учения об излучении.

Чтение труда П. И. Вальдена не только обогащает нас фактическим знанием сделанного и сотворенного, но и будит нашу мысль, показывая, сколько нерешенных задач стоит перед пытливым умом человека.

М. Блох.

Paul Walden. *Chemie der freien Radikale*. Bd. II, der „Chemie und Technik der Gegenwart“, herausgegeben von Walter Roth pp. X + 351 S. Hirzel, Leipzig. 1924.

П. Вальден. Химия свободных радикалов.

Одна из интереснейших проблем современной химии, одно из блестящих достижений первой четверти XX века, поразительное богатство мыслей, выводящих читателей далеко за пределы узкой темы книги, заставляющей его вспомнить развитие химических идей на протяжении всего XIX столетия, поразительное знание автором всей литературы (вплоть до стариннейшей), увлекательное изложение — все это заставляет признать в этой книге выдающееся литературное явление.

Представляет своеобразный интерес сопоставить труд акад. П. И. Вальдена с работой Шмидлина о трифенилметиле, появившейся в 1914 году. На фоне этой в свое время весьма полезной сводки еще ярче отражается все обилие идей, которым блещет новейшая работа П. И. Вальдена.

Первая часть ее посвящена истории развития учения о свободных радикалах, следующие главы посвящены: трифенилметилу и его гомологам, свободным органическим радикалам с четырьмя, двумя и одноатомным азотом, производным одноатомного кислорода, металлоорганическим соединениям, неорганическим свободным радикалам, свободным радикалам как промежуточным стадиям при химических реакциях, аналогиям с металлами и мн. др. вопросам. Особенно ценны собственные вычисления автора констант диссоциации отдельных углеродов и идеи об „ультрадиссоциации“.

Книга может быть рекомендована всем, интересующимся развитием химической мысли.

М. Блох.

ЧЕТВЕРТЫЙ СЪЕЗД РУССКИХ ФИЗИКОВ.

С разрешения Совнаркома с 15 по 20 сентября 1924 г. в Ленинграде состоится **четвертый очередной Съезд русских физиков**. На Съезде предполагается участие и некоторых иностранных ученых. Намечены Секции: экспериментальной физики, теоретической физики и прикладной физики.

Для организации Съезда образован в Ленинграде Распорядительный Комитет, в который входят:

Почетный Председатель—почетн. акад. *О. Д. Хвольсон*,

Председатель—академик *А. Ф. Иоффе*,

Товарищ Председателя—проф. *А. П. Афанасьев*,

Делопроизводитель—проф. *М. М. Глаголев*,

Казначей—*А. А. Мазинг*,

Заведующий Секцией эксперим. физики—проф. *Д. С. Рождественский*

Заведующий Секцией теоретич. физики—проф. *В. Р. Бурсиан*,

Заведующий Секцией прикладной физики—проф. *Д. А. Рожанский*.

В Москве образовано Отделение Распорядительного Комитета, в которое входят:

Председатель—проф. *Г. В. Вульф* и секретарь—проф. *Н. В. Кашин*.

Членами Съезда могут быть научные работники и преподаватели физики.

Членский взнос три (3) рубля.

Лица, желающие выступить на Съезде с докладами, должны прислать **до первого сентября** название темы и краткое содержание доклада (не более 4000 печатных знаков). Все резюме будут напечатаны и розданы членам Съезда вместе с программой.

Для иногородних членов Съезда могут быть предоставлены бесплатные помещения. Лица, нуждающиеся в таковых, приглашаются заявлять об этом одновременно с записью в члены Съезда.

Члены Съезда, согласно распоряжения НКПС, проезд на Съезд оплачивают полностью. Обратный проезд предоставляется им бесплатно.

Всю корреспонденцию, равно как и членские взносы, следует направлять на имя делопроизводителя Распорядительного Комитета проф. Митрофана Михайловича Глаголева (Ленинград, Университет, Университетская наб., 7/9, Физический Институт).

Председатель Распорядительного Комитета,

академик **А. Ф. ИОФФЕ**.

**ПРИНИМАЕТСЯ ПОДПИСКА НА 1924 г.
НА ЖУРНАЛЫ,
ИЗДАВАЕМЫЕ
ГЛАВНАУКОЙ И ГОСИЗДАТОМ**

**ЖУРНАЛ РУССКОГО ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКОГО
ОБЩЕСТВА. Часть физическая**

Под редакцией А. Ф. Иоффе.

6 книг в год.

Подписная цена 15 рублей.

ЖУРНАЛ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

Под редакцией А. Ф. Иоффе и П. П. Лазарева.

6 книг в год.

Подписная цена 11 рублей.

**ЖУРНАЛ РУССКОГО ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКОГО
ОБЩЕСТВА. Часть химическая**

Под редакцией А. Е. Фаворского.

6 книг в год.

Подписная цена 11 рублей.

ЖУРНАЛ ПРИКЛАДНОЙ ХИМИИ

Под редакцией Н. С. Курнакова.

4 книги в год.

Подписная цена 8 рублей.

ЖУРНАЛ ГЕОФИЗИКИ И МЕТЕОРОЛОГИИ

Под редакцией А. А. Фридмана.

4 книги в год.

Подписная цена 6 руб. 50 к.

ОТДЕЛ ПОДПИСНЫХ ИЗДАНИЙ
Москва, Воздвиженка, д. № 10/2. Тел. 4-87-19.