

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

---

ПОД РЕДАКЦИЕЙ  
Э.В. ШПОЛЬСКОГО

ТОМ  
XXXI  
ВЫПУСК 4

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1947 ЛЕНИНГРАД

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

С. И. ВАВИЛОВ, Д. И. БЛОХИНЦЕВ,  
В. И. ВЕКСЛЕР, С. Т. КОНОБЕЕВСКИЙ,  
Э. В. ШПОЛЬСКИЙ — ответственный редактор

«Успехи физических наук» — журнал, посвящённый обзорам современного состояния наиболее актуальных проблем физики и смежных с нею наук. Предназначается для научных работников, аспирантов, студентов-физиков старших курсов, преподавателей.

Выходит 12 раз в год.

Адрес редакции: Москва, Орликов пер., д. № 3.

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

С. И. ВАВИЛОВ, Д. И. БЛОХИНЦЕВ,  
В. И. ВЕКСЛЕР, С. Т. КОНОБЕЕВСКИЙ,  
Э. В. ШПОЛЬСКИЙ — ответственный редактор

*ТОМ ТРИДЦАТЬ ПЕРВЫЙ*

ОГИЗ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1947 ЛЕНИНГРАД

**Адрес редакции: Москва, Орликов пер.. д. № 3.**



Новый точечный источник света (Г. Н. Рохлин) . . . . .	147
Многократные ядерные расщепления («звёзды») под действием рент- геновских лучей в 100 MeV (Э. Шпольский) . . . . .	278
Ультрафиолетовый спектр Солнца, полученный с высот до 88 км (Г. Розенберг) . . . . .	281

Ядерная индукция ( <i>К. Владимирский</i> ) . . . . .	415
Применение рассеяния света для определения молекулярного веса ( <i>Э. Шпольский</i> ) . . . . .	417
Пневматический детектор инфракрасной радиации ( <i>Э. Шпольский</i> ) . . . . .	421
Применение «мигающего» фильтра для различения близких по цвету окрасок ( <i>А. Ильина</i> ) . . . . .	422
Новые фотосопротивления ( <i>А. Ильина</i> ) . . . . .	423
Первый работающий синхротрон на 8 миллионов электрон-вольт ( <i>М. С. Рабинович</i> ) . . . . .	584
Кристаллический счётчик ( <i>И. Я. Барит</i> ) . . . . .	586
Новый метод инфракрасной фотографии ( <i>А. Ильина</i> ) . . . . .	587
Электролитический селеновый фотоэлемент ( <i>А. Ильина</i> ) . . . . .	588
Наименование и химические символы элементов с атомными номе- рами 43, 85, 87, 95, 96 ( <i>Г. Р.</i> ) . . . . .	589

## PERSONALIA

Нобелевская премия по физике за 1946 г. . . . .	590
---	-----

## ХРОНИКА

Годовщина смерти академика А. Н. Крылова ( <i>М. Радовский</i> ). . . . .	149
Октябрьская сессия Отделения физико-математических наук Академии Наук СССР . . . . .	151
Январская сессия отделения физико-математических наук Академии Наук СССР . . . . .	284
Мартовская сессия Отделения физико-математических наук Академии Наук СССР . . . . .	591

## БИБЛИОГРАФИЯ

В. Ф. Власов. Электровакуумные приборы ( <i>Н. Д. Моргулис</i> ) . . . . .	153
Applied Electronics. Electr. Eng. Staff. of the M. I. T. ( <i>Н. Д. Моргулис</i> ) . . . . .	154
Н. Риль. Люминесценция ( <i>В. Л. Левшин</i> ) . . . . .	286
Т. Карман и М. Био. Математические методы в инженерном деле ( <i>Н. Н. Андреев</i> ) . . . . .	525
Дж. Слэтер. Передача ультракоротких радиоволн ( <i>Н. Н. Малов</i> ) . . . . .	526
Д. И. Блохинцев. Акустика неоднородной движущейся среды ( <i>Н. Н. Андреев</i> ) . . . . .	595
J. Millman and Seely. Electronics ( <i>Н. Д. Моргулис</i> ) . . . . .	594



НИКОЛАЙ ДМИТРИЕВИЧ  
ПАПАЛЕКСИ

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

### НИКОЛАЙ ДМИТРИЕВИЧ ПАПАЛЕКСИ

*С. М. Рытов*

В ночь на 3 февраля 1947 г. внезапно скончался академик Николай Дмитриевич Папалекси. Не только советская, но и мировая наука лишилась одного из самых выдающихся своих представителей, учёного большого масштаба, одного из пионеров радио и основоположников отечественной радиофизики и радиотехники, человека, который был беззаветно предан науке, проникнут чувством ответственности перед своей страной и сознанием долга, который был примером настойчивости, трудолюбия и принципиальности. Те, кто ближе знал Н. Д., кто знал, какая исключительная отзывчивость и какая доброта таились под его обычной внешней сдержанностью, пережили в связи с его кончиной и большое личное горе.

Н. Д. Папалекси родился 2 декабря (н. ст.) 1880 г. в Симферополе. Отец его, командир батальона 51-го Литовского полка, умер, когда Н. Д. было четыре года. Учился Н. Д. сначала в Симферопольской, а затем в Полтавской гимназии и уже в эти годы проявил интерес к точному естествознанию. Ещё будучи гимназистом, он выписывал себе книги по физике, математике, астрономии, выписывал учебники даже из-за границы, вступил в Полтавский кружок любителей физико-математических наук и долгое время (до 1907 г.) состоял его действительным членом. Первую свою научную работу «О гармонических свойствах полного четырёхугольника и некоторых его применениях», опубликованную уже после отъезда за границу, Н. Д. напечатал в отчёте Полтавского кружка.

В 1899 г., окончив с золотой медалью гимназию, Н. Д. уехал для продолжения образования за границу. В течение одного года он учился в Берлинском университете, а потом перешёл в Страсбургский университет, в котором физико-математические науки были в то время представлены целым рядом выдающихся людей. Кафедру экспериментальной физики и Физический институт университета возглавлял широко известный учёный, проф. Фердинанд Браун, научное и личное влияние которого сыграло столь большую роль в жизни и Николая Дмитриевича,

и Л. И. Мандельштама. Именно там, в Страсбургском университете, Н. Д. познакомился с Л. И. Мандельштамом.

Знакомство их произошло случайно: Л. И. увидел, что Н. Д. читает русскую газету, и благодаря этому выяснилось, что они соотечественники. Однако сблизились они не сразу.

Лишь некоторые курсы лекций они посещали совместно. Интересы их иной раз совсем не совпадали. Н. Д. любил, например, астрономию и был одним из двоих или даже единственным слушателем страсбургского астронома. Он интересовался также метеорологией, над чем Л. И. обычно лишь подтрунивал. Постепенно, в значительной мере благодаря огромному обаянию и открытому характеру Л. И., замкнутость, свойственная Н. Д. в те годы, была преодолена, и между ними возникла близость и научное содружество, которые связывали их потом всю жизнь.

Начало научной деятельности и Н. Д., и Л. И. Мандельштама определилось теми вопросами, которые больше всего занимали тогда проф. Брауна — вопросами электрических колебаний и их приложений в радиотелеграфии. Диссертация Н. Д. на степень доктора физики (phil. nat.) Страсбургского университета, которую он представил в 1904 г., сдав все экзамены с высшим отличием (*summa cum laude*), была посвящена теории и экспериментальному исследованию динамометра, предназначенного для токов высокой частоты. Динамометрический принцип лёг потом в основу целого ряда измерительных приборов Папалекси и Мандельштама.

В течение последующих десяти лет научная деятельность Н. Д. протекала в Страсбургском университете и его Физическом институте — до 1911 г. в качестве лаборанта института и ассистента проф. Брауна, а затем — в качестве приват-доцента по кафедре физики. Из воспоминаний самого Н. Д. о Л. И. Мандельштаме мы знаем, в какой исключительно благоприятной и научно насыщенной атмосфере проходили эти годы роста и совершенствования \*).

Очень скоро, ещё в пору студенчества Н. Д., началась его научная работа с Л. И. Мандельштамом. Первая их совместная статья появилась, однако, лишь в 1906 г. Это было исследование метода получения колебаний, имеющих заданный фазовый сдвиг. Целью этого метода было создание направленного радиоизлучения, трудности же, с которыми была связана разработка метода, проистекали из того, что речь шла о затухающих колебаниях, возбуждаемых искрой.

В течение всего своего пребывания в Страсбурге Н. Д. больше всего занимался электрическими колебаниями. Конечно, можно указать ряд его исследований, относящихся и к другим областям физики. 1907 г. он провёл в Кембридже, где в лаборатории Дж. Дж. Томсона

---

\*) См. Н. Д. Папалекси, Краткий очерк жизни и научной деятельности Леонида Исааковича Мандельштама, Успехи физич. наук, **27**, 143 (1945) и «Из научных воспоминаний о Леониде Исааковиче Мандельштаме», Изв. АН СССР (серия физ.) **10**, № 2, 127 (1946).

изучал время возбуждения флуоресценции. В Страсбурге он ставил вместе с Мандельштамом опыты над инерцией электронов в металле, опередившие на четыре года известные опыты Толмена и Стьюарта. Следует упомянуть также о работах по газовому разряду (ртутная дуга высокого давления) и о сопоставлении яркостей электрической искры и солнечного диска. Однако основными были исследования в области электрических колебаний и радиотелеграфии, исследования по методам измерений высокочастотных токов и параметров колебательных контуров, по направленному излучению, по пеленгации с помощью рамочной антенны, по теории выпрямителя и др.

Много сил и времени Н. Д. уделял при этом той части работы, которая, по мнению многих, наименее привлекательна. Физические идеи из области радиоизмерений, рождавшиеся в результате коллективных исследований в Страсбургском институте, доводились Н. Д. до полной законченности, до технических разработок. С этой целью он ездил в Берлин, где общество «Телефункен», консультантом которого состоял Браун (а потом и Л. И. Мандельштам), предоставляло соответствующие возможности и средства. Особенно частыми эти поездки сделались во второй половине страсбургского периода. В работу, которую мы называем теперь «внедрением», Н. Д. естественным образом втягивали интересы общего дела. Однако в том, что именно он взял на себя наибольшую долю забот, связанных с технической разработкой и с патентными вопросами, существенную роль сыграли иные обстоятельства или, вернее, особенности самого Н. Д.

Он органически не мог оставлять работу незаконченной; он чувствовал себя обязанным довести её до завершения. Ощущение же завершенности возникало у Н. Д. лишь тогда, когда плодом теории и эксперимента являлось не только выяснение вопроса, но и практическое применение, соответствующий метод или прибор, непосредственный выход в технику. Эту черту научного склада Н. Д. легко проследить потом на протяжении всей его жизни, и, безусловно, благодаря именно этой черте научное сотрудничество Н. Д. с Л. И. Мандельштамом привело впоследствии к таким выдающимся практическим результатам в области радио.

Однако в те ранние годы, о которых сейчас идёт речь и которые в значительной мере были ещё годами ученья, вряд ли можно искать в этом стремлении к технической завершенности исчерпывающее объяснение. Ведь «внедрение» и патентные дела, несомненно, наносили ущерб научным занятиям Н. Д., отрывали его от научно-исследовательской работы и зачастую сами по себе доставляли не слишком много удовольствия. Из года в год об этом говорят многочисленные письма Николая Дмитриевича.

Таким образом, на вопрос о том, почему Н. Д. взял на себя все эти тяготы, нельзя ответить одной лишь ссылкой на его склонность, на его настойчивость или на чувство долга, хотя это чувство и держало его железной рукой в течение всей жизни. Несомненно, здесь сыграло

большую роль и другое. Н. Д. видел, что эта практическая сторона дела совершенно непосильна для Л. И. Мандельштама; он видел, что Мандельштам буквально становится больным от берлинских экскурсов в технику, что при всём своём уважении к практическому применению, Мандельштам, по существу, утрачивает интерес к вопросу, как только в этом вопросе достигается полная физическая ясность, что его одолевают сомнения в успехе «внедрения» (в силу чего Мандельштам, по словам самого Н. Д., выступал обычно в роли «адвоката дьявола»). И вот, глубоко, по-настоящему любя Л. И., Н. Д. щадил его и всеми силами — как в те времена, так и до последнего дня жизни Л. И. — старался разгружать его от дел, которые были ему в тягость. Он всегда успокаивал Мандельштама, заверяя его, что «мы всё это сделаем», и Л. И. действительно успокаивался, зная, что дело находится в надёжных руках. Эта трогательная заботливость, эта глубокая привязанность, не останавливавшаяся перед тем, чтобы поступиться своими собственными научными интересами, есть та вторая черта Н. Д., о которой надо помнить, говоря, в частности, о его деятельности в Страсбурге, черта, которая ещё более облагораживает его образ.

В 1911 г. Н. Д. представил диссертацию для получения права чтения лекций (*venia legendi*) и занял должность приват-доцента Страсбургского университета. На диссертации Н. Д. следует остановиться несколько подробнее. В ней анализируются явления, происходящие в цепи переменного тока, содержащей самоиндукцию и нелинейный элемент — выпрямитель или электрический вентиль, проводимость которого различна для прямого и обратного направлений тока. Н. Д. получил ряд существенных результатов, относящихся к работе такого выпрямительного устройства, но основное заключается не в этом. Во-первых, диссертация Н. Д. была одним из наиболее ранних исследований по нелинейным колебаниям. Во-вторых, в ней впервые был применён к нелинейным колебаниям так называемый метод припасовывания. Этот метод состоит в замене реальной нелинейной характеристики устройства ломаной, состоящей из прямолинейных отрезков, что приводит к замене нелинейного дифференциального уравнения системой линейных уравнений, решения которых смыкаются (припасовываются) в точках перехода от одного отрезка характеристики к другому. В последнее время этот метод, которому Мандельштам и Папалекси всегда придавали большое значение, получил дальнейшее блестящее развитие в работах А. А. Андропова по теории автоматического регулирования.

К 1911 г. относится и поездка Н. Д. в Петербург, где он принял участие в работе Второго Менделеевского съезда по общей и прикладной химии и физике. На заседании подотдела радиотелеграфии (23 декабря) Н. Д. был выбран почётным председателем собрания и затем сделал доклад, как сказано в протоколе, «о новых методах измерений в области токов большой частоты, разработанных докладчиком совместно с Л. И. Мандельштамом в Страсбургском физическом

институте. Докладчик изложил теорию и конструкцию разных разработанных ими приборов для измерения длины волны, декрементов затуханий и сил токов. По окончании доклада докладчиком были продемонстрированы в действии описанные им динамометрические декрементметр и амперметр».

1914 год застал Н. Д. в разгаре работы. После удачных опытов радиоприёма Парижа в Страсбурге на рамочную антенну Брауна, опытов по пеленгации и компарированию напряжённости поля радиоволн, Н. Д. и Л. И. Мандельштам собирались вновь заняться исследованием инерции электронов. Но надвигалась первая мировая война, был предъявлен ультиматум Сербии, и в июле Н. Д. и Л. И. вернулись на родину. Они вместе проехали Галле, но границу пересекли уже в разных местах: Л. И. поехал в Одессу, а Н. Д., навестив в Полтаве свою мать, направился в Петроград. С тех пор вся деятельность Н. Д. неразрывно связана с развитием отечественной радиофизики и радиотехники, в которых он сразу же занял выдающееся место. Н. Д. был приглашён консультантом по физическим вопросам и заведующим опытной лабораторией завода в Русское общество беспроволочных телеграфов и телефонов (РОБТиТ) в Петрограде и целиком посвятил себя решению тех важнейших практических задач, которые ставила перед радио-промышленностью война.

Одной из таких задач было немедленное обеспечение непосредственной радиосвязи с Францией и Англией. Для этого потребовалась коренная модернизация находившейся на заводе экспериментальной 100-киловаттной искровой станции и такое улучшение приёмной аппаратуры, которое позволило бы производить приём не только на слух, но и записывать на фонограф или ленту. Без создания ламповых усилителей и гетеродинов эта задача была неразрешима, а электронных ламп в России не было. Сроки были чрезвычайно жёсткими. И вот, уже к концу 1914 г. появились первые русские усилительные и генераторные лампы или, как их называли тогда, «катодные реле». Всей исследовательской работой и всей технической разработкой этих ламп непосредственно руководил Н. Д. Эти лампы, получившие у потребителей наименование «ламп Папалекси», оказали огромное влияние на развитие отечественной радиотехники в первую мировую войну.

Н. Д. внёс существенное усовершенствование и в технологию изготовления ламп, впервые применив для прокаливания их электродов при откачке высокочастотный индукционный нагрев. Мало кто знает сейчас о том, что это первое применение высокочастотного нагрева принадлежит именно Николаю Дмитриевичу. В его архиве хранится с тех дней кусочек железа, впервые в мире выплавленный в вакууме высокой частотой.

Создание электронных ламп позволило немедленно разработать усилители низкой частоты и гетеродины, а с их помощью сделать пеленгаторные установки, работающие на большом расстоянии от фронта. Всей этой работой также руководил Н. Д. Затем им были



разработаны специальные ламповые приёмники, предназначенные для армейской и морской авиации. Н. Д. сам проводил испытания этих приёмников на борту самолёта. С помощью мощных (киловаттных) «ламп Папалекси», при непосредственном участии Н. Д., в 1915 г. впервые в России была осуществлена радиотелефонная связь — между Царским Селом и Петроградом. В 1916 г. под руководством Н. Д. было разработано оборудование для подводного телеграфирования и проведены исследования радиосвязи между береговой станцией и погружённой подводной лодкой. В этих опытах была установлена зависимость силы сигнала от глубины погружения и длины волны. Одновременно производилось также пеленгование с подводной лодки, так как антенна, разработанная для неё Н. Д., представляла собой по сути дела рамку. Н. Д. сам плавал на подводной лодке и сам проводил испытания. В 1917 г. Н. Д. проводил опыты по телеграфированию незатухающими колебаниями между Петроградом и находившейся в Гельсингфорсе подводной лодкой, опыты по управлению подводными лодками на расстоянии и руководил разработкой мощных усилителей для телеуправления самолётами.

Наряду с этой кипучей научно-технической деятельностью, Н. Д. занимался и вопросами теории. Именно в этот период он выполнил обширное исследование по теории возбуждения колебаний с помощью электронных ламп, однако опубликовано оно было позднее, а вторая его часть, в которой вновь был успешно применён метод припасовывания, вообще осталась неопубликованной.

В начале 1918 г. Н. Д. переехал вместе с лабораторией в Москву. Здесь он принял участие в организации лаборатории на новом месте — при Шаболовской радиостанции, но вскоре уехал в Полтаву. Там он получил от Л. И. Мандельштама приглашение приехать в Одессу, которому и последовал осенью того же года.

В Одессе Н. Д. самым деятельным образом занялся вместе с Л. И. организацией, — как это сам он охарактеризовал, на пустом месте — Одесского Политехнического института. Первоначально Н. Д. был доцентом по кафедре физики в этом Институте и заведующим физическим практикумом, а с 1920 г. — профессором по теоретической электротехнике. Кроме курса теоретической электротехники Н. Д. читал лекции по метеорологии и по теории колебаний. Здесь он привёл в порядок и опубликовал первую часть своего петроградского исследования по теории лампового генератора.

Наряду с большой педагогической и научной работой Н. Д. не оставлял и научно-технической деятельности. Он состоял (с лета 1920 г.) научным консультантом Одесского государственного радиозавода. Кроме того, он организовал в Политехническом институте вакуумную лабораторию и, несмотря на тяжёлые условия, наладил в ней производство приёмных радиоламп. Кадры для этого производства составила группа энтузиастов-студентов, материальные же ресурсы исчерпывались водочными бутылками и обыкновенными лампоч-

ками накаливания. И всё-таки производство было налажено, прежде всего — благодаря технической изобретательности и остроумию Н. Д.

Вся эта обширная и разносторонняя деятельность представляется совершенно поразительной, если учесть, что здоровье Н. Д. находилось тогда в чрезвычайно тяжёлом состоянии. В результате лишений и плохого питания у него развился туберкулёз желез, и врач пред-рекал ему только месяц жизни. Забота студентов, которые выхлопотали для Н. Д. дополнительные пайки и поездку в санаторий, а также спортивная закалка самого Н. Д. позволили ему справиться с этим недугом. Н. Д. был прекрасным спортсменом — альпинистом, конькобежцем, велосипедистом и любителем лыж с первых же дней их вхождения в моду.

Любовь к спорту сочеталась у Н. Д. с глубокой любовью к природе, в особенности к горам и морю. Попадая в красивые места, он весь преображался. Самым большим удовольствием для него и самым лучшим отдыхом были экскурсии и прежде всего экскурсии в горы. Ещё в Страсбурге он при всякой возможности уезжал хотя бы на день-два в горы и впоследствии, вплоть до 1939 г., каждое лето бывал в горах, совершая восхождения и поражая молодёжь своей выносливостью и умением ходить.

Все годы пребывания в Одессе Н. Д. и Л. И. Мандельштам провели вместе, вместе же в 1922 г. они переехали — в качестве научных консультантов радиолaborатории Треста заводов слабого тока — в Москву, а затем в 1924 г. — в Ленинград, так как туда перешло Правление треста. Лаборатория была преобразована при этом в широко известную у нас Центральную радиолaborаторию (ЦРЛ).

ЦРЛ-овский период совместной научной работы Н. Д. и Л. И. Мандельштама сам Н. Д. характеризует как период, принесший наиболее значительные результаты в области радиофизики и радиотехники. В течение первой половины этого периода Н. Д. почти ежегодно (в 1923, 1926, 1927, 1928 гг.) бывал по командировкам треста за границей — в Германии и во Франции. Ввиду тех возможностей личного общения, которыми Н. Д. располагал благодаря своей широкой известности в иностранных научных кругах, эти поездки сыграли, с точки зрения научной и технической информации, очень большую роль. Помимо старых связей со страсбургскими учёными и представителями «Телефункен», Н. Д. был лично знаком с такими лидерами радиотехники и теории колебаний, как Баркгаузен, ван дер Поль, Мени, Ле-Корбейе. Несмотря на многократные отлучки Н. Д. в эту первую половину ЦРЛ-овского периода, уже был выполнен целый ряд важных разработок, в числе которых можно назвать новые способы радиотелеграфной и радиотелефонной модуляции, новые способы высокочастотных измерений, в частности — измерений глубины модуляции и измерений действующих величин параметров электрических цепей, устройство для кварцевой стабилизации частоты, высокоселективный приёмник с кварцевым фильтром, новый способ регенерации и ряд других. Для иллюстра-

ции того, в какой степени новыми и порой даже неожиданными были эти разработки, стоит, быть может, коротко остановиться хотя бы на одной из них, например, на разработанном ещё в 1924 г. радио-телеграфном манипуляторе.

Мощные станции того времени представляли собой однокаскадный генератор с самовозбуждением, к которому подводились мощности, например, в 45 *квт*, причём мощность в антенне доходила до 20—25 *квт*. При телеграфной манипуляции эта большая мощность управлялась контакторами, включёнными в сетку лампы, которые работали с невероятным шумом и треском, с возникновением дуги из-за высокочастотных высоких напряжений и, соответственно, с применением вентиляторов. По чертежам, полученным из Франции, трест разрабатывал тогда мощный передатчик для Тегеранской радиостанции, и телеграфная манипуляция оказалась слабым местом всего устройства. Н. Д. предложил магнитный манипулятор, основанный на насыщении железа. Вместо механических контакторов он поставил маленький ящичек, внутри которого находился в масле небольшой дроссель. Чётко и безотказно, без всякого шума и каких-либо движущихся частей этот манипулятор управлял мощностью в 25 *квт*, работая от шестивольтового аккумулятора и потребляя всего 50 *вт*. Впечатление, произведённое этим новшеством на радиотехников, было огромным. В дальнейшем Е. Я. Щёголев применил магнитный манипулятор на двух больших кораблях военного флота и только, примерно, с 1928 г. это устройство утратило своё значение, так как были изобретены многокаскадные передатчики, имеющие маломощный задающий генератор.

Е. Я. Щёголев привёл этот эпизод в своих воспоминаниях о Л. И. Мандельштаме. Кто же был автором этого изобретения? Лучшим ответом на все такого рода вопросы могут служить слова самого Л. И. Мандельштама, написанные им в 1938 г. в характеристике Н. Д.: «Наше сотрудничество в области электромагнитных колебаний продолжается свыше 30 лет. За это долгое время в нашей совместной работе в этой области установился столь тесный контакт как в отношении инициативы, так и разработки проблем (теоретической и экспериментальной), что в большинстве случаев трудно указать, что сделано одним или другим. Что же касается технического оформления полученных в этих работах результатов, то Н. Д. принадлежит главная роль».

Особенно плодотворной и значительной по своим результатам была вторая половина ЦРЛ-овского периода, т. е. годы с 1929 по 1935. Кроме ЦРЛ, Н. Д. работал в это время также в Ленинградском электрофизическом институте (ЛЭФИ), заведывая в нём с 1926 по 1935 г. отделом научной радиотехники. К этому периоду относится интенсивное общее развитие теории нелинейных колебаний, открытие резонанса второго рода и асинхронного возбуждения, развитие теории параметрического возбуждения колебаний и создание интерференци-

онных методов исследования распространения радиоволн. В эти же годы или начиная с них развиваются практические применения этих фундаментальных научных результатов: создаётся приёмное устройство с так называемым параметрическим фильтром, создаются первые макеты параметрических машин — принципиально новых генераторов переменного тока, закладываются основы новой области приложения радио — интерференционной радиодальнометрии, открывающей широкие перспективы перед геодезией, гидрографией и навигацией.

В отношении всех этих замечательных результатов Л. И. Мандельштам всегда особенно подчёркивал роль Н. Д. И действительно, едва ли можно сомневаться в том, что без Н. Д. все перечисленные новые идеи — если бы они и возникли — скорее всего остались бы блестящими идеями, не обросли бы плотью и кровью, не получили бы той обстоятельнейшей теоретической и экспериментальной разработки и того практического развития, какие фактически им были даны.

Вторая половина ЦРЛ-овского периода в основном совпадает и с новым крупным этапом педагогической деятельности Н. Д. С 1926 по 1935 г. он преподавал в Ленинградском Политехническом (впоследствии Индустриальном) институте, первоначально в качестве доцента, а затем — профессора. Он читал курсы лекций по физике вакуума, по термоионным приборам и вёл семинары по специальным вопросам радиотехники (генерация и модуляция, распространение радиоволн), привлекавшие и профессорско-преподавательский состав. Позднее Н. Д. вёл в ЛЭФИ семинар по нелинейным колебаниям и параметрическому резонансу. Его преподавание было таким образом тесно связано с самыми животрепещущими вопросами текущей научно-исследовательской работы. Преданность делу и чувство ответственности не покидали Н. Д. и в его педагогической работе. Пунктуальность его была образцовой. Нередко случавшиеся неисправности трамвайного сообщения остановить его не могли. С Петроградской стороны, через невский лёд, он пешком приходил в Лесное, в Политехнический институт, но лекций и занятий не пропускал никогда.

Кроме научной и педагогической работы, Н. Д. нёс и научно-общественные обязанности, к которым он всегда относился с величайшим вниманием и серьёзностью. В 1929 г. он был избран товарищем председателя Физико-химического общества при Ленинградском университете, а через год — председателем Физического отделения и президентом этого общества. Имя его к этому времени пользовалось уже самой широкой известностью и вошло в учебники как у нас, так и за границей. В 1931 г. Н. Д. был избран членом-корреспондентом Академии Наук СССР и в скором времени эта непосредственная связь с Академией сыграла весьма положительную роль.

В 1932 г. Н. Д. в последний раз ездил за границу, по командировке Всесоюзного электрослаботочного объединения. Он выступил с двумя докладами о советских исследованиях в области нелинейных колебаний на так называемой «узкой» Первой международной

конференции по нелинейным колебаниям, состоявшейся в Париже. По приглашению ван дер Поля Н. Д. посетил тогда и Голландию. Следует отметить, что благодаря достижениям, главным образом, нелинейной школы Мандельштама и Папалекси центр исследований по теории нелинейных колебаний уже находился тогда в Советском Союзе.

В ЦРЛ велись в это время исследования по недавно открытому резонансу второго рода, по авто- и гетеро-параметрическому возбуждению колебаний и по радиоинтерференционному методу. Генерация же переменных токов посредством механического изменения параметров (первоначально машины с переменной самоиндукцией, а затем — с переменной ёмкостью) разрабатывалась в лаборатории Н. Д. в ЛЭФИ. К 1935 г. во всех этих направлениях уже имелись самые многообещающие результаты. Параметрический принцип генерации перерос лабораторную стадию, и встал вопрос о постройке технических образцов машин. Основные узлы радиоинтерференционной аппаратуры были разработаны, и весь метод прошёл первые практические испытания. Помимо непрерывной работы на экспериментальной базе в гор. Луге под Ленинградом, уже были проведены под руководством Н. Д. и совместно с геодезистами (ЦНИИГАиК) две экспедиции — в 1934 г. в район Пятигорья на Кавказе и весной в 1935 г. в Одессу. В этих экспедициях подтвердилась реальная практическая ценность интерференционного метода и были выполнены первые измерения скорости распространения радиоволн, а также измерения расстояний (от берега до корабля).

Нельзя не пожалеть, что в такой горячий момент начались организационные перестройки. В апреле 1935 г. Лаборатория высокочастотной физики ЦРЛ, которой руководили Н. Д. и Л. И. Мандельштам, в связи с реорганизацией ЦРЛ была переведена в ЛЭФИ и вошла в состав сектора нелинейных проблем ЛЭФИ. Для нелинейных и радиоинтерференционных исследований это означало потерю обширной производственной базы и исключительно богатых ресурсов измерительной аппаратуры. Ещё через четыре месяца, в связи с реорганизацией ЛЭФИ, лаборатория Н. Д. перешла в научно-исследовательский сектор ЛИИ, в котором Н. Д. был профессором кафедры радиофизики. Возможности практической разработки суживались ещё больше. Н. Д. стойко переносил эти превратности судьбы и энергично искал пути к сохранению и дальнейшему развитию научных направлений, значимость которых была ясна, повидимому, немногим. В отношении радиоинтерференционных исследований выходом явился перенос всей работы в Лабораторию колебаний Физического института Академии Наук, которую Н. Д. возглавил в 1935 г. Позднее, в 1938 г., параметрические машины нашли себе пристанище в Энергетическом институте Академии Наук, где была создана для их разработки лаборатория Н. Д., состоявшая сначала из одного, а потом из двух сотрудников. С 1935 г. начинается последний период жизни и деятельности Н. Д., период работы в Академии Наук.

С настойчивостью и энергией, с неизменной выдержкой, под которой попрежнему горел подлинный научный энтузиазм, Н. Д. вновь принялся за дело.

Как и всегда, он не ограничился научной работой в руководимых им лабораториях. В 1935 г. Н. Д. был назначен председателем группы технической физики ОН, в 1937 г. — председателем Особой комиссии АН СССР по изучению прохождения радиоволн в Арктике и оказанию помощи экспедиции на Северный полюс. С 1938 г., окончательно переехав в Москву, он занял пост заместителя председателя, а впоследствии — после смерти Л. И. Мандельштама — председателя Всесоюзного научного совета по радиофизике и радиотехнике, организованного при АН СССР благодаря его и Л. И. инициативе и усилиям.

В 1939 г. Н. Д. был избран в действительные члены АН СССР.

Память о последних годах жизни Н. Д. ещё так свежа, они так насыщены событиями и его собственной неустанной и многосторонней деятельностью, что их освещение представляется особенно нелёгким. Говорить о них, как о прошлом, трудно и потому, что работа и интересы Н. Д., наполнявшие их, ещё множеством нитей связаны не только с сегодняшним, но и с завтрашним днём.

Конец ЦРЛ-овского периода совпал с подведением известного итога тому, что было сделано по нелинейным колебаниям. По предложению ван дер Поля, Н. Д. и Л. И. Мандельштам составили вместе с рядом соавторов обзор результатов, полученных в этой области, и представили его в виде доклада Конгрессу Международного научного радиотехнического союза (URSI), который состоялся в Лондоне в сентябре 1934 г. \*). В значительно расширенном виде этот обзор был издан затем в 1936 г. под названием «Новые исследования нелинейных колебаний» \*\*). В том же году за работы по нелинейным колебаниям и по распространению радиоволн Академия Наук СССР присудила Н. Д. и Л. И. Мандельштаму первую премию им. Д. И. Менделеева. Дальнейшие нелинейные исследования проводились преимущественно в Научно-исследовательском институте физики Московского университета (НИИФ МГУ) у Л. И. Мандельштама и в Горьковском исследовательском физико-техническом институте (ГИФТИ) у А. А. Андропова. Основными же проблемами, которым посвятил себя Н. Д., были — параметрическая генерация переменных токов и распространение радиоволн. Во время Отечественной войны к ним прибавился ряд задач более специального характера, а после войны — вопросы, связанные с распространением радиоволн в ионосфере и с радиоастрономией. Уже одно это перечисление показывает, насколько

---

\*) L. Mandelstam, N. Papalexi, A. Andronov, S. Chaikin et A. Witt, Exposé des recherches récentes sur les oscillations non linéaires. Techn. Phys. USSR, 2, No 2—3, 1 (1935).

\*\*) Л. И. Мандельштам, Н. Д. Папалекси, А. А. Андронов, А. А. Витт, Г. С. Горелик, С. Э. Хайкин, Новые исследования нелинейных колебаний. Гос. Изд-во по вопросам радио (1936).

обширен был диапазон чисто научных интересов Н. Д., а ведь ими отнюдь не исчерпывалось всё, чему он отдавал свои силы.

С 1935 г. и до начала войны разработка параметрического принципа генерации переменных токов существенно продвинулась вперёд. В ЛИИ, а затем в ЭНИН было построено несколько моделей параметрических альтернаторов на мощности от 300 *вт* до 2—3 *квт*; с большим успехом было испробовано усиление изоляции при работе под повышенным давлением (до 12,5 *ат*), было получено параметрическое возбуждение на комбинационных частотах, осуществлено обращение параметрического альтернатора, т. е. работа его в качестве электромотора. Н. Д. дал теорию такого мотора и, в согласии с опытом, показал, что мотор может вращаться с угловой частотой, равной разности частоты питающего тока и собственной частоты колебательного контура, в силу чего скорость вращения может плавно меняться с изменением настройки контура. Н. Д. настойчиво стремился создать и промышленные образцы параметрических машин, в частности—мощную (25-киловаттную) машину, предназначавшуюся для электротермии. Однако заводское изготовление этой машины год за годом оттягивалось, проект её успел устареть, а потом всё было нарушено войной.

Лабораторные разработки и исследования продолжались и во время эвакуации Академии Наук. Подробнейшим образом были изучены рабочие характеристики однофазного генератора и развиты методы его технического расчёта. Опыты подтвердили большие преимущества параметрической машины в качестве источника питания для радиостанций. Небольшая машина с ручным приводом, питающая кварцевую лампу, была отправлена на фронт.

В последние годы по указаниям Н. Д. был изготовлен и испытан ещё ряд лабораторных образцов, получена большая глубина модуляции (в одной из машин — до 76%), получено возбуждение второго параметрического резонанса, а совсем недавно—резонансов более высоких порядков, построен трёхфазный параметрический альтернатор, исследована работа параметрического и обычного синхронного моторов, питаемых параметрическим генератором, и ещё многое другое.

Результаты этой обширной научной и технической исследовательской работы, в которую Н. Д. вкладывал всё своё теоретическое мастерство и экспериментальное искусство, говорят сами за себя. Из оригинальной физической идеи параметрическая генерация превратилась в технически зрелый принцип, способный вырасти в большую ветвь электротехники. Параметрические машины не имеют коллектора и роторных обмоток и по простоте своей конструкции превосходят даже асинхронный мотор. Они особенно выгодны в диапазоне повышенных частот, обладают замечательными рабочими характеристиками, не боятся короткого замыкания, могут давать одновременно набор напряжений, как бы совмещая в себе альтернатор и секционированный трансформатор. Эти особенности открывают перед ними дорогу в самые разнообразные области применения. Устройства, требующие повышенной частоты тока,

питание радиостанций и рентгеновских установок, закалка, контактная и дуговая электросварка — это первое, что можно назвать уже сейчас, опираясь не только на теоретические соображения, но и на прямую экспериментальную проверку.

Однако в деле внедрения параметрических машин до сего времени ещё не удалось достигнуть такого успеха, который соответствовал бы громадным усилиям, затраченным Н. Д. на то, чтобы придать всей работе должный масштаб. С кончиной Н. Д. дальнейшая судьба этого крупного вклада в нашу электротехнику требует особого внимания и действенных мер в отношении производственной базы и организации дела.

В Лаборатории колебаний ФИАН Н. Д. сразу же развернул исследования по распространению радиоволн. В этих исследованиях ставились две задачи. Во-первых, измерить скорость распространения радиоволн в действительных условиях и изучить те детали фазовой структуры поля, которые только с помощью радиоинтерференции и могут быть выявлены. Во-вторых, в тех случаях, когда скорость распространения можно считать известной, применить интерференционный метод к определению расстояний между разнесёнными пунктами — задача, имеющая уже непосредственное практическое значение. Наряду с большой теоретической, экспериментальной и конструкторской работой в лаборатории, решение этих задач требовало систематических опытов в действительных условиях. Н. Д. был организатором всех экспедиций, которые ежегодно проводились вплоть до 1941 г. Вот районы этих экспедиций, начиная с осени 1935 г.: озеро Ильмень, Новороссийск, Белое море и Карские ворота, Истра и Павлов Посад под Москвой, степной район Северного Крыма, гор. Пугачёв в Заволжье. Первые экспедиции проводились совместно с ЛИИ, в большинстве экспедиций участвовал ЦНИИГАиК, а в двух — Гидрографическое управление Главсевморпути, которое заинтересовалось радиодальнометрией с первых же её шагов. Нельзя не отметить, что Главсевморпуть оказался в результате этого первой морской организацией, которая уже много лет с успехом применяет интерференционные дальнометры в своей повседневной навигационной практике и имеет собственные опытные кадры. Другим живо заинтересованным «потребителем», активно участвующим в развитии всего дела с момента его зарождения, является ЦНИИГАиК, разрабатывающий и использующий интерференционный метод применительно к геодезическим и картографическим задачам.

Трудно преувеличить значение достигнутых научных результатов. С непревзойдённой до настоящего времени точностью (до  $3 \cdot 10^{-4}$  над морем и до  $6 \cdot 10^{-4}$  над ровной сушей) измерена скорость распространения радиоволн. Определена верхняя граница для возможной средней величины дисперсии (не более  $0,01\%$ ). Создана отчётливая картина всего процесса распространения над земной поверхностью. Установлена правильная интерпретация классической теории Зоммерфельда и вскрыта



неадекватность ценнековской концепции поверхностных волн, господствовавшей ранее в течение почти всей истории радио. Но и это ещё не всё. Научная плодотворность радиоинтерференционного метода, с одной стороны, и требования, выдвинутые радиодальнометрией, с другой, сделали актуальным решение ряда новых теоретических задач, причём постановка многих из них была стимулирована непосредственно Н. Д. Сюда относятся выполненные в последнее время замечательные работы акад. В. А. Фока, акад. М. А. Леонтовича, члена-корреспондента АН СССР Г. А. Гринберга и проф. Е. Л. Фейнберга. В этих работах решена задача о так называемой береговой рефракции, созданы новые методы трактовки распространения радиоволн, сочетающие практически достаточную точность с физической наглядностью и математической простотой, решена задача о дифракции радиоволн вокруг сферической земли. В совокупности экспериментальные и теоретические работы по распространению радиоволн, как проводившиеся под непосредственным руководством Н. Д. и Л. И. Мандельштама, так и возникшие на основе этих исследований или связанные с ними, являются крупнейшим вкладом в радиофизику и пользуются заслуженным признанием за границей \*).

В 1942 г. Н. Д. (совместно с Л. И. Мандельштамом) за работы в области теории колебаний и распространения радиоволн была присуждена Сталинская премия первой степени по физике.

Во время Отечественной войны, на станции Обсерватория (под Казанью) Н. Д. создал экспериментальную базу, на которой, в числе других предпринятых по его инициативе разработок, испытывался коротковолновый макет одного из вариантов интерференционных устройств — фазовый зонд. По возвращении в Москву Н. Д. охотно пошёл навстречу предложению Гидрографического управления ВМФ об обеспечении гидрографических работ интерференционным методом координации. Это было осуществлено ФИАН совместно с ЦНИИГАиК. Результатом явилось существенное ускорение работ и перевыполнение программы в течение двух навигаций. При ближайшем участии и консультации Н. Д. в одном из отраслевых институтов создан первый в Советском Союзе промышленный образец навигационного устройства, основанного на радиоинтерференции и — что, может быть, не менее важно — приобретён большой практический опыт группой квалифицированных радиоинженеров.

Благодаря смелому и в то же время глубоко обоснованному научному новаторству Н. Д. и Л. И. Мандельштама Советский Союз ока-

---

\*) Работы довоенного периода подытожены в сборнике статей под ред. акад. Л. И. Мандельштама и акад. Н. Д. Папалекси, *Новейшие исследования распространения радиоволн вдоль земной поверхности*, Гос. Изд-во Техн.-Теор. Лит-ры, 1945. Дальнейшие теоретические работы войдут во второй специальный сборник, который в настоящее время готовится к печати. См. также Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси, *О скорости распространения радиоволн*, Изв. АН СССР (серия физ.), 7, № 5, 145 (1943).

зался родиной радиоинтерференционной дальнометрии и немало опередил в этом деле зарубежные страны, в которых аналогичные идеи начали разрабатываться лишь в годы войны. Развитие интерференционных или фазовых методов координации за границей показывает, что их значение там в должной мере оценено. В этом свете непрерывные и дальновидные усилия Н. Д., направленные к дальнейшему широкому внедрению радиоинтерференции, приобретают особое значение. Благодаря его целеустремлённой деятельности наша техническая мысль в области фазовой дальнометрии находится сегодня на уровне того, что достигнуто во всём мире, но нельзя допустить никакого промедления в дальнейшем практическом развитии. Для Н. Д. это было совершенно очевидным даже тогда, когда многим казалось, что радиолокация решает все навигационные задачи без исключения, предвидение же путей технического прогресса никогда Н. Д. не обманывало.

Нашествие немецко-фашистских полчищ на нашу родину потрясло Н. Д., но глубокая уверенность в конечном торжестве Советской страны не покидала его ни на час. Он был истинным патриотом в самом высоком значении этого слова. В течение всей войны он работал с удвоенной энергией. Кроме руководства лабораториями в ФИАН и ЭНИН, Н. Д. деятельно участвовал в общем планировании научно-оборонной тематики, провёл реорганизацию Радиосовета, созвал научную сессию Радиосовета, предпринял осенью 1942 г. поездку в далёкое Боровое, чтобы навестить Л. И. Мандельштама и обсудить с ним вопросы текущей работы и планы на будущее, активно участвовал в проведении выборов в Академию Наук в 1943 г., выступил с рядом научных докладов и, сверх всего, написал книжку о радиопомехах, которая ещё за время войны вышла двумя изданиями \*).

Нельзя не вспомнить о том, с каким живым интересом Н. Д. изучал международные и военные события, с какой удивительной эрудицией и знанием дела он говорил о военной обстановке.

Круг интересов Н. Д. вообще был удивительно широк. Он любил и хорошо знал литературу как русскую, так и западноевропейскую. Любил поэзию — в особенности стихи Лермонтова — и сам писал стихи. Его привлекали описания природы и путешествий, он в совершенстве знал географию. Наряду с этим Н. Д. увлекался детективными романами, в которых его занимал анализ запутанных ситуаций. Ещё с пятого класса гимназии Н. Д. начал играть в шахматы, серьёзно изучал их теорию и решал задачи, выписывал множество литературы по шахматам. Он сохранил интерес к метеорологии, и всем его сотрудникам памятно замечательно верные предсказания погоды, которые Н. Д. делал не только на короткие сроки, но и на год вперёд.

Вряд ли нужно говорить о том, что для Н. Д. смерть Л. И. Мандельштама явилась особенно тяжким ударом, от которого он не смог

---

\*) Н. Д. Папалекси, Радиопомехи и борьба с ними, 2-е изд., Гос. Изд-во Техн.-Теор. Лит-ры М.—Л., 1944.

оправиться до конца своих дней. И всё же его неослабное чувство долга, его безмерная преданность науке не дали его рукам опуститься. Победоносное окончание войны и переход к мирному труду означали для него возможность претворения в жизнь новых широких замыслов. Последние два года жизни Н. Д. так же наполнены непрерывным трудом и озарены научной инициативой, как и все предыдущие сорок лет его научной деятельности. В 1945 г. Правительство наградило Н. Д. за его выдающиеся заслуги орденом Ленина.

Н. Д. стремился к самому широкому развитию исследований по распространению радиоволн. Он неоднократно указывал, что любые радиометоды определения расстояний в конечном счёте упираются в недостаточно точное знание скорости распространения. Имея в виду обширную программу измерений этой скорости для разных длин волн и при различных природных условиях, Н. Д. предпринял организацию в Крыму экспериментальной базы. Он вникал во все детали этого дела и лично посетил строящуюся в Алушке лабораторию. Он предполагал использовать крымскую базу не только для изучения скоростей распространения радиоволн вдоль земной поверхности, но и для исследований ионосферы.

Н. Д. чрезвычайно увлекался вопросом об одновременной оптической локации и радиолокации Луны. Ещё в 1942 г., когда Н. Д. был в Боровом у Л. И. Мандельштама, они пришли к мысли, что при современных технических средствах оба способа локации Луны могут быть осуществлены. Н. Д. выполнил потом ряд детальных расчётов, касающихся отражения от Луны электромагнитного импульса, и прочитал об этом доклад на коллоквиуме лаборатории, собравшем чрезвычайно большое количество слушателей и прошедшем с особым оживлением. Как известно, радиолокация Луны была осуществлена в Америке в 1945 г. Но, даже учитывая возможный интервал между замыслом и проведением этого опыта у американцев, можно констатировать, что в отношении научной инициативы Н. Д. и Л. И. Мандельштам опередили американцев на три года.

Другая, совсем новая проблема, которая также особенно занимала Н. Д. в последние месяцы его жизни, это — радиоизлучение Солнца и космического пространства. Н. Д. видел в этих явлениях основу для новой науки — радиоастрономии. По его предложению были проведены интересные теоретические исследования по вопросу об излучении радиоволн Солнцем. По его же инициативе Лаборатория колебаний приняла участие в научной экспедиции в Бразилию, где 20 мая этого года произошло солнечное затмение с чрезвычайно длительной полной фазой. Наряду с ионосферными исследованиями участники экспедиции провели и наблюдения солнечного радиоизлучения, причём постепенное закрытие диска во время затмения должно, по мысли Н. Д., дать более детальные сведения о распределении «радиояркости». Н. Д. готовился лично встать во главе этой экспедиции и принимал самое деятельное и непосредственное участие в её организации.

Н. Д. постоянно подчёркивал, что центральной задачей в радиотехнике сверхвысоких частот является разработка методов измерений. Он проводил параллель с тем положением вещей, в каком находилась длинноволновая радиотехника в пору его молодости, и вспоминал, каким трудным было в то время решение метрических вопросов, над которыми теперь никто не задумывается. Разработку измерительных методов для сверхвысоких частот он считал одним из основных направлений Лаборатории колебаний.

Над осуществлением всех этих планов и идей Н. Д. работал с увлечением, настойчивостью и такой энергией, будто не лежало за его плечами шестьдесят пять лет жизни. Не думая о своих силах, он брал на себя множество обязанностей и дел и ценой большого внутреннего напряжения все их успевал выполнять. Вновь он возглавляет одну из комиссий во время выборов в Академию Наук, проводит в г. Горьком сессию Радиосовета, руководит физическими журналами, уделяя в особенности много внимания физической серии Известий АН СССР, и руководит коллоквиумом Лаборатории колебаний ФИАН, который собирает благодаря Н. Д. на своих заседаниях широкую аудиторию, состоящую не только из работников в области колебаний, но и радио-специалистов, электриков, механиков и акустиков. Н. Д. возглавляет, кроме того, Комиссию по изданию трудов Л. И. Мандельштама, председательствует в Комиссии по премиям имени Мандельштама за работы в области радио и состоит членом Комиссии по премиям за работы по физике. Н. Д. никогда не считал для себя возможным просто «числиться» в той или иной комиссии, проявляя и здесь глубокое чувство ответственности и внимание к делу.

За последние два года своей жизни Н. Д. прочитал десять больших докладов. Три из них были посвящены памяти Л. И. Мандельштама, другие касались актуальных вопросов текущей работы (о радионаблюдениях во время затмения 1945 г., о повышении точности радиоинтерференционных методов), третьи носили характер больших обобщений, которые Н. Д. мог сделать, опираясь на десятилетия своего опыта (о научных проблемах современного радио, о развитии учения о нелинейных колебаниях). Кроме того, по предложению ван дер Поля, Н. Д. вновь составил с рядом соавторов обзор для URSI, явившийся продолжением предыдущего обзора и обрисовавший выполненную в Советском Союзе работу по нелинейным колебаниям в период с 1935 г. Он подготовил также для своей предполагавшейся поездки в Румынию интересный доклад, посвящённый эволюции понятия резонанса \*).

В архиве Н. Д. сохранилось огромное количество расчётов и вычислений, проделанных им за это же время для большой монографии о параметрической генерации переменных токов, которую он и Л. И. Мандельштам задумали написать ещё при их свидании в Боровом.

---

\*) См. этот выпуск УФН, стр. 447.

24 января с. г. Н. Д. закончил большую статью «О нелинейных колебаниях» для Юбилейного сборника, посвящённого 30-летию советской власти, и тут же приступил к дальнейшей работе над биографией Л. И. Мандельштама. Он не давал себе передышки, и до последнего дня слова «я должен сделать...» не сходили с его уст. Н. Д. так и не успел закончить биографию Мандельштама, как не успел закончить и сделать много начатых и задуманных им работ — их оборвала преждевременная смерть.

Человек исключительной скромности и доброты, по-настоящему хороший человек — таким останется Н. Д. в памяти всех знавших его.

Выдающийся разносторонний учёный, педагог, воспитывавший новые кадры и словом и личным примером, исследователь, проложивший новые пути в технике, — таким войдёт Н. Д. в историю науки, которой он отдал всю свою жизнь.

---

## ЭВОЛЮЦИЯ ПОНЯТИЯ РЕЗОНАНСА \*)

Н. Д. Папалекси

Прежде чем приступить к докладу, позвольте мне выразить свою искреннюю признательность за высокую честь, оказанную мне приглашением сделать доклад перед столь уважаемыми научными и техническими учреждениями дружественной нам страны. Я в этом вижу не столько признание моих скромных научных заслуг, сколько выражение искреннего желания Вашего свободолюбивого народа укрепить культурные связи с нашей великой страной.

После долгого раздумья я позволил себе выбрать темой своего доклада «Эволюцию понятия резонанса». Этот выбор может, на первый взгляд, показаться несколько странным. Понятие резонанса принадлежит к самым основным, всем хорошо известным понятиям, и несомненно у многих может возникнуть мысль: что же нового можно сказать о такой старой, избитой вещи, как резонанс, и какой новый интерес это может представить для физики и техники? Ведь всем хорошо известно, что само слово «резонанс» происходит от «резонировать», что означает откликаться, увеличивать продолжительность или интенсивность звука, как говорит, например Ларусс. Все также хорошо знают, что явления резонанса имеют место не только в области звука, но и в механике, оптике и электричестве, что резонанс может явиться, например, причиной разрушения моста под действием периодической нагрузки, поломки валов при критических числах оборотов, качки судов, пробоя электрического кабеля (явление Ферранти). Почти каждый школьник теперь знает, что радиотехника основана на широком использовании резонанса. Что же ещё нового можно сказать о резонансе?

Именно потому, что роль резонанса в науке и технике чрезвычайно велика, что в жизни мы на каждом шагу встречаемся с теми или иными проявлениями резонанса: будь то вредными, губительных последствий которых мы стремимся избежать, или полезными, которые

---

\*) Доклад, подготовленный по предложению Президиума Академии Наук для предполагавшейся весной 1946 г. поездки в Румынию по приглашению Румынской Академии Наук, Ясского Политехнического института и Румынского общества телефонов. Доклад не был прочитан ввиду того, что поездка не состоялась.

мы стараемся использовать как можно полнее — весьма важно глубокое и чёткое понимание того, что мы подразумеваем под резонансом. Если впервые с явлениями резонанса мы познакомились в области акустических и механических колебаний, а затем встретились с аналогичными явлениями в области электрических колебаний и в оптике, в результате чего выкристаллизовалось понятие «классического» резонанса, то в дальнейшем были обнаружены новые формы проявления резонансных явлений, как-то: «обобщённый» резонанс, резонанс «параметрический» и различные «нелинейные резонансы». В связи с этим уточнилось само понятие «классического» резонанса. Особую роль в эволюции понятия резонанса, несомненно, сыграло развитие радио, выдвинувшее новые проблемы и позволившее благодаря электронной лампе создать колебательные системы с новыми свойствами, отличными от свойств прежних систем. Новые виды резонанса уже сейчас приобрели заметное практическое значение и не только в области радио, и есть основание считать, что их значение в будущем ещё больше возрастет.

Так как, с одной стороны, эти важные для практических применений вопросы не получили до сих пор широкого распространения и, с другой стороны, быть может, наиболее существенные результаты были получены как раз в научных институтах нашей страны, главным образом, школой учёных, связанной с именем недавно скончавшегося акад. Л. И. Мандельштама, то я и позволил себе выбрать темой своего доклада «Эволюцию понятия резонанса».

Обратимся прежде всего к понятию обыкновенного классического резонанса. Когда говорят о резонансе, то обычно имеют в виду замечательное свойство колебательной системы — будь то струна, маятник или электрический контур — приходить в особо интенсивные колебания при действии на неё переменной внешней силы определённого вида. Таким образом понятие резонанса связано с реакцией колебательных систем определённого типа на воздействие определённой внешней переменной силы. Какие же это системы и как можно охарактеризовать внешнюю силу, вызывающую обычный резонанс? Здесь мы должны обратиться к помощи математики, этому несравненному по краткости, точности и определённости средству формулировки. Так как поведение систем, в которых прежде всего были изучены явления резонанса, описываются линейными дифференциальными уравнениями: обыкновенными в случае, например, малых колебаний маятника или электрического колебательного контура и в частных производных для струны или радиоантенны, то такие системы называют, как известно, линейными. Как же охарактеризовать переменную внешнюю силу, вызывающую резонанс в линейной системе с постоянными параметрами, скажем для простоты, в электрическом колебательном контуре — так называемом линейном электрическом резонаторе? Хорошо известно, что под действием внешней гармонической силы

линейный резонатор приходит в особо сильные колебания, если период его собственных колебаний совпадает с периодом внешней силы. Возбуждённые в резонаторе резонансные колебания также синусоидальны и имеют тот же период, что и внешняя сила. Далее, амплитуда резонансных колебаний пропорциональна амплитуде действующей силы и она тем больше (резонанс тем острее), чем меньше затухание колебательной системы. Эти свойства «классического» или «линейного» резонанса (быть может, его целесообразно назвать «гармонический» резонанс) и характеризуют способность линейного гармонического резонатора выделять из сложного колебания гармоническую составляющую той же частоты, что и его собственные колебания. На этих свойствах основана оценка действия переменной силы на любую линейную систему, а именно: линейный резонатор позволяет разложить переменную силу на сумму гармонических составляющих, найти, как говорят, по аналогии с оптикой, её спектр. Определяя затем действие каждой компоненты в отдельности на данную систему и суммируя все эти действия на основании применимости принципа суперпозиции к линейным системам, мы получаем таким образом суммарное действие всей силы на данную систему.

Тем обстоятельством, что в линейных системах с постоянными параметрами — будь то простые или сложные системы — гармоническое колебание проходит без искажения через все звенья цепи, несомненно, объясняется постепенно укоренившийся взгляд на гармоническое колебание как на самое простое. Это же обстоятельство обусловило также то широкое, почти исключительное значение, которое заслуженно приобрело представление переменной силы как суммы гармонических составляющих в физике и технике, особенно в радио, для рассмотрения периодических и почти периодических процессов. На этом представлении основано развитие и распространение весьма экономичных символических (комплексных) методов решения колебательных задач (Хевисайд, Карсон и др.). Исключительная плодотворность трактовки переменной силы как состоящей из спектра гармонических составляющих, или кратко из спектра частот, несомненно явилась причиной того, что выработался и укоренился спектральный подход к решению колебательных проблем.

Свойство линейного гармонического резонатора выделять из сложного колебания, содержащего целый спектр частот, лишь одно гармоническое колебание, совпадающее по частоте с его собственными колебаниями, было, как известно, особенно широко использовано в области связи (проводочной и радио) как для освобождения от помех, создаваемых другими источниками колебаний, так и для осуществления многократной телеграфии и телефонии по одному проводу или на одной несущей волне. Следует заметить, что для решения этой задачи были созданы весьма эффективные гармонические резонаторы нового типа, а именно электромеханические — с весьма малым коэффициентом затухания, пьезоэлектрические, магнитострикционные



и др. Замечательные практические успехи, достигнутые в этой области связи, и упомянутый выше спектральный подход к вопросам колебаний постепенно укрепили ставшее почти всеобщим в кругах специалистов убеждение, что для лучшего использования волновой связи применяемые колебания должны быть возможно ближе к гармоническим и что селекция может быть наилучшим образом осуществлена только лишь с помощью линейной резонансной системы с постоянными параметрами и с возможно меньшим затуханием. Однако при этом, как известно, возникает следующее затруднение. Как всем хорошо известно, сигнал нельзя передать одной гармоникой: для осуществления передачи необходимо изменять форму колебания (его модулировать), или, иначе говоря, передавать целый спектр частот, причём этот спектр будет тем сложнее и шире, чем больше скорость передачи сигнала (особенно широк спектр частот при передаче телевидения — миллион и больше посылок в секунду). Таким образом гармонический резонатор не может полностью решить задачу освобождения радиоприёма от помех, так как если взять резонатор высокоселективный (с малым затуханием), то он не сможет принять сколько-нибудь быстрой передачи, даже телеграфной, если же сделать резонатор малоселективным (с большим затуханием), то он пропустит, кроме сигнала, и посторонние мешающие колебания. Такой антагонизм между скоростью передачи и остротой линейной селекции, в некотором смысле аналогичный известному принципу неопределённости в квантовой физике, естественно выдвинул вопрос о том, возможны ли другие способы селекции, не основанные на гармоническом резонансе.

Прежде всего возникает вопрос: существуют ли другие колебательные системы, кроме линейных, с постоянными коэффициентами, для которых применим принцип суперпозиции? Ответ здесь очень прост: да, существуют — это системы с переменными параметрами, зависящими только от времени. Примерами таких систем могут служить: маятник с периодически меняющейся длиной, или электрический колебательный контур с периодически изменяющейся ёмкостью (вращающимися обкладками конденсатора), гибкий (упругий) вращающийся стержень прямоугольного сечения, несущий на одном конце груз, двухполюсный ротор турбогенератора и т. п. Такие системы описываются линейными дифференциальными уравнениями с периодическими коэффициентами и к ним, как к линейным, применим принцип суперпозиции. Так, например, в случае простейшего электрического колебательного контура с ёмкостью, периодически меняющейся по закону

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} (1 + m \cos \omega t), \quad (1)$$

мы получаем уравнение

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 (1 + m \cos \omega t) x = 0. \quad (2)$$

Что будет, если мы подвергнем такую систему действию внешней

переменной силы  $f(t)$ , когда мы, иначе говоря, будем иметь уравнение

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2(1 + m \cos \omega t)x = f(t)? \quad (3)$$

Будем ли мы и здесь наблюдать явления, аналогичные гармоническому резонансу и при каких условиях? Являются ли и здесь гармонические функции привилегированными функциями или нет? Для того чтобы получить ответ на эти вопросы, вернёмся снова к линейной системе с постоянными параметрами, описываемой уравнением

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = f(t). \quad (4)$$

Оно, очевидно, представляет собой частный случай уравнения (3) для  $m=0$ . Попробуем математически строго сформулировать условие резонанса. Решение уравнения (4) получается, как известно, представлением  $f(t)$  в виде:

$f(t) = a \cos \omega_0 t + b \sin \omega_0 t +$  члены, не содержащие  $\cos \omega_0 t$  и  $\sin \omega_0 t$  или, как выражаются математики, ортогональные к ним.

Тогда

$x = \frac{a}{\delta} \sin \omega_0 t - \frac{b}{\delta} \cos \omega_0 t +$  нерезонансные члены, дающие вынужденные колебания.

Если теперь  $\delta \rightarrow 0$ , то резонансные члены будут стремиться к бесконечности, а нерезонансные члены останутся конечными. Таким образом мы приходим к следующему критерию классического гармонического резонанса: пусть на систему действует сила  $\delta \cdot \varphi(t)$ ; тогда, как это следует из уравнения (4), которое теперь напишется в виде

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \delta[\varphi(t) - 2\dot{x}], \quad (5)$$

если при  $\delta \rightarrow 0$  установившееся вынужденное колебание остаётся конечным и отличным от нуля, то мы говорим, что имеет место резонанс. Решением будет одно из решений уравнения

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0, \quad (6)$$

т. е. одно из собственных колебаний гармонического резонатора. Этот тонкий анализ сущности гармонического резонанса, которым мы обязаны акад. Л. И. Мандельштаму, и лёг в основу теории резонанса в системах с периодическими параметрами, развитой учеником Л. И. Мандельштама, Г. С. Гореликом.

Заметим сначала следующее. Как мы видели, для

$$f(t) = \delta(a \cos \omega_0 t + b \sin \omega_0 t)$$

решением уравнения (4) является установившееся колебание

$$x = \frac{1}{2\omega_0} (a \sin \omega_0 t - b \cos \omega_0 t),$$

т. е.

$$f(t) = 2\delta\dot{x}, \quad (7)$$

что следует также непосредственно из уравнения (5).

Мы приходим таким образом к следующему определению линейного резонанса: резонанс наступает тогда, когда вынужденное колебание, вызванное  $f(t) = \delta \cdot \varphi(t)$  стремится при  $\delta \rightarrow 0$  к отличному от нуля собственному колебанию резонатора, причём это имеет место тогда, когда сила имеет в своём составе члены, пропорциональные производной от собственных колебаний резонатора. Это определение можно применить к линейной колебательной системе с периодическими параметрами, или кратко, к параметрической системе.

В самом деле, перепишем уравнение (3) в виде

$$\ddot{x} + \omega_0^2(1 + m \cos \omega t)x = f(t) - 2\delta\dot{x}. \quad (8)$$

Пусть  $u$  и  $v$  суть частные интегралы (собственные колебания) уравнения

$$\ddot{x} + \omega_0^2(1 + m \cos \omega t)x = 0. \quad (9)$$

Тогда, если

$$f(t) = 2\delta(a\dot{u} + b\dot{v}),$$

то решением (7) будет, действительно,

$$x = au + bv, \quad (10)$$

остающееся конечным при  $\delta \rightarrow 0$ . Можно, далее, строго показать, что если  $f(t) = \delta \cdot \varphi(t)$  не содержит в своём составе  $\dot{u}$  и  $\dot{v}$  (если, выражаясь математически, она ортогональна как к  $u$ , так и к  $v$ ), т. е.

$$\frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} f(t) \cdot u \, dt = 0 \quad \text{и} \quad \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} f(t) \cdot v \, dt = 0,$$

то тогда решение уравнения (8) при  $\delta \rightarrow 0$  будет также стремиться к нулю, т. е. резонанса не будет. Отсюда вытекает следующий критерий резонанса для линейного резонатора с периодическими параметрами, или, как мы его называем, для параметрического резонатора: если можно представить переменную силу  $f(t)$  в виде:

$$f(t) = P\dot{u} + Q\dot{v} + g,$$

где  $g$  ортогональна к  $u$  и  $v$  и  $P$  или  $Q$  не равны нулю, то тогда имеет место резонанс. Таким образом параметрический резонатор избирает из состава переменной силы не гармоническую функцию, а слагаемое  $P\dot{u} + Q\dot{v}$ , причём чем меньше затухание  $\delta$ , тем точнее вынужденное колебание совпадает при резонансе с одним из собствен-

ных колебаний резонатора. Что же представляют собой собственные колебания параметрического резонатора? Как видно из уравнения (9), в простейшем случае это — решения уравнения Матьё, теория которого была разработана в связи с вопросами небесной механики и которое приобрело большое значение также для различных областей физики и техники. В общем случае мы имеем дело с решениями уравнения Гилла.

В случае уравнения (9)  $u$  может быть представлено в виде

$$u = C_1 e^{\mu t} F(t) + C_2 e^{-\mu t} F(t),$$

где

$$\mu \approx \frac{\omega_0^2}{2\omega} m \sin 2\sigma,$$

$$F(t) = \sin\left(\frac{\omega t}{2} - \sigma\right) + \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ a_{2p+1} \cos\left[\left(p + \frac{1}{2}\right)\omega t - \sigma\right] + \right. \\ \left. + b_{2p+1} \sin\left[\left(p + \frac{1}{2}\right)\omega t - \sigma\right] \right\}$$

и

$$\frac{4\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} \approx \frac{2\omega_0^2}{\omega^2} m \cos 2\sigma + \left(-1 + \frac{1}{2} \cos 4\sigma\right) \frac{\omega_0^4}{\omega^4} m^2.$$

Может возникнуть вопрос: что получится, если на параметрический резонатор воздействовать гармонической силой, например, вида  $\cos \omega t$ ? Оказывается, что параметрический резонатор выделит из состава такой гармонической силы составляющую  $Q\dot{v}$ . Такую же составляющую параметрический резонатор выделит и из колебания  $\cos(\nu + 2\omega)t$ ,  $\cos(\nu + 4\omega)t$  и т. д. Это явление кратного резонанса, которое было впервые экспериментально обнаружено Г. С. Гореликом и Гинцем при исследовании суперрегенеративного приёмника и ими объяснено, наглядно показывает, что для линейных систем с периодическими параметрами гармоническая сила отнюдь не является простой.

Анализ резонансных явлений в линейных системах с периодическими параметрами не только позволил уточнить понятие классического или гармонического резонанса и, в известном смысле, обобщить понятие линейного резонанса, но он вместе с тем выдвинул на первый план вопрос о «собственных» колебаниях систем с периодическими параметрами. Поскольку, однако, такие системы не являются автономными, то, может быть, правильнее было бы говорить о том, какие колебания они совершают при периодическом воздействии на их параметры. Чего же можно было здесь ожидать с математической точки зрения? Математическая теория уравнений типа Матьё показывает, что в зависимости от соотношения между величинами  $\omega_0/\omega$ ,  $m$  и  $\delta$  возможны решения двух родов: устойчивые, т. е. такие, при которых возникшие вначале колебания постепенно затухают, и не-

устойчивые, для которых всякое возникшее колебание возрастает. Эти области неустойчивых решений можно наглядно изобразить на плоскости ( $m, \omega_0/\omega$ ) (рис. 1). Здесь, для определённого значения  $\delta$  нанесены эти области (заштрихованные). Как видно из рис. 1, эти области расположены около значений  $\omega_0/\omega = p/2$  ( $p=1, 2, 3, \dots$ ), причём первая область достигается при меньших значениях  $m$  (глубины модуляции параметра), чем другие. Что же означают физически такие неустойчивые решения? Их физический смысл заключается в том, что если в реальной колебательной системе изменять периодически один из её параметров, например, длину маятника или ёмкость конденсатора электрического контура, то при подстройке частоты собственных колебаний системы

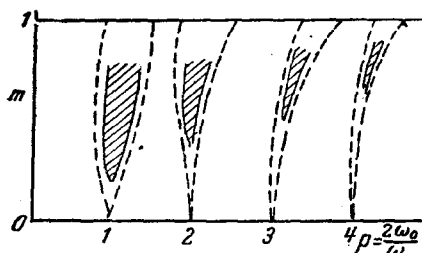


Рис. 1. Области неустойчивости колебаний систем с периодическими параметрами.

на частоту половинную, равную или кратную частоте изменения параметра, в ней при всяком начальном возмущении должны возникнуть всё нарастающие колебания. Иными словами, система откликнется на внешнее воздействие и в ней возникнет своеобразный резонанс, который можно назвать «параметрическим» резонансом. Наблюдаются ли в действительности такие резонансные

явления? В сущности говоря, мы ещё в детстве не раз бессознательно осуществляли такой резонанс, раскачиваясь на качелях, так как раскачивание качелей есть не что иное, как периодическое изменение качающимся момента инерции колеблющейся системы — качелей — в такт качаний. Как физическое явление параметрический резонанс был, повидимому, впервые осуществлён в 1853 г. Мельде в его известном опыте возбуждения поперечных колебаний струны периодическим изменением её натяжения с помощью вилки камертона, прикреплённой к её свободному концу. На возможность осуществления таких явлений в электрических колебательных системах указывал ещё в 1883 г. лорд Рэлей, который и дал впервые правильное теоретическое объяснение опыта Мельде.

Хотя явления возбуждения колебаний в электрических колебательных системах путём периодического изменения самоиндуктивности наблюдались в электротехнике давно (случай самовозбуждения электрических машин в цепях, содержащих ёмкость), однако только в последние годы такое возбуждение электрических колебаний было сознательно осуществлено в лабораториях акад. Л. И. Мандельштама и докладчика, дана его теория и исследован его резонансный характер. Оказалось возможным возбудить сильные резонансные колебания в электрической колебательной системе в отсутствие каких-либо

явных электрических или магнитных полей одним только механическим периодическим изменением как её самоиндуктивности (1931 г.), так и её ёмкости (1933 г.). На рис. 2 показано осуществление переменной самоиндуктивности. Так как в наших первых опытах глубина модуляции параметра была не очень велика (0,2—0,4), то удалось возбудить параметрический резонанс лишь в первой области неустойчивости, т. е. первый или основной параметрический резонанс. В последнее время (1945 г.) в связи с осуществлением больших  $m$  (больше 0,5) нами был получен и изучен и второй параметрический резонанс для  $p=2$ , т. е. для отношения частот изменения параметра и собственных колебаний системы 1:1.

Параметрический резонанс по своим свойствам резко отличается от классического (гармонического) резонанса. Прежде всего, частота возбуждения параметрических колебаний лишь при втором параметрическом резонансе равна частоте воздействия, в случае же первого или главного параметрического резонанса, который легче всего возбудить, частота возбуждённых колебаний равна половине частоты воздействия. Кроме того, область возбуждения параметрического резонанса, в отличие от гармонического, резко ограничена. Далее, параметрический резонанс имеет место только тогда, когда величина  $m$ , т. е. величина воздействия, достигает определённого значения, т. е., иными словами, для параметрического возбуждения существует порог величины воздействия. Наконец, установившиеся параметрические колебания не гармоничны, а содержат явно выраженные гармоники.

Осуществление параметрического резонанса в электрических системах послужило основой для создания электрических генераторов переменного тока нового типа, в которых в отсутствие специальных магнитных или электрических полей возбуждения осуществляется преобразование механической энергии, затрачиваемой на периодическое изменение самоиндуктивности (или ёмкости), в электрический ток. Эти, так называемые параметрические генераторы переменного тока, разработанные в наших лабораториях на основании идей акад. Л. И. Мандельштама и докладчика, отличаются таким образом от обычных альтернаторов отсутствием обмоток возбуждения или постоянных магнитов и наличием в их цепи ёмкости. Простота конструкции, существенная экономия активных материалов, особенно меди, а также специфические особенности внешних рабочих характеристик делают эти машины особенно пригодными в ряде случаев, когда требуется эти удобнее применять переменный ток повышенной частоты (500 гц и выше) (рис. 3).

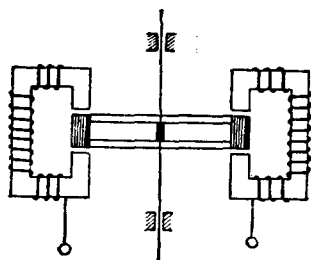


Рис. 2. Конструкция, обеспечивающая периодическое изменение самоиндукции.

В параметрических машинах, как и в динамомашинах с самовозбуждением, стационарный режим определяется насыщением железа. Это обстоятельство вносит много существенно нового в поведение колебательной системы, делая её индуктивность зависящей не только от времени, но и от величины тока. Следствие этого дифференциальное уравнение, описывающее поведение системы, перестаёт быть линейным: оно становится «нелинейным», почему и самую систему, как известно, принято называть «нелинейной». Со своеобразными резонансными явлениями в нелинейных колебательных системах, содержащих железо, электротехники встретились уже давно, и эти явления, как

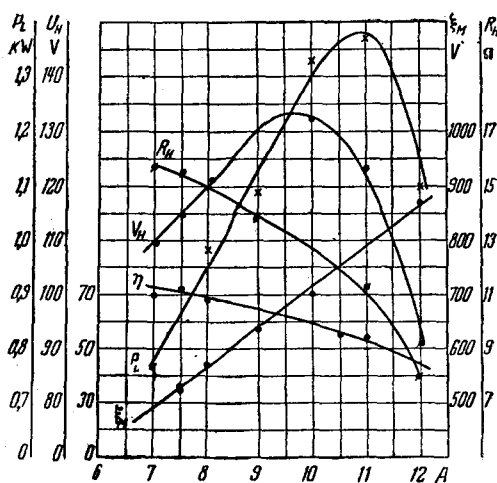


Рис. 3. Характеристики индуктивного параметрического генератора.

известно, получили название «феррорезонанса». Такие системы, к которым, как к нелинейным, неприменим принцип суперпозиции, характеризуются тем, что в них нет пропорциональности между амплитудой вынужденных колебаний и амплитудой воздействия. Кроме того, период собственных колебаний таких систем, как и в случае больших колебаний маятника, также зависит от амплитуды колебаний, а сами колебания здесь сильно негармоничны. Поэтому такие системы называют также «ангармоничными» или

«псевдогармоническими». Как видно из рис. 4, форма кривой феррорезонанса не только существенно отличается от обычной кривой резонанса, но при больших амплитудах имеют место явления срыва колебаний и своеобразного колебательного гистерезиса.

Развитие радио, обусловленное появлением электронной лампы и применением принципа обратной связи, выдвинуло на первый план изучение новых нелинейных электрических колебательных систем — так называемых регенеративных, в которых энергия для поддержания колебаний поставляется через обратную связь местным источником электрической энергии. Как всем хорошо известно, при достаточно большой величине обратной связи (больше критической) в таких системах возникают и длительно поддерживаются колебания, получившие название «автоколебаний», или, иными словами, так называемые «автоколебательные» системы становятся генераторами колебаний. Для того чтобы подчеркнуть это свойство регенеративных

систем переходить при определённой величине обратной связи в автоколебательные, их, может быть, целесообразно называть «потенциально-автоколебательными».

Теоретическое и экспериментальное изучение поведения потенциально-автоколебательных систем под действием внешней э. д. с. как систем резонансных привело к новым весьма интересным результатам. Так как благодаря обратной связи возмещаются потери в регенеративной системе, то она при обратной связи, близкой к критической, обладает очень малым затуханием, а следовательно, очень высокой селективностью, степень которой, ввиду нелинейности характеристики электронной лампы, зависит от амплитуды воздействия и она тем больше, чем меньше амплитуда воздействия. Благодаря этим свойствам регенеративная система позволяет производить дискриминацию между усилением слабых и сильных сигналов. Однако этим не ограничиваются особенности регенеративных систем. При величине обратной связи, лишь немного отличающейся от критической, наблюдаются новые явления, не укладывающиеся в рамки нашего представления об обычном резонансе. Одно из этих явлений заключается в том, что при амплитуде воздействия больше определённой величины в системе возбуждаются интенсивные собственные колебания, независимо от частоты внешней силы, почему этот вид возбуждения получил название «асинхронного». Асинхронное возбуждение имеет место лишь в определённых пределах величины обратной связи, несколько меньшей критической; при режиме «жёсткого» самовозбуждения автоколебаний его можно сравнить с «релейным» действием. Существенно новое — и теоретически и практически более интересное — явление наблюдается при уменьшении обратной связи за пределы «асинхронного» возбуждения. Здесь, при настройке регенеративной системы на частоту, равную приблизительно половине частоты внешней силы, в ней возбуждаются интенсивные колебания с частотой, точно равной половине частоты воздействия. Ввиду связи теории этого явления с теорией Пуанкаре о периодических решениях второго рода, это явление получило название резонанса второго рода. Кроме фундаментального отличия от классического резонанса, заключающегося в том, что при резонансе второго рода частота резонансных колебаний равна половине частоты воздействия, существует ещё ряд других различий между ними. Так, при резонансе второго рода колебания возбужда-

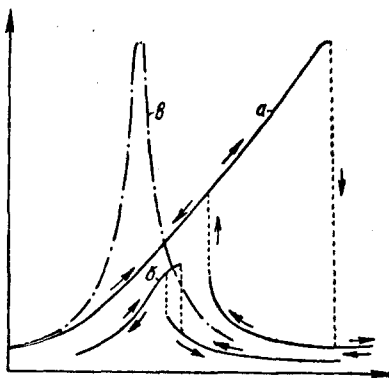


Рис. 4. Кривая феррорезонанса.



ются лишь в определённых пределах амплитуды действующей силы, т. е., иными словами, для величины воздействия существует как «порог», так и «потолок». От величины воздействия зависит также ширина области возбуждения. Кроме того, в отличие от обычного резонанса, при резонансе второго рода колебания нарастают сначала медленнее, а затем быстрее (рис. 5). На использовании этих своеобразных свойств резонанса второго рода основаны различные его применения как для трансформации частоты вниз, так и для целей селекции при радиоприёме (автопараметрический фильтр). Помимо практического интереса, явление резонанса второго рода представляет также и большой принципиальный интерес, так как в нём нашли своё физическое воплощение периодические решения второго рода Пуанкаре. Теория, развитая на основе математических методов

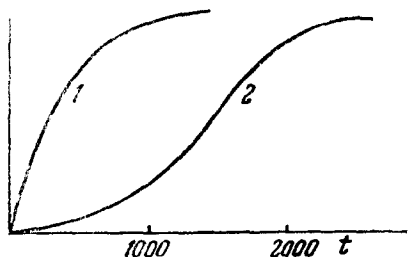


Рис. 5. Кривые нарастания колебаний при обычном резонансе (1) и резонансе второго рода (2).

Пуанкаре, позволила не только полностью разобраться в различных деталях явления резонанса второго рода, но и внесла также ясность в обширную и сложную область весьма разнообразных колебательных явлений, имеющих место в регенеративных системах (самовозбуждённых и несамовозбуждённых) как простых, так и сложных, при воздействии на них переменной силы. Так, например, если при воздействии гармонической силы

на сложную (скажем, с двумя степенями свободы) линейную колебательную систему с постоянными параметрами резонанс в ней имеет место лишь при совпадении частоты  $\omega$  действующей гармоникой с частотой  $\omega_1$  или  $\omega_2$  одного из собственных колебаний системы, причём, естественно, частота резонансных колебаний точно равна частоте  $\omega$  воздействия, то в случае сложной регенеративной системы при том же воздействии, при определённых условиях, наблюдается явление так называемого «комбинационного» резонанса, заключающегося в том, что при  $\omega = \omega_1 + \omega_2$  или  $\omega = \omega_1 - \omega_2$  в системе возбуждаются оба собственных колебания  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Весьма большой практический и принципиальный интерес представляют своеобразные резонансные явления, имеющие место в самовозбуждённых системах. Сюда относится, например, явление «принудительной синхронизации частоты», состоящее в том, что под действием внешней гармонической э. д. с. частоты  $\omega$ , частота автоколебаний системы делается точно равной  $\omega/p$ , где  $p = 1, 2, 3, \dots$ , если частота воздействия близка к основной частоте автоколебаний системы или её обертому. Такое «увлечение» или «принудительная синхронизация» частоты, известные в механике ещё со времён Гюйгенса, наблюдавшего синхронизацию часов, подвешенных

на одну и ту же стену, в настоящее время широко используются в радиотехнике как для синхронизации частоты передатчиков, так и для измерительных целей. Я не буду останавливаться на других своеобразных резонансных явлениях, имеющих место в «нелинейных» системах, как-то: «автопараметрический» или «дробный» резонанс или разнообразные «комбинационные» резонансы. Мне хотелось бы только коснуться ещё одной группы резонансных явлений, в которых, наряду с амплитудными и частотными зависимостями, существенную роль играют также и фазовые зависимости. Я имею в виду своеобразные явления, которые в особенно резкой форме проявляются в параметрическом резонаторе при воздействии на него э. д. с. с частотой, точно равной частоте изменения параметра. Для рассмотренного выше электрического параметрического резонатора [уравнение (3)] мы в этом случае получаем следующее уравнение:

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2(1 + m \cos 2\omega t) x = a \cos(\omega t - \varphi).$$

Если величина  $m$  такова, что параметрический резонатор находится близко от самовозбуждения, то в нём под действием э. д. с.  $a \cos(\omega t - \varphi)$  возникнут интенсивные вынужденные колебания, причём энергия их в основном поставляется за счёт работы, затрачиваемой на изменение параметра. Таким образом мы здесь имеем аналогию с ламповой регенеративной системой и можем рассматривать параметрический резонатор как параметрически регенерированную систему, степень регенерации которой тем больше, чем ближе система к границе самовозбуждения. Как показывают и теория и эксперимент, интенсивность вынужденных колебаний в такой системе сильно зависит от разности фаз  $\varphi$  между внешней э. д. с. и изменением параметра (рис. 6). Как видно из рис. 6, характер влияния изменения параметра сильно зависит от фазы: мы здесь имеем как область положительной регенерации (усиление колебаний), так и отрицательной регенерации (подавление колебаний), причём эффект тем сильнее,

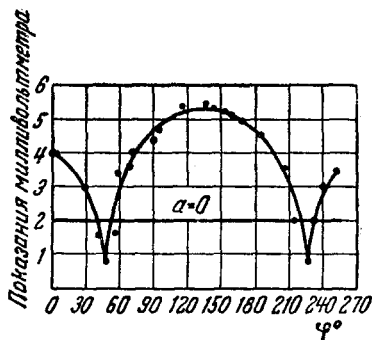


Рис. 6. Зависимость амплитуды колебаний в системе от разности фаз  $\varphi$  в режиме параметрической регенерации.

чем ближе система к самовозбуждению, т. е. чем меньше  $\frac{2\delta}{\omega} - \frac{m}{2}$ . Так как при этом особо резкие эффекты наблюдаются при значениях фазы  $\varphi_1 = \pi/2$  и  $\varphi_2 = 3\pi/2$ , то можно сказать, что здесь осуществляется фазовая селекция и что параметрически регенерированный резонатор резонирует на определённую фазу.

При рассмотрении различных новых видов резонанса мы почти исключительно пользовались электрическими колебательными системами. Это объясняется тем, что многие из этих резонансов были впервые обнаружены или осуществлены именно с помощью радиотехнических схем ввиду их универсальности и гибкости. Однако это не означает, что новые виды резонанса наблюдаются только в области электрических колебаний. Так, с нежелательными и подчас разрушительными действиями параметрического резонанса мы встречаемся как в случае вращающегося гибкого стержня прямоугольного сечения, несущего груз на одном конце, так и при вращении двухполюсного ротора турбогенератора. Явление псевдогармонического резонанса может иметь место в ряде механизмов, в которых пружинность или гибкость изменяется с деформацией. Как указали А. А. Андронов и Г. С. Горелик, в циклотроне Лоуренса — замечательном приборе для ускорения ионов, — который приобрёл особое значение в связи с вопросами использования внутриатомной энергии, имеют место резонансные явления, носящие характер феррорезонансных: релятивистское изменение массы частицы аналогично изменению индуктивности цепи в зависимости от силы тока.

В своём беглом очерке я пытался изложить перед вами в самых общих чертах (более подробное изложение отняло бы слишком много времени), как по мере роста наших знаний в области колебаний и расширения этой области, понятие о резонансе, вначале смутное и неопределённое, постепенно уточнялось, углублялось и расширялось. Мне хотелось показать вам, как в результате этого постепенного углубления и уточнения наших знаний понятие классического, или гармонического, резонанса приобрело кристальную логическую ясность и математическую чёткость. С другой стороны, открытие новых видов резонансных явлений, понимаемых как возникновение в колебательной системе мощных колебаний в узком интервале частот, определённым образом связанном как с частотой внешнего воздействия, так и с частотой собственных колебаний системы, существенно расширило понятие о резонансе вообще, правда за счёт утраты чёткости. В результате обогащения наших знаний о колебаниях, и в частности о резонансе, значительно обогатился арсенал средств для решения различных задач в области колебаний.

---

## ОБРАЗОВАНИЕ ЯЧЕИСТЫХ СТРУКТУР В СЛОЯХ ЖИДКОСТИ ИЛИ ГАЗА

Н. С. Шишкин

### СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	461
I. Ячейки Бенара в лабораторных условиях . . . . .	462
II. Ячейки Бенара в природе . . . . .	465
III. Причины возникновения ячеистых структур в природных условиях . . . . .	473
IV. Количественная теория явления . . . . .	481

### ВВЕДЕНИЕ

В статье рассматривается возникновение конвективных движений в слое жидкости или газа при наличии неустойчивого состояния.

Такое состояние возникает, например, в жидкости, равномерно подогреваемой снизу и охлаждаемой сверху испарением (при нормальной зависимости плотности от температуры). Для воды равновесие будет неустойчивым также и в том случае, когда нижний уровень слоя имеет температуру  $0^{\circ}\text{C}$ , а верхний поддерживается при положительной температуре до  $+4^{\circ}\text{C}$ . В обоих случаях плотность жидкости возрастает с высотой.

При случайных нарушениях равновесия более лёгкая жидкость, находящаяся внизу, стремится подняться вверх в виде отдельных струй, а более тяжёлая жидкость стремится опуститься с верхних уровней вниз. Если аномальное распределение плотности поддерживается в течение достаточного времени, то постепенно в жидкости создаётся упорядоченное конвективное движение. Жидкость приобретает ячеистую структуру. В каждой из ячеек имеется замкнутая циркуляция жидкости.

Такие ячейки, названы ячейками Бенара<sup>1</sup>, по имени французского учёного, детально исследовавшего их в 1900 г. в лабораторных условиях. Из более поздних лабораторных исследований ячеистой структуры жидкостей следует отметить опыты Мэла<sup>2</sup> с затвердевающим спермацетом, содержащим взвешенный алюминиевый порошок, и опыты Шмидта и Сондерса<sup>3</sup> с водой.

В естественных условиях неустойчивое состояние жидкости, благоприятствующее образованию ячеек, возникает в Арктике и Субарк-

тике при весеннем оттаивании почв, содержащих большое количество влаги, а при наличии вечной мерзлоты, обеспечивающей температуру около  $0^{\circ}\text{C}$  на нижнем уровне жидкого слоя, и в летне-осенний период, если температура верхнего уровня положительна и близка к  $4^{\circ}\text{C}$  (см. статьи Лоу<sup>4</sup> и Гриппа<sup>5</sup>).

В зонах, где нет зимнего промерзания почвы, ячейки Бенара могут возникать при засыхании разжиженной почвы благодаря тому, что верхний слой жидкости интенсивно охлаждается через испарение (описание поверхностных ячеек на солончаковых почвах в Иране приводится, например, в статье Штехе<sup>6</sup>).

В атмосферных условиях образование конвективных ячеек возможно, если потенциальная температура рассматриваемого слоя убывает с высотой (см. статью Брента<sup>7</sup>). Например, при сверхадиабатическом градиенте температуры и ненасыщенном воздухе температура перегретого воздушного пакета, начавшего подъем, убывает по адиабатическому закону, и он будет оставаться теплее окружающего воздуха.

Следовательно, подъем будет продолжаться до тех пор, пока он не попадет в слой с меньшим градиентом температуры или в слой инверсии.

Подъем воздуха в одних местах вызовет компенсирующее опускание его в других местах, и, при наличии достаточной разности температур между нижним и верхним основанием в слое значительной горизонтальной протяженности (по сравнению с толщиной слоя), возникнет правильная конвективная циркуляция. Это является, в частности, причиной образования облаков ячейистой структуры.

В лабораторных условиях наблюдалось возникновение ячеек в слое дыма, впускавшегося в камеру Уокера, подогреваемую снизу и охлаждаемую сверху (см. статьи Чандра<sup>8</sup> и Брента<sup>7</sup>).

Теоретически вопрос о возникновении ячейистой структуры исследован впервые Рэлеем<sup>9</sup> в 1916 г. для наиболее простого случая ячеек, имеющих форму прямоугольной 4-гранной призмы. Им выведен критерий того, при каких условиях возникает конвективное движение. Дальнейшее развитие теории дано Джефрисом<sup>10</sup> в ряде статей 1926—1928 гг. и особенно Пеллю и Саусвеллом<sup>11</sup> (в 1940 г.), исследовавшими вопрос для общего случая ячеек правильной симметричной формы.

Применение к атмосфере, с учетом явления турбулентного обмена, рассмотрено Лейле<sup>12</sup> в 1941 г.

## 1. ЯЧЕЙКИ БЕНАРА В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ

Бенар<sup>1</sup> помещал тонкий слой жидкости толщиной до 1 мм на подогреваемую снизу металлическую пластинку, поддерживаемую при определенной температуре. Сверху жидкость охлаждалась благодаря испарению. Таким образом создавался слой жидкости с ростом плотности снизу вверх. В начальной стадии наблюдались многочисленные

беспорядочные струи, направленные снизу вверх, и компенсирующие их нисходящие потоки. Затем число струй уменьшалось и возникали ячейки неправильной формы, так что поверхность разбивалась на многоугольники с 4—7 сторонами.

Наконец, по истечении определённого для данной жидкости и данной температуры подстилающей поверхности времени устанавливалось стационарное состояние, в котором все ячейки имели правильную гексагональную форму (рис. 1)\*).

Время установления стационарного состояния при температуре металлической пластинки в  $100^{\circ}\text{C}$  составляло для алкоголя и бензина 1—2 сек., для парафина 10 сек., для вязких масел — несколько минут.

В центре каждой ячейки имелся восходящий поток жидкости, на периферии ячейки — нисходящее движение (рис. 2).

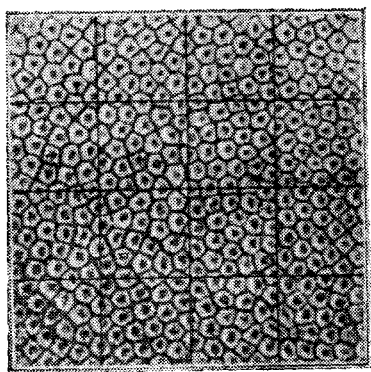


Рис. 1. Вид ячеек Бенара сперматца с графитом.

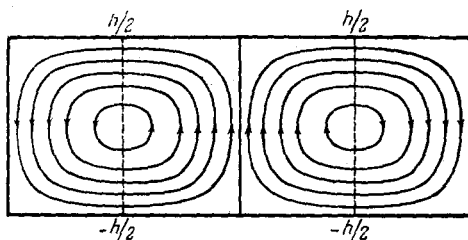


Рис. 2. Вертикальный разрез ячейки Бенара со схемой циркуляции.

Ширина каждой ячейки была примерно равна утроенной глубине слоя жидкости.

Мэл<sup>2</sup> в 1931 г. получил совершенно аналогичную картину для сперматца, смешанного с алюминиевым порошком. Далее он установил, что при увеличении разности температур между нижней и верхней границами жидкости горизонтальные размеры ячеек растут. Если дно сосуда наклонное, то с убыванием глубины слоя размеры ячеек убывают до некоторого предела (определяемого температурным режимом), за которым ячейки отсутствуют. При увеличении глубины слоя ячейки растут, но, начиная с некоторой определённой глубины, рост прекращается, и ячейки сохраняют свой размер (повидимому, циркуляция охватывает в этом случае не весь слой жидкости, а только ограниченную его часть).

Интересные явления наблюдались Мэлом при затвердевании сперматца и последующем плавлении его благодаря нагреванию снизу. Когда на поверхности оставалась лишь тонкая корка твёрдого вещества, то возникали правильные ячейки гексагональной формы, причём

\*) Рисунки заимствованы из цитированных работ.

в середине ячеек образовывался светлый круг с тёмной «звездой» в центре (рис. 3).

«Звезда» образовывалась благодаря тому, что восходящий поток нагретого спермацета вызывал плавление корки в центре.

На периферии корка ломалась благодаря нисходящему потоку жидкости; круг представлял, таким образом, линию равных скоростей нисходящего потока. Теоретически это объяснено Пеллью и Саусвеллом (см. IV).

После расплавления всей верхней твёрдой плёнки восстанавливалась обычная картина ячеек.

Шмидт и Сондерс<sup>3</sup> исследовали оптическим методом образование ячеистых структур в слое воды, пользуясь зависимостью коэффициента преломления от температуры. Отклонение лучей в вертикальном направлении, зависящее от вертикального градиента температуры, оказывалось более сильным для нижней части слоя, чем для верхней. В средней

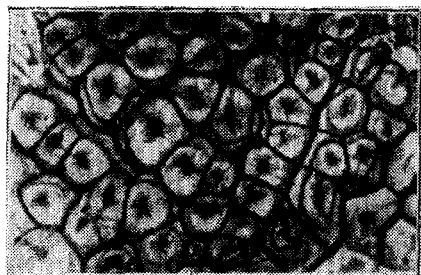


Рис. 3. Ячейки в спермацете, подогреваемом снизу, при наличии тонкой твёрдой плёнки на поверхности. Снято в момент начала разрушения плёнки.

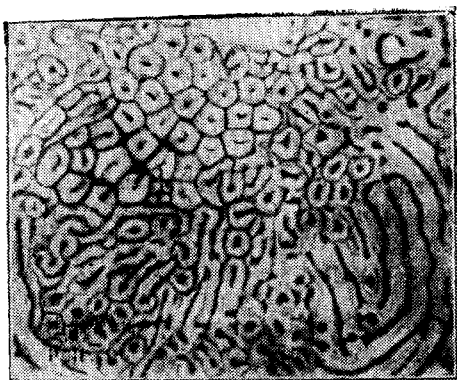


Рис. 4. Вид ячеек на поверхности дыма в камере Уокера.

части слоя отклонение лучей было незначительным, т. е. вертикальный градиент температуры мал. Конвекция, так же как и в опытах Бенара и Мэла, имела восходящие потоки в центре ячеек.

Аналогичные опыты они проделали для воздуха. Число ячеек в воздухе при тех же размерах исследованного слоя оказалось равным числу ячеек в воде.

Чандра<sup>6,7</sup> выполнил ряд опытов с дымом, впускавшимися в камеру Уокера. Камера имела металлическое дно, подогреваемое снизу с помощью электрической печки, и стеклянную крышку, охлаждаемую водой или жидким воздухом.

Боковые стенки имели войлочную теплоизоляцию.

Циркуляция при высоте камеры 10 мм возникала, когда разность температур между дном и крышкой достигала 11,4°. На поверхности дым образовывал многоугольники (рис. 4).

В тех местах, где были поступательные движения массы дыма, ячейки имели вытянутую форму.

Если верхнюю крышку перемещать в горизонтальном направлении с помощью электрического моторчика (крышка делалась длиной 3 фута), то сначала ячейки вытягивались вдоль направления движения крышки, как бы наползая друг на друга, а затем сливались, образуя дымовые «гряды».

При небольшой разности температур конвекция имела нисходящий поток в центре ячейки, а при увеличении её до некоторого критического значения за счёт нагревания снизу происходил переход к циркуляции с восходящим потоком в центре.

Интересно отметить, что при высоте камеры 6 мм оказалось невозможным получить движение первого типа при водяном охлаждении крышки, как ни нагревалось дно камеры, в то время как оно получалось, если крышка охлаждалась жидким воздухом.

В камере высотой 12 мм в тонком слое дыма, лежащем на дне камеры, удалось получить картину довольно правильно расположенных круглых просветов, связанных с нисходящими потоками воздуха в центре ячеек (рис. 5).

Таким образом, ряду авторов удалось установить экспериментально, что слой жидкости или газа, подогреваемый снизу и охлаждаемый сверху, разбивается на ячейки. Внутри каждой из ячеек возникает конвективное движение, продолжающееся до тех пор, пока поддерживается необходимая разность температур между верхним и нижним основаниями слоя.

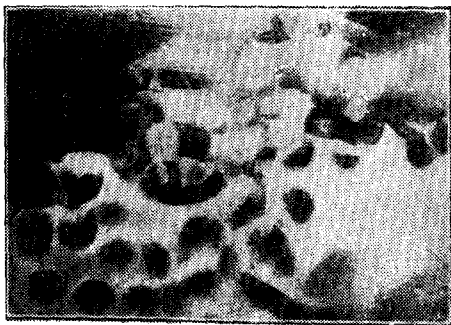


Рис. 5. Конвекция в тонком слое дыма, покрывающего дно камеры Уокера.

## II. ЯЧЕЙКИ БЕНАРА В ПРИРОДЕ

Как уже указано во введении, ячеистые структуры встречаются в природе в двух основных формах:

- а) микроструктура облаков,
- б) микрорельеф земной поверхности при сильной увлажнённости поверхностного слоя.

### § 1. Описание ячеистых структур в атмосфере

Правильная микроструктура облаков наблюдается, главным образом, в облаках верхнего яруса, где возможно создание однородности условий в слое значительной горизонтальной протяжённости.



Основные виды ячеистой структуры облаков:

1) Системы мелких облачков круглой или неправильной формы (рис. 6) могут образовываться как путём расчленения сплошного слоистого облака, так и в безоблачном небе. В последнем случае они, постепенно разрастаясь, могут привести к созданию сплошной пелены.

2) Системы прямоугольных облаков (обычно значительного размера), разделённых узкими просветами, образующими взаимно перпендикулярные линии. Как и в предыдущем случае, прямоугольная



Рис. 6. Ячеистая структура облака при восходящем потоке в центре ячейки.

структура может образоваться как из сплошной слоистой облачности, так и в безоблачном небе. Соотношение между горизонтальными размерами облака и толщиной слоя должно равняться 4:1 при квадратной форме облаков (согласно теории Рэлея).

3) «Кружевная» структура с правильно расположенными круглыми или овальными просветами (рис. 7). Форма облака указывает на то, что в центре ячеек имеется нисходящее движение.

4) Системы гряд (strips), разделённые более или менее параллельными просветами (рис. 8). Расстояние между соседними грядами составляет, по данным Шпрунга и Зюринга (см. статью Мэла<sup>2</sup>), в среднем 250 м при толщине слоя облачности в 70 м, т. е. отношение ширины ячейки к её высоте равно 3,5.

Гряды имеют большую протяжённость в длину, очертания их размытые и форма часто искривлённая.

Вытягивание ячеек в гряды происходит при наличии изменчивости ветра с высотой. Направление гряд совпадает с направлением отно-

сительного ветра для верхней и нижней границ того слоя, в котором создано неустойчивое состояние.

Гряды не следует путать с волнами Гельмгольца, которые имеют совершенно иную природу. Волны образуются на границе двух слоёв при устойчивой стратификации, благодаря возмущению равновесного состояния (подобно волнам на поверхности моря). Внешний вид волн Гельмгольца характеризуется более гладкими краями и большей правильностью структуры. Ориентировка их в пространстве также отлична от ориентировки гряд. Волны Гельмгольца располагаются перпендикулярно к относительному ветру, характеризующему оба воздушных слоя. Они образуются как в безоблачном небе в виде довольно длинных полос, так и из сплошных слоистых облаков — в виде небольшого числа коротких полос, обычно перпендикулярных к общей вытянутости облачной системы.



Рис. 7. Ячеистая структура облака при нисходящем потоке в центре ячейки.



Рис. 8. Облачные гряды (strips).

ности слоистого облака, видимая с самолёта, указывает на установившуюся циркуляцию. Особенно это замечание относится к нижнему ярусу облаков, где сильно влияние приземного слоя и отдельные струи могут проникать в слой инверсии, создавая неровности верхней поверхности.

Кроме рассмотренных выше случаев, когда расчленение на ячейки охватывает всю толщу облака, наблюдается и образование ячеек на верхней или нижней поверхности облака.

В первом случае верхний уровень облака напоминает всхолмлённую поверхность с более или менее правильным строением (рис. 9). Однако отнюдь не всегда всхолмлённость верхней поверх-

Неравновесное состояние у нижней поверхности облаков приводит к образованию *mammato simulus* (рис. 10). Это — вымеобразные полушаровидные облака, свешивающиеся вниз. При наличии относительной скорости движения нижележащего слоя воздуха эти полушария могут вытягиваться в полосы (подобно грядам), резко заметные на фоне облака.

Укажем ещё, что нередко облака обнаруживают ячеистую структуру нескольких порядков, когда внутри больших ячеек возникают ячейки меньшего размера. Например, в случае прямоугольных облаков несколько прямоугольных шашек как бы объединяются в одну

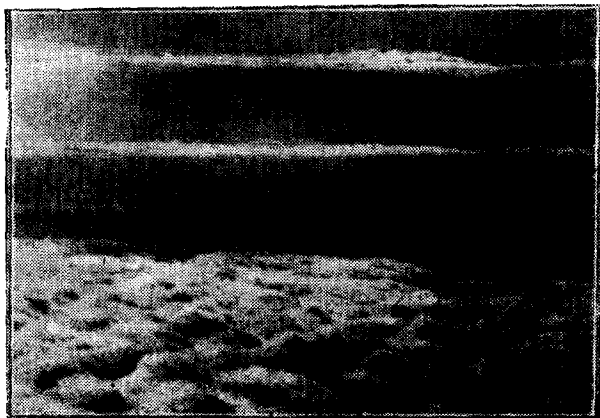


Рис. 9. Вид поверхности слоистого облака с самолёта.

группу, отделённую от соседних более широкими просветами. Такое же явление можно наблюдать в случае гряд.

Что касается кучевых облаков, то они возникают в условиях, когда влияние земной поверхности сказывается ещё достаточно сильно. Поэтому однородность условий на верхней и нижней границах слоя большой горизонтальной протяжённости, необходимая для установления правильной структуры, фактически никогда не достигается. Повидимому, явление ограничивается фазой отдельных неупорядоченных струй.

Интересно также отметить, что схема воздушных течений, предложенная Пальменом<sup>13</sup> для объяснения воронок и гор тропопавзы, весьма напоминает циркуляцию в ячейках, соответствующую антисимметричному решению задачи (см. рис. 22).

Однако, следует иметь в виду, что теория устойчивой конвективной циркуляции к циклонам и антициклонам неприменима, так как возникновение однородных граничных условий, требующихся для её установления, над значительными площадями земной поверхности, с линейными размерами в тысячи километров, невозможно.

Скорее можно сказать, что, как и в случае кучевых облаков, процесс развивается лишь в своей первой фазе — фазе отдельных струй в тех местах, где возникло возмущение. Над циклоном имеет место восходящий поток в тропосфере. Развитие завихрений вокруг вертикальной оси вызывает образование воронок тропопаузы с понижением её уровня в отдельных случаях на 4—5 км.

В стратосфере, таким образом, возникает нисходящий поток. На периферии циклона происходят компенсирующие движения воздуха. Над антициклоном направление воздушных потоков обратное.

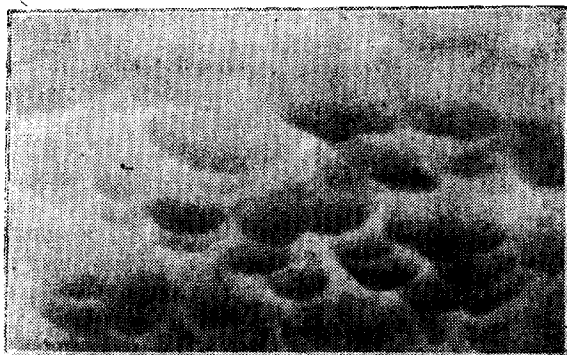


Рис. 10. Mammato cumulus.

Вряд ли можно допустить, что эти потоки замыкаются в правильную циркуляцию, тем более, что тогда соотношение между горизонтальными и вертикальными размерами ячеек было бы чрезмерно большим, порядка 100:1 (расстояние между циклоном и антициклоном порядка 1—2 тыс. км, а высота тропопаузы, т. е. половина высоты ячейки, порядка 10 км).

## § 2 Описание ячеистых структур микрорельефа земной поверхности

Перейдём к краткому описанию некоторых ячеистых форм микрорельефа, встречающихся на участках со значительным увлажнением верхнего слоя почвы, характерных, главным образом, для арктической и субарктической зон.

Можно указать три основные формы микрорельефа ячеистого строения:

1) Бугристый микрорельеф<sup>6,14</sup> возникает на ровной заболоченной местности. Бугры расположены довольно равномерно по всему участку (рис. 11).

Площадь между буграми часто представляет топкие «мочажины». Высота бугров обычно не превышает 0,4—0,5 м, но встречаются и бугры высотой до нескольких метров («булгуньяхи»). Отмечаются случаи<sup>15</sup>, когда бугры не достигают дна болота, а плавают в жидкой плавунной массе.



Рис. 11. Мелкобугристый микрорельеф в Исландии.

Характерно, что высота бугров обычно тем больше, чем глубже залегает слой вечной мерзлоты.

2) Гряды<sup>6</sup> образуются обычно на склонах крутизной свыше  $2^\circ$  и тянутся вниз по склону, напоминая огородные грядки (рис. 12).

3) Трещинные полигоны<sup>14,16,17</sup> характерны для участков с однородными мелкозернистыми почвами. Трещины правильной формы образуют

на поверхности либо шестиугольники, либо четырёхугольники. При малых их размерах, площади шестиугольников обычно выпуклые в середине (рис. 13).



Рис. 12. Гряды, вытянутые вдоль склона, в Рейкьявике.

Но встречаются гексагональные полигоны и больших размеров (до 40 м), так называемые таймырские полигоны (рис. 14).

Прекрасная фотография таймырских полигонов, сделанная с борта дирижабля «Граф Цеппелин» во время его полёта над Арктикой в 1932 г., приведена в статье А. И. Гусева<sup>16</sup>.

Ортогональные системы трещин (рис. 15) часто имеют приподнятые края, что объясняется выпиранием их при замерзании воды в трещинах. Поля четырёх-угольников обычно ровные, заболоченные, иногда с озерком посередине.

При неоднородности материала, покрывающего поверхность, также образуются формы микрорельефа ячеистого строения.

Так, Лоу<sup>4</sup> описывает грязевые пятна, образующиеся на поверхности ровной морены при весеннем оттаивании грунта (рис. 16). Грязевые пятна имеют форму, близкую к круглой, и окружены чистыми камнями. Расстояние между центрами пятен составляет 3—4 м, что хорошо соответствует лабораторным данным Бенара для соотношения между горизонтальными и вертикальными размерами ячеек, если предположить, что грунт оттаивает на глубину до 1 м.

Повидимому, более развитую форму представляют так называемые «каменные кольца» и «каменные многоугольники»<sup>18,19</sup>, возникающие при значительном количестве мелкозёма в составе грунта.

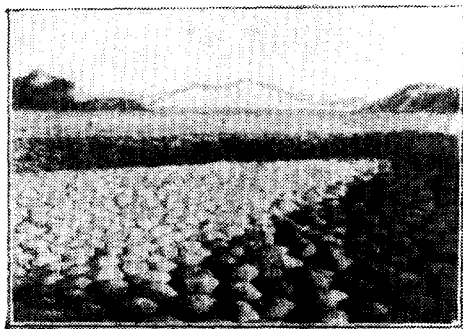


Рис. 13. Гексагональные полигоны на Шпицбергене.

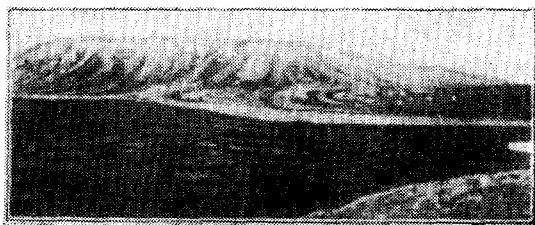


Рис. 14. «Таймырские полигоны» на Шпицбергене.

Они состоят из мелкозернистого материала в центре, образующего выпуклый круг или многоугольник, и каменного бордюра вокруг него. Бордюры представляют собой либо изолированные каменные кольца, либо каменную сеть.

Скопления мелкозёма имеют вид конуса, обращённого вершиной вниз (см. статью А. А. Григорьева<sup>18</sup>). Поверхность мелкоземного



Рис. 15. Прямоугольные полигоны на второй террасе р. Бедер-анара (приток р. Лены).

ядра выпуклая; ширина его достигает 1—1,5 м; вершина ядра возвышается на 20—25 см над краем. Высота каменного бордюра над тем же уровнем около 30 см, а ширина бордюра 30—50 см. Дифференциация материалов наблюдается до глубины 50—60 см.

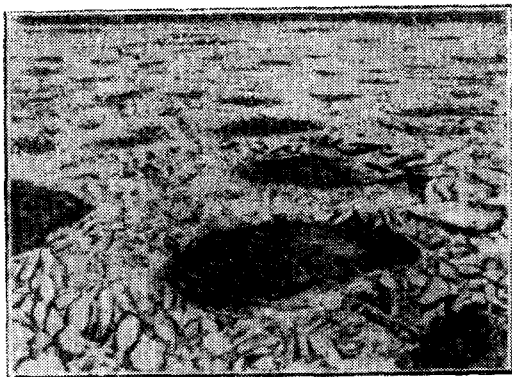


Рис. 16. Грязевые пятна, образующиеся во время оттаивания почвы на Шпицбергене.

Подобные же полигоны, но меньшего размера (диаметр до 50 см) встречаются на ледниках, покрытых мелкозёмом<sup>19</sup>.

В районах бореальной зоны аналогичное мелкобугристому микрорельефу субарктики образование представляет кочкарник.

Весьма возможно, что ячеистые структуры образуются и в жидком металлическом ядре земного шара, где температура растёт к центру земли, а плотность практически не изменяется с давлением. Из наличия таких структур исходит Я. И. Френкель<sup>20</sup> в своей теории земного магнетизма.

### III. ПРИЧИНЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЯЧЕИСТЫХ СТРУКТУР В ПРИРОДНЫХ УСЛОВИЯХ

(Качественная теория)

После того как мы дали краткий обзор ячеистых структур, возникающих в слоях газа или жидкости в природных условиях, перейдём к выяснению причин, обуславливающих конкретные формы этих образований.

#### § 1. Ячеистые структуры в атмосфере

Как уже указано во введении, условие неустойчивости для слоя воздуха состоит в том, что в этом слое потенциальная температура убывает с высотой, т. е. температура убывает с высотой быстрее, чем по адиабатическому закону. При выполнении этого условия в слое могут возникать конвективные движения, а следовательно, и ячеистые структуры, особенно ясно обнаруживающиеся в строении облаков.

Для вертикального градиента температуры в слоистых облаках, расчленённых на мелкие облачка или на гряды, Мэл<sup>2</sup> приводит следующие данные, полученные во время самолётных подъёмов:

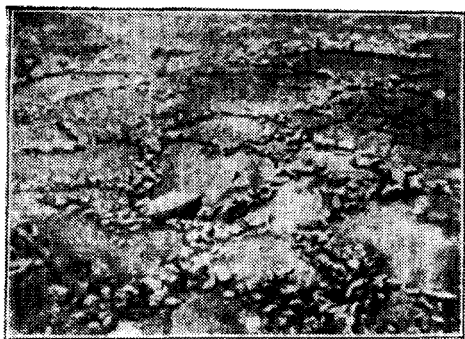


Рис. 17. Каменные многоугольники на Шпицбергене.

Дата	Максим. градиент температуры (в градусах на 100 м высоты)	Толщина слоя, в котором наблюдается данный градиент температуры (в м).
1/IX 1928	1,40	65
13/IX 1928	1,10	88
14/IX 1928	1,23	171
15/IX 1928	1,11	144
24/X 1928	1,02	98
5/XI 1928	1,10	75
7/IX 1929	2,30	56
16/IX 1929	1,00	103

Среднее из максимальных градиентов температуры по данным 8 наблюдений равно 1,28. Данные эти не вполне надёжны, так как, во-первых, самолёт поднимался по наклонной кривой и мог попадать в разные температурные условия, не совпадающие с вертикальным



распределением температуры, а во-вторых, сами измерения температуры самолётными приборами могли давать значительные ошибки.

Однако, безусловным является то, что в случае облаков ячеистой структуры градиенты температуры достигают значительно больших значений, чем в обычных слоистых облаках.

Благоприятные условия для образования ячеистых структур в облачных слоях могут возникать двумя путями (см. статью Брента<sup>7)</sup>):

1) За счёт поглощения и излучения длинноволновой радиации слоистыми облаками. Вертикальный градиент температуры может до-

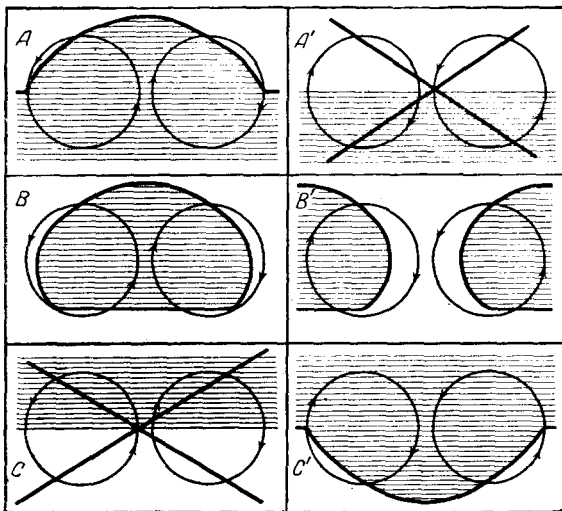


Рис. 18. Схема циркуляции в облачных слоях при наличии неустойчивого состояния.

стигать больших значений, если нижняя часть облака нагревается благодаря поглощению радиации, идущей снизу, а верхняя охлаждается путём излучения длинноволновой радиации вверх. Коротковолновая радиация, как указывает Брент, скорее отражается облаками типа *St* и *As*, чем поглощается, и не может существенно влиять на их температурный режим.

2) За счёт поднятия или опускания всей массы воздуха, содержащей как облачные слои, так и слои сухого воздуха. При этом температура сухого воздуха изменяется на  $1^{\circ}\text{C}$  при изменении высоты на 100 м, а температура влажного воздуха — на  $0,5^{\circ}\text{C}$ . В результате, при общем поднятии облачный слой оказывается теплее смежных слоёв сухого воздуха, и возникает неустойчивое состояние по отношению к вышележащему слою. При опускании влажный воздух становится холоднее сухого воздуха, и возникает неустойчивость облачной массы по отношению к нижележащему слою. Общее поднятие осуществляется, например, при движении вдоль фронтальной поверхности, а опускание массы воздуха наблюдается в тылу гроз.

Для выяснения возможных форм облаков ячеистого строения мы предлагаем следующую схему (рис. 18).

а) Неустойчивое состояние у верхней границы облака. (Клетки верхнего ряда.) Облако имеет более высокую температуру, чем вышележащий сухой воздух, например, благодаря общему

поднятию воздушной массы. В случае *A* при поднятии струи влажного воздуха в слой с более низкой температурой происходит дополнительная конденсация водяного пара, сопровождающаяся выделением тепла. Это в свою очередь будет способствовать дальнейшему поднятию. Восходящая струя активна, является, так сказать, струей-лидером. Одновременно происходит компенсирующее, более медленное движение в окружающем струю пространстве. Развивается циркуляция с восходящим потоком в центре ячейки. Поверхность облака примет при этом всхолмленный вид, как на рис. 9. Обратная циркуляция (случай *A'*) не может развиваться, так как струя холодного сухого воздуха, направленная вниз, при перемешивании с облачной массой создаст понижение влажности, и часть капель будет испаряться, вызывая охлаждение облака. Разница температур между облаком и вышележащим слоем сухого воздуха станет падать, и процесс затухает.

б) Неустойчивое состояние внутри облачного слоя. (Клетки среднего ряда.) Оно может возникать за счёт охлаждения верхних его слоёв через излучение, направленное вверх, и нагревания нижних слоёв благодаря поглощению излучения, идущего снизу. При градиенте температуры в облаке, большем, чем влажно-адиабатический, поднимающийся пакет влажного воздуха остаётся всё время теплее окружающего облака, а опускающийся пакет — всё время холоднее его. Вне струи возникают компенсирующие потоки. В результате создаётся конвективное движение, охватывающее и примыкающие к облаку слои воздуха. Направление циркуляции должно зависеть от дополнительных причин, так как оба направления движения являются активными. Такими причинами могут быть: 1) распределение температуры, 2) распределение влажности.

Так как конвективную ячейку можно рассматривать как термодинамическую машину, для которой подстилающий слой является нагревателем, а вышележащий слой холодильником, то температура воздуха под облаком должна быть во всяком случае не ниже температуры нижнего основания облака, а температура воздуха над облаком — не выше температуры верхнего основания облака.

Существенной может оказаться величина градиента температуры в верхней и нижней части неравновесного слоя. Высокий градиент температуры в нижней части слоя должен способствовать возникновению восходящих струй, увеличивающих перенос тепла вверх. Точно так же высокий градиент температуры в верхней части слоя должен вызывать появление нисходящих струй. Этот вывод согласуется с результатами описанных выше лабораторных опытов Шмидта и Сондерса для воды и воздуха и опытов Чандра для дыма.

Влияние влажности воздуха под облаком также может быть существенным для установления того или иного типа циркуляции. Если влажность велика, то поднимающиеся струи вызывают конвекцию на уровне основания облака и, следовательно, дополнительное выделение

тепла, активизирующее восходящий поток. Нисходящий поток не активен. При сухом воздухе под облаком, наоборот, вынос вниз облачной массы вызывает испарение капель, а следовательно, охлаждение окружающего воздуха, активизирующее нисходящий поток. Восходящий поток в этом случае тормозится.

Таким образом при наличии неравновесного состояния внутри облака можно ожидать размывания слоистого облака на отдельные мелкие облачка (рис. 6) в случае конвекции с восходящим потоком в центре ячейки (случай *B*) и размывания на кружевную структуру с правильно расположенными круглыми просветами (рис. 7) при конвекции с нисходящим потоком в центре ячейки (случай *B'*).

в) Неравновесное состояние у нижнего основания облака. (Клетки нижнего ряда). Возникает либо при опускании всей воздушной массы, содержащей как влажный, так и сухой воздух, либо за счёт прогревания слоя воздуха под облаком благодаря турбулентному притоку воздуха снизу, от земной поверхности. В первом случае относительная влажность воздуха под облаком, как правило, мала. Восходящий поток тёплого сухого воздуха, проникающий в облако, вызывает испарение некоторого количества капель (а значит, охлаждение окружающей воздушной массы) и тормозится. Наоборот, нисходящий поток влажного воздуха в слой сухого воздуха является активным. При достаточной мощности облака, вниз будут выноситься всё новые и новые облачные массы, влажность воздуха увеличится и испарение ослабится. Возникает облако вида *mammato cumulus* (см. рис. 10). При значительном охлаждении всей массы нижележащего слоя сухого воздуха причина неустойчивости исчезает и *mammatus* рассасываются. Особенно быстро этот процесс идёт, если из облака начинает идти дождь.

Если воздух под слоистым облаком влажный, то восходящий поток развивается так же, как в кучевом облаке, и, как указано выше, правильная циркуляция не может установиться. Возникает облако типа *Castellatus*. Нисходящие потоки, сопровождающиеся медленным испарением, приводят к постепенному охлаждению нижележащего слоя и, следовательно, несут в самих себе причину своего затухания.

Рассмотренная выше ячеистая структура облаков имеет место в том случае, если в облачном слое и на его границах нет изменения горизонтальной скорости ветра с высотой. При наличии относительного ветра наблюдается, подобно картине дыма в камере Уокера, вытягивание ячеек и превращение их при соответствующих условиях в облачные гряды (см. рис. 8). Именно, незначительный относительный ветер вызывает деформацию линий тока, а следовательно, асимметрию циркуляции. Если снос относительным ветром за один цикл такого же порядка величины, как горизонтальный размер обычной ячейки, то видимые границы между соседними облачными ячейками в направлении относительного ветра стираются, и группа ячеек сливается в гряду.

## § 2. Ячеистые структуры микрорельефа земной поверхности

На роль конвективной циркуляции в образовании ячеистых структур микрорельефа Арктики и Субарктики уже указывали Лоу<sup>4</sup>, Грипп<sup>9</sup> и ряд других авторов. Однако их идеи встретили многочисленные возражения. Важнейшие из них следующие (см., например, статью Гладцина<sup>19</sup>):

1) Температура поверхности грунта испытывает значительные колебания и состояние, при котором даже в течение нескольких часов поддерживается определённая разность температур в некотором слое (около 4°С наверху и 0°С в глубине), осуществляется редко. В то же время конвективные движения при большой вязкости являются медленными.

2) Влажность почв во многих ячеистых структурах микрорельефа недостаточна для выполнения критерия Релея; по вычислениям Штехе<sup>6</sup> необходимая влажность порядка 60%, т. е. находится на пределе насыщения почв.

3) Механические силы, развиваемые при конвективной циркуляции, недостаточны для перемещения камней и, следовательно, с её помощью нельзя объяснить образования каменных колец, каменных многоугольников и каменных полос.

Эти возражения базируются главным образом на подсчёте Штехе, который основан на недоразумении. Во-первых, Штехе принял для коэффициента температуропроводности  $\lambda$  разжиженных грунтов значение 0,2, тогда как в действительности среднее значение порядка 0,005  $\text{см}^2/\text{сек}$ <sup>23</sup>; во-вторых, для случая разжиженных почв, расположенных на вечной мерзлоте или плотном грунте, нужно применять критерий  $K \geq 1100,65$  (см. IV, § 3), а не критерий Релея (23).

Внесение этих исправлений приводит к заключениям, что: а) циркуляция может возникать при гораздо меньшей влажности грунта, чем полученная Штехе, б) колебания температуры верхней поверхности на несколько градусов не будут нарушать критерия неустойчивости при достаточной толщине слоя.

Для выяснения возможной роли конвективных движений обратимся к конкретным формам микрорельефа.

1. Бугристый микрорельеф. Рассмотрим для примера описание бугров в районе Щучьего озера на Кольском полуострове, данное М. И. Сумгиным<sup>15</sup>. Бугры образовались на болоте, представляющем собой жидкую плавунную массу глубиной до 2 м, покрытую плавающим сверху слоем торфяника. Средняя высота бугров — около 1 м. Прорывание шурфов в буграх показало, что они состоят из верхнего торфяного слоя и мёрзлого минерального ядра, содержащего супесь и илесто-глинистую массу. При оттаивании эта масса превращается в плавун. Мёрзлое ядро зачастую не достигает дна,

а плавает в жидкой массе болота. В промежутках между буграми торфяной слой оттаивает полностью.

Посетив тот же район через 4 года, М. И. Сумгин<sup>21</sup> обнаружил, что исследовавшиеся им бугры сели на твёрдый грунт, образующий дно болота, и стали ниже.

Летние замеры температуры плавунной массы болота показали, что на дне его температура равна  $2^{\circ}\text{C}$ , а непосредственно под торфяным слоем  $3,6^{\circ}\text{C}$ .

Таким образом условия для возникновения конвективного движения в жидком слое налицо. Имеется необходимая инверсия в распределении плотности с высотой. Низкая теплопроводность плавающего торфяного слоя обеспечивает значительную устойчивость температуры на верхнем уровне плавбуна. Восходящие потоки циркуляции приносят вверх частицы почвы, которые удерживаются в слое торфяника. Обеспечиваются условия некоторого поднятия торфяного покрова над центрами ячеек. В начале зимы под буграми, в их начальной стадии развития, возникают линзы из промёрзшего плавбуна как благодаря лучшему условиям промерзания бугристого рельефа, так и благодаря подтоку снизу жидкости, имеющей более низкую температуру. Расширение грунта при замерзании способствует дальнейшему выпиранию бугра. В свою очередь, мёрзлая линза благоприятствует развитию нисходящих токов более тяжёлой жидкой массы, именно в промежутках между буграми, так как температура плавбуна около линзы ниже, а следовательно, его удельный вес меньше. В следующие годы циркуляция развивается в тех же местах, и процесс роста продолжается.

Чем однороднее условия на всей площади, тем правильнее будет система бугров. Тот факт, что размер бугров (и расстояния между ними) тем больше, чем толще слой плавбуна, вполне соответствует опытным данным в лабораторных условиях. Отношение расстояния между буграми к толщине слоя жидкого грунта должно быть порядка 3:1.

Участие конвекции в образовании грязевых пятен (см. рис. 16) на ровных моренных полях Шпицбергена при наличии достаточно увлажнённых почв во время весеннего оттаивания представляется вполне естественным. Камни служат как бы твёрдым каркасом, не нарушающим основных условий циркуляции.

Что касается каменных колец и многоугольников, то, конвекция при оттаивании верхнего слоя грунта может приводить к перераспределению мелкозёма, увеличивая его долю в местах восходящих потоков и вымывая его вниз там, где имеются нисходящие потоки. Вслед за этим действуют и другие силы, связанные с коллоидным набуханием почвы (см. статью Штехе<sup>6</sup>), действием мороза и т. д.

Вопрос о возникновении конвекции в этих условиях нуждается ещё в исследовании. Возможно, что наиболее благоприятные условия для циркуляции создаются в том случае, когда имеется значи-

тельная доля мелкозернистого, не растворяющегося в воде материала, допускающего циркуляцию воды в промежутках между частицами.

Унос наиболее мелких частиц водой в периоды, когда циркуляции нет, может приводить к образованию правильно расположенных островков щебня среди крупных камней.

Миграция камней, повидимому, обуславливается процессами выпирания их из мелкозёма при чередовании замерзания и оттаивания грунта (*Auffrieren* у Штехе<sup>6</sup>) и последующего сползания вниз камней, поднятых на выпуклую поверхность мелкозернистого ядра.

Мы освещаем этот вопрос бегло, желая лишь привлечь к нему внимание, но не пытаясь дать исчерпывающего объяснения, так как для окончательного вывода нет достаточного материала.

В возникновении болотного кочкарника существенную роль должно играть весеннее оттаивание почвы, когда в неглубоком оттаявшем слое имеется неустойчивое состояние. Минеральные частицы, приносимые к корням растительного покрова восходящими течениями циркуляции, благоприятствуют росту растительности (различные виды осок и другие растения). Нисходящие потоки, наоборот, оголяют корневую систему и способствуют гибели растительного покрова (если он был) и создают понижения рельефа, в которых обычно скапливается вода. Ежегодные отложения органической массы приводят к дальнейшему росту кочкарника.

2. Гряды. Возникновение гряд на склонах при наличии плавучих почв, сползающих вниз по твёрдой мёрзлой подстилающей поверхности, аналогично образованию облачных гряд. Торможение нижнего слоя трением о твёрдую поверхность обеспечивает изменение скорости с высотой, а следовательно, вытягивание ячеек вдоль по склону. Такие как бы наплывающие друг на друга вытянутые ячейки действительно наблюдаются на пологих склонах. При соответствующих условиях (крутизна склона, вязкость жидкой почвы и т. д.) возникают гряды.

3. Трещинные полигоны. Возникновение трещинных полигонов обычно объясняется растрескиванием почвы или при её усыхании, или во время сильных морозов (см. статьи Штехе<sup>6</sup>, С. В. Обручева<sup>17</sup>, А. И. Гусева<sup>18</sup>). Однако правильность расположения трещин, образующих часто строго ортогональную систему или систему шестигульников, не нашла в этих теориях достаточного объяснения. В то же время бросается в глаза исключительное сходство формы трещинных гексагонов с картиной поверхности жидкости в лабораторных опытах Бенара, Мэла и других авторов, а также сходство ортогональных трещин с просветами четырёхугольных облаков.

Можно представить себе возникновение конвекции в глинистых жидких грунтах при постепенном уменьшении влажности в условиях, близких к прекращению текучести. Дальнейшее усыхание почвы может приводить к закреплению установившейся формы поверхно-

сти и к появлению трещин в местах понижений микрорельефа. Точно так же и морозное растрескивание будет облегчено в тех же местах.

Таким образом, конвекция в ещё не отвердевшем грунте может подготавливать условия для последующего растрескивания под действием других сил. Тогда становится естественной и выпуклая форма шестиугольных шашек между трещинами.

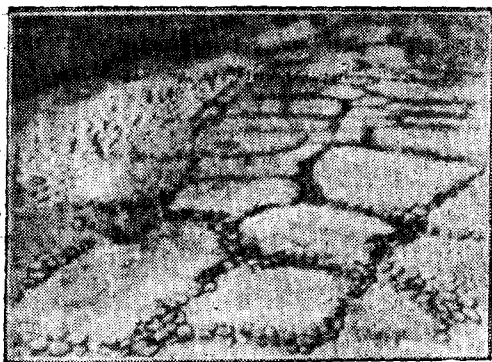


Рис. 19. Полигоны 1-го и 2-го порядков на Шпицбергене.

Появление ячеек 2-го порядка (рис. 19) можно объяснить тем, что при последующих увлажнениях верхнего слоя грунта влага уже не проникает на большую глубину благодаря трещинам, и неустойчивое состояние создаётся в более тонком слое, что приводит к образованию ячеек меньшего размера, притом

ячейки 2-го порядка создаются, главным образом, в пониженных частях полигонов, где больше всего увлажнение.

Гексагональные фигуры на поверхности почвы встречаются и в южных районах (например в Иране, см. рис. 20, заимствованный из статьи Штехе<sup>6)</sup>). Там неустойчивое состояние в слое жидкой почвы возникает благодаря интенсивному испарению с поверхности, сопровождающемуся охлаждением.

Этим же можно объяснить и плоскую или даже вогнутую форму шашек, так как высыхание поверхности происходит весьма интенсивно и возникает сильное стягивание верхнего слоя корки.

Прямоугольная форма полигонов, так же как и шестиугольная, вполне объясняется теорией (см. ниже), так что возникновение ортогональной системы трещин вполне возможно при соответствующих условиях. Каковы эти условия, определяющие форму полигонов, пока ещё неясно. Возможно, что существенную роль играют условия на боковых границах



Рис. 20. Полигоны на высохшей солончаковой почве в Иране.

слоя. Замечено, что направление трещин в ортогональной системе всегда параллельно и перпендикулярно к бровке террасы или берегу водоёма. При непрямолинейных границах площади, на которой возникают полигоны, они имеют шестиугольную или неправильную форму.

#### IV. КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ ЯВЛЕНИЯ

В данной главе мы даём краткое изложение статьи Пеллю и Саусвелла<sup>11</sup>, в которой развита теория конвективных движений в слое жидкости с аномальным распределением плотности при любой симметричной форме ячеек.

Рассмотрим слой жидкости высоты  $h$ , причём жидкость мы будем предполагать несжимаемой. С боков слой ограничен теплоизолирующими стенками. В лабораторных условиях это достигалось покрытием боковых стенок камеры войлоком или другими материалами.

В естественных условиях перенос тепла идёт, главным образом, в вертикальном направлении, и потерями тепла в стороны практически можно пренебречь (при отсутствии общего переноса всей массы жидкости).

Нижняя и верхняя поверхности слоя предполагаются горизонтальными и теплопроводящими. Если бы последнее условие не выполнялось хотя бы для одной из поверхностей, то конвективное движение не могло бы установиться, так как температура во всём слое постепенно уравнилась бы путём теплопроводности. Невозможность конвективного движения в этом случае непосредственно следует так же из 2-го начала термодинамики.

Плотность жидкости в слое увеличивается с высотой, например, благодаря равномерному подогреванию снизу и охлаждению сверху,

#### § 1. Общие уравнения

Для того, чтобы исследовать движение жидкости, напомним систему уравнений:

а) Уравнение движения в форме Эйлера

$$\rho \frac{d}{dt}(u, v, w) = \rho(0, 0, -g) - \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) p + \gamma \Delta(u, v, w), \quad (1)$$

где  $u, v, w$  — компоненты скорости частицы жидкости, проходящей через данную точку  $(x, y, z)$ ,  $\rho$  — плотность жидкости,  $p$  — давление,  $\gamma$  — коэффициент кинематической вязкости,  $\Delta$  — оператор Лапласа.

Первый член справа даёт силу тяжести (ось  $Z$  направлена вверх), второй — градиент давления и третий — силу трения.

б) Уравнение неразрывности

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0. \quad (2)$$



в) Уравнение для зависимости плотности от температуры

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha \vartheta') = \rho_0 (1 - \alpha \beta z), \quad (3)$$

где  $\alpha$  — коэффициент расширения,  $\vartheta'$  — температура жидкости,  $\beta$  — вертикальный градиент температуры (принимается постоянным). На нижнем уровне ( $z=0$ ) принимается  $\vartheta'=0$ .

г) Уравнение температуропроводности

$$\frac{d\vartheta'}{dt} = k \Delta \vartheta', \quad (4)$$

где  $k$  — коэффициент температуропроводности.

Для решения этой системы уравнений делается следующее упрощающее предположение: скорости  $u, v, w$  в конвективном движении и отклонения температуры, плотности и давления от равновесных значений (вызываемые конвекцией) предполагаются малыми, так что их вторыми и высшими степенями можно пренебречь.

Тогда вместо (2) можно написать

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (2')$$

так как  $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt}$  будет величиной 2-го порядка малости, если подставить (3) и учесть, что  $\alpha$  мало.

Исключая из трёх уравнений (1) и уравнения (2')  $u, v, p$ , мы получим вместо (1):

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - \nu \Delta \right) \Delta w = g \alpha \Delta_1 \vartheta, \quad (5)$$

где  $\vartheta$  обозначает отклонение температуры от равновесного значения и

$$\Delta_1 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}.$$

Вместо (4) после ряда преобразований, получим:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - k \Delta \right) \vartheta = -\beta w. \quad (6)$$

Из двух уравнений (5) и (6) можно исключить  $\vartheta$ , и мы будем иметь одно уравнение 6-го порядка для определения  $w$ :

$$\left[ \left( \frac{\partial}{\partial t} - \nu \Delta \right) \left( \frac{\partial}{\partial t} - k \Delta \right) \Delta + \alpha \beta g \Delta_1 \right] w = 0 \quad (7)$$

или, исключая  $w$ , аналогичное уравнение для  $\vartheta$ .

Следовательно, достаточно найти вид одной из этих функций, и задача будет решена.

Что касается других компонент скорости  $u$  и  $v$ , то они связаны с  $w$  простой зависимостью, которая будет приведена ниже.

## § 2. Граничные условия

Выясним теперь граничные условия, которым должно удовлетворять решение.

## 1. Условия на боковой поверхности ячейки:

а) При слое жидкости, неограниченном по площади, боковые поверхности ячеек являются поверхностями симметрии; для них должны выполняться условия:

$$\frac{\partial w}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial n} = 0, \quad (8)$$

где  $n$  — внешняя нормаль к поверхности ячейки.

б) Если границей служит непроводящая тепла твёрдая поверхность, вдоль которой нет скольжения, то условиями на ней будут:

$$w = 0, \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial n} = 0. \quad (9)$$

## 2. Условия на верхней и нижней границах:

а) Для свободной поверхности имеем граничные условия:

$$w = 0, \quad \vartheta = 0, \quad (10)$$

т. е. вертикальная составляющая скорости отсутствует при любых  $x, y, t$ , и температура поддерживается постоянной (отклонение от равновесной температуры равно нулю).

Кроме того, для горизонтальных составляющих скорости должны выполняться условия

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0.$$

Дифференцируя (2') по  $z$  и пользуясь (5), можно показать, что

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = \frac{\partial^4 w}{\partial z^4} = \dots = 0, \quad (11)$$

т. е. все чётные производные  $w$  по  $z$  равны нулю.

б) Для твёрдой поверхности, вдоль которой нет скольжения и которая поддерживается при постоянной температуре, имеем:

$$u = v = w = 0, \quad \vartheta = 0. \quad (12)$$

Кроме того,  $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ , а значит, по (2')

$$\frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (13)$$

Вместо условия для  $\vartheta$  можно, с помощью (5), написать третье условие для  $w$ .

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - \nu \Delta \right) \Delta w = 0. \quad (14)$$

## § 3. Решение уравнения (7)

Чтобы получить решение уравнения (7), соответствующее ячеистой структуре жидкости, мы должны искать его в виде \*):

$$w(x, y, z, t) = f(x, y) \cdot F(z) \cdot \Phi(t), \quad (15)$$

где  $f(x, y)$  — периодическая функция, так что для  $\Delta_1 f$  можно написать

$$\Delta_1 f = -\frac{a^2}{h^2} f, \quad (16)$$

где  $a$  — постоянная, характеризующая горизонтальные размеры ячейки.

Зависимость от времени предполагается экспоненциальной

$$\Phi(t) = e^{\sigma t}. \quad (17)$$

Можно в общем случае принять  $\sigma$  комплексной величиной

$$\sigma = p + iq.$$

Пеллю и Саусвелл показывают, анализируя уравнения (5) и (6) и пользуясь формулой Грина, что при  $\alpha\beta > 0$  вещественная часть  $\sigma$   $p < 0$ , т. е. осциллирующее движение может быть только затухающим.

Если  $\alpha$  и  $\beta$  имеют разные знаки, т. е. в интересующем нас случае аномального распределения плотности с высотой, то  $q = 0$ , т. е.  $\sigma$  вещественно. Стационарное конвективное движение устанавливается в случае  $p = 0$ . Для этого случая мы должны, таким образом, положить

$$\frac{\partial}{\partial t} \equiv 0.$$

Уравнение стационарного конвективного движения принимает, с учётом (16), вид

$$k\nu \Delta^3 w - \alpha\beta g \frac{a^2}{h^2} w = 0 \quad (18)$$

или, введя новую переменную  $\xi = \frac{z}{h}$  и обозначая

$$D = \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad \lambda^3 = -\frac{\alpha\beta g h^4}{k\nu a^4} \quad (\lambda > 0),$$

получаем:

$$(D^2 - \lambda^2)^3 w + \lambda^3 a^6 w = 0. \quad (18')$$

Общее решение этого уравнения:

$$w = \sum_{i=1}^3 (A_i \operatorname{ch} 2\mu_i \xi + B_i \operatorname{sh} 2\mu_i \xi), \quad (19)$$

\*) Можно показать<sup>11</sup>, что переменные не разделяются, если хотя бы одна из горизонтальных границ теплоизолирующая.

где  $A_i, B_i$  — произвольные постоянные,  $2\mu_i$  — корни характеристического уравнения для  $D$ :

$$(D^2 - a^2)^3 = -\lambda^3 a^6. \quad (18'')$$

Один из этих корней мнимый и два комплексных.

Так как имеется 6 произвольных постоянных, то на каждой из горизонтальных границ должны выполняться 3 условия.

Если поместить начало координат в центр ячейки, то на границах  $\xi = \pm \frac{1}{2}$  и в (19) можно разделить чётное и нечётное решения.

Рассмотрим различные возможные виды верхнего и нижнего оснований ячейки:

а) Две свободные поверхности (случай Релея). Для обеих поверхностей должны удовлетворяться граничные условия (10) и (11).

Рассмотрим сначала чётное решение (симметрия относительно плоскости  $\xi = 0$ , см. рис. 21; направление циркуляции выбрано произвольно):

$$w_{\text{чёт}} = \sum_{i=1}^3 A_i \operatorname{ch} 2\mu_i \xi.$$

Это решение соответствует ячейистой структуре облаков.

Составляя  $\frac{\partial^2 w}{\partial \xi^2}$  и  $\frac{\partial^4 w}{\partial \xi^4}$  и учитывая, что  $\mu_1 \neq \mu_2 \neq \mu_3$ , мы получим, например, при  $A_1 \neq 0$  ( $A_2 = A_3 = 0$ )

$$\mu_1 = in \frac{\pi}{2} \quad (n \text{ — нечётное}), \quad (20)$$

и решение, удовлетворяющее граничным условиям, будет

$$w_{\text{чёт}} = A \cos n\pi \xi \quad (21)$$

( $n$  — число ячеек по вертикали).

Подставляя (20) в характеристическое уравнение (18''), мы найдём зависимость  $\lambda$  от  $a$ :

$$\lambda^3 = \left(1 + \frac{n^2 \pi^2}{a^2}\right)^3. \quad (22)$$

Введём величину  $K = \lambda^3 a^4$ , называемую характеристическим числом.

Наименьшее значение  $K$ , при котором устанавливается конвективное движение, оказывается при  $a^2 = n \frac{\pi^2}{2}$  (при наименьшем значении  $n$ , равном 1).

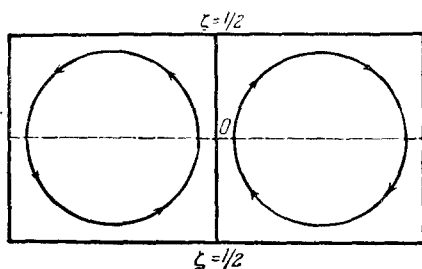


Рис. 21. Схема конвекции при симметричном решении.

Следовательно, условие

$$K = -\frac{\alpha \beta g h^4}{k \nu} \geq \frac{27\pi^4}{4} = 657,5$$

является условием установления стационарного конвективного движения.

Переходя к обозначениям Релея:

$$\beta = \frac{\theta'_1 - \theta'_0}{h}, \quad \alpha = \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0 (\theta'_0 - \theta'_1)},$$

где индекс «0» относится к нижней границе, а индекс «1» к верхней границе, мы приходим к критерию Релея:

$$\frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} \geq \frac{27\pi^4 k \nu}{4 g h^3}. \quad (23)$$

Аналогично находится нечётное решение (антисимметрия относительно плоскости  $\zeta = 0$ , рис. 22. Направления циркуляции выбраны произвольно):

$$w_{\text{неч}} = B \sin 2m\pi\zeta, \quad (21)$$

и зависимость между  $\lambda$  и  $a$  выражается формулой

$$\lambda^3 = \left(1 + \frac{4m^2\pi^2}{a^2}\right)^3. \quad (22')$$

Наименьшее значение  $m=1$  соответствует  $n=2$  в (22), т. е. в слое возникает два яруса ячеек.

б) Две твёрдые границы. Должны удовлетворяться граничные условия (12), (13) и (14) для  $w$ .

Получим для чётного решения:

$$\begin{vmatrix} \operatorname{ch} \mu_1 & \operatorname{ch} \mu_2 & \operatorname{ch} \mu_3 \\ \mu_1 \operatorname{sh} \mu_1 & \mu_2 \operatorname{sh} \mu_2 & \mu_3 \operatorname{sh} \mu_3 \\ (4\mu_1^2 - a^2)^2 \operatorname{ch} \mu_1 & (4\mu_2^2 - a^2)^2 \operatorname{ch} \mu_2 & (4\mu_3^2 - a^2)^2 \operatorname{ch} \mu_3 \end{vmatrix} = 0.$$

Первый корень этого уравнения:  $2\mu_1 = ia\sqrt{\lambda-1}$ . Остальные два комплексных сопряжённых корня полагаем в виде:

$$2\mu_2 = (\eta - ix)a, \quad 2\mu_3 = (\eta + ix)a.$$

Для зависимости  $\lambda$  от  $a$  находим:

$$-\sqrt{\lambda-1} \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{a}{2}\sqrt{\lambda-1}\right) = \frac{(\eta + \sqrt{3}x) \operatorname{sh} a\eta + (\sqrt{3}\eta - x) \sin ax}{\operatorname{ch} a\eta + \cos ax}.$$

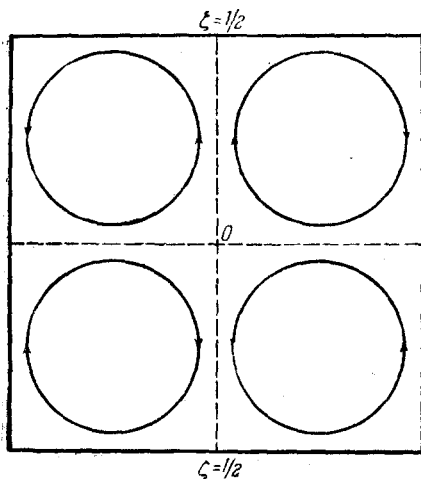


Рис. 22. Схема конвекции при антисимметричном решении.

Решение этого уравнения находится графически. Условие устойчивости конвективного движения получает окончательный вид

$$K \geq 1707,8 \text{ при } a \approx 3,13.$$

Аналогично исследуется нечётное решение.

с) Одна свободная поверхность и одна твёрдая граница. Оказывается, что нечётное решение для случая (b) удовлетворяет граничным условиям (10) и (11) при  $\zeta = \pm \frac{1}{2}$  и условиям (12), (13) и (14) при  $\zeta = 0$ .

Поэтому мы можем распространить его на случай (c), считая, что толщина слоя вдвое меньше, чем в случае (b).

Условие устойчивости имеет в этом случае вид

$$K \geq 1100,65 \text{ при } a \approx 5,36.$$

#### § 4. Зависимость вертикальной составляющей скорости $w$ от $x$ и $y$

Для нахождения зависимости  $w(x, y)$  мы должны удовлетворить условию на боковых границах ячейки. Если это будет поверхность симметрии, то должно выполняться условие

$$\frac{\partial w}{\partial n} = 0. \quad (8)$$

Условия симметрии требуют <sup>11</sup>, чтобы число граней призмы выражалось формулой

$$N = 2 + \frac{4}{l-2},$$

где  $l$  — целое число.

Имеются три возможности:

- 1) в основании призмы равнобедренный треугольник со стороной  $L$ ,
- 2)       »               »       прямоугольник со сторонами  $L_1$  и  $L_2$ ,
- 3)       »               »       правильный шестиугольник со стороной  $L$ .

Случай (1) рассматриваться не будет, так как решение для случая (3) распространяется и на (1).

Случай (2) рассмотрен Релеем <sup>9</sup>. Граничное условие (8) будет удовлетворяться, если положить

$$w = w_0(z) \cos \frac{m\pi x}{L_1} \cos \frac{n\pi y}{L_2}. \quad (24)$$

Начало координат взято в центре четырёхгранной призмы, а  $m$  и  $n$  — чётные числа.

Связь величин, входящих в (24), с  $a$  находится из условия (16):

$$\frac{m^2}{L_1^2} + \frac{n^2}{L_2^2} = \frac{a^2}{h^2}. \quad (25)$$

Случай (3). Решение находится методом Кристоферсона. Подбирается такое решение, которое симметрично относительно полярной оси  $\varphi=0$  и не меняется при увеличении угла  $\varphi$  на  $\frac{\pi}{3}$ . Помещая начало координат в центр шестиугольника, мы можем положить:

$$\begin{aligned} w &= \frac{1}{3} w_0 \left[ \cos \frac{2n\pi}{3L} (\sqrt{3} x + y) + \cos \frac{2n\pi}{3L} (\sqrt{3} x - y) + \cos \frac{4n\pi y}{3L} \right] = \\ &= \frac{1}{3} w_0 \left[ \cos \frac{2n\pi r}{3L} (\sqrt{3} \cos \varphi + \sin \varphi) + \right. \\ &\quad \left. + \cos \frac{2n\pi r}{3L} (\sqrt{3} \cos \varphi - \sin \varphi) + \cos \frac{4n\pi r}{3L} (\sin \varphi) \right], \end{aligned} \quad (26)$$

где  $r$  — радиус в полярных координатах,  $w_0$  — значение  $w$  в начале координат.

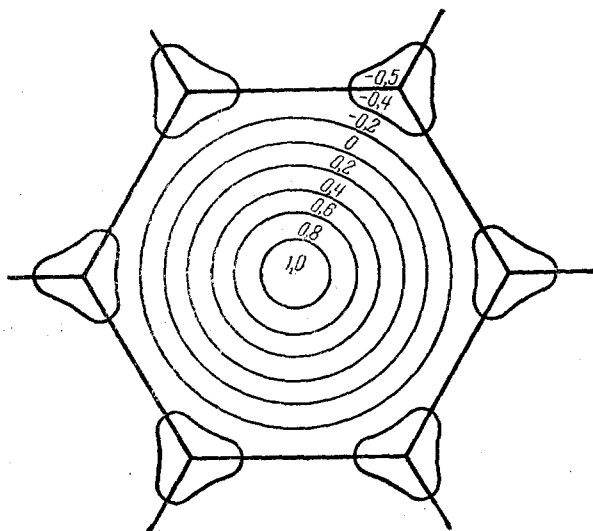


Рис. 23. Линии равных вертикальных составляющих скорости циркуляции для горизонтального сечения, проведённого через центр гексагональной ячейки.

Легко проверить, что функция (26) удовлетворяет граничному условию (8), если  $n$  — целое число.

Зависимость между  $a$  и величинами, входящими в (26), находится из (16):

$$\frac{a}{h} = \frac{4n\pi}{3L}. \quad (27)$$

Вид функции (26) даётся на рис. 23. Цифры выражают отношение  $\frac{w}{w_0}$  для плоскости  $z=0$ .

В центре ячейки имеется восходящее течение, на периферии — нисходящее.

Радиус круга с нулевой вертикальной составляющей скорости равен  $r_0 = 0,58 L$ . Следовательно, площадь, через которую проходит восходящий поток, равна  $S_+ = 1,07 L^2$ , а сечение нисходящего потока  $S_- = 1,53 L^2$ .

После того как найдена вертикальная составляющая скорости  $w$ , можно вычислить горизонтальные составляющие  $u$  и  $v$  по формулам

$$u = \frac{h^2}{a^2} \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial x}, \quad v = \frac{h^2}{a^2} \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial y}, \quad (28)$$

которые получаются из первых двух уравнений (1) и уравнений (2') и (16).

### § 5. Применение теории к атмосфере

Для применения теории к атмосфере нужно учесть, что здесь турбулентная вязкость играет большую роль, чем молекулярная вязкость, и перенос тепла путём турбулентного обмена более значителен, чем путём молекулярной теплопроводности.

Поэтому Лейле<sup>12</sup> предложил заменить 3-й член в уравнении (1) на обменный член

$$\nu \rho \Delta(u, v, w) \rightarrow A \Delta(u, v, w)$$

и вместо уравнения (4) писать уравнение переноса тепла путём обмена

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{A}{\rho} \Delta\theta, \quad (29)$$

где  $A$  — коэффициент обмена,  $\theta$  — потенциальная температура. Тогда основное уравнение для  $w$  примет вид:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{A}{\rho} \Delta\right)^2 \Delta w + g \alpha \beta \Delta_1 w = 0 \quad (30)$$

и решается аналогично (7).

В критерии Релея нужно только заменить произведение

$$k\nu \rightarrow \left(\frac{A}{\rho}\right)^2.$$

Например, при слое облаков мощностью 100 м конвективное движение будет развиваться, если выполняется условие

$$\frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} \geq \frac{27\pi^4 A^2}{4gh^3 \rho^2} = 0,004.$$

Для расчёта мы положили  $A = 10^2 \frac{z}{\text{см/сек}}$ ,  $\rho = 1,3 \cdot 10^{-3} \frac{z}{\text{см}^3}$ .

Так как коэффициент расширения газов равен  $\alpha = \frac{1}{273} \text{град}^{-1}$ , то для образования ячейистой структуры из сплошного слоистого облака достаточно, чтобы разность температур между нижним и верхним его основаниями достигла  $1^\circ$ . Это значение, по порядку величины, хорошо согласуется с опытными данными.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ячеистые структуры в слоях жидкости и газа при наличии неустойчивого состояния имеют, как мы видели выше, довольно значительное распространение в природе.

Изучение их, помимо научного интереса, имеет и практическое значение.

Так, например, зная закономерности образования ячеек в облаках, можно судить по их внешнему виду о состоянии соответствующих слоёв атмосферы.

Изучение ячеистых структур почв имеет существенное значение для народного хозяйства Субарктики.

Для дальнейшего развития теории важно выяснение таких данных, как величина скорости циркуляции, условия образования той или иной формы ячеек, распределение температуры в неустойчивом слое, распространение тепла при наличии конвективного движения. Для почв, в которых возникают ячеистые структуры, необходимо накопление опытных данных по влажности, вязкости и теплопроводности, распределению температур при оттаивании почвы.

В заключение не могу не выразить свою глубокую благодарность Я. И. Френкель и Е. С. Селезнёвой за ряд ценных указаний.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. B é n a r d H. *Ann. d. chim. et phys.*, **23**, 62 (1901).
2. M a l. S. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atm.*, **17**, 40 (1931).
3. S c h m i d t R. a. S a u n d e r s O. *Proc. Roy. Soc.*, **A 165**, 216 (1938).
4. L o w A. *Nature*, **115**, 299 (1925).
5. G r i p p K. *Abh. d. Naturwiss. Ver. Hamburg*, **21**, H. 3 (1927).
6. S t e c h e H. *Ber. Verh. d. sächs. Akad. d. Wiss., Leipzig*, **85**, H. IV (1933).
7. B r u n t D. Q. *J. Roy. Met. Soc.*, **63**, 277 (1937).
8. C h a n d r a K. *Proc. Roy. Soc.*, **A 164**, 231 (1938).
9. R a y l e i g h. *Phil. Mag.*, **32**, 529 (1916).
10. J e f f r e y s H. *Phil. Mag.*, **2**, 833 (1926); *Proc. Roy. Soc.*, **A 118**, 195 (1928).
11. P e l l e w A. a. S o u t h w e l l R. *Proc. Roy. Soc.*, **A 176**, 312 (1940).
12. L ö h l e F. *Met. Zschr.*, **58**, 278 (1941).
13. Б е р ж е р о н Т. Трёхмерносвязный синоптический анализ (1934).
14. Г р и г о р ь е в А. А. Субарктика. Изд. АН СССР (1946).
15. С у м г и н М. И. Труды ком. по вечн. мерзл., т. III (1934).
16. Г у с е в А. И. Изв. Гос. геогр. общ., **70**, вып. 3 (1938).
17. О б р у ч е в С. В. Изв. Гос. геогр. общ., **70**, вып. 6 (1938).
18. Г р и г о р ь е в А. А. Проблемы физ. геогр., т. VI (1939).
19. Г л а д ц и н И. Н. Изв. Гос. геогр. общ., **63**, вып. 6 (1936).
20. Ф р е н к е л ь Я. И. ДАН., **49**, 98 (1945).
21. С у м г и н М. И. Труды ком. по вечн. мерзл., т. VI (1938).
22. А н д р и а н о в П. И. Труды ком. по вечн. мерзл. т. VII (1939).

## КАМЕРА ВИЛЬСОНА и ЕЁ ПРИМЕНЕНИЯ В ФИЗИКЕ

Н. Н. Дас Гупта и С. К. Гош \*)

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение. . . . .	491
I. Физические основы образования капель. § 1. Пересыщение. § 2. Теория образования капель. § 3. Образование тумана. § 4. Конденсация на положительных и отрицательных ионах. § 5. Граница конденсации на ионах и граница образования тумана. § 6. Критическое пересыщение. § 7. Рост капель. . . . .	494
II. Различные типы камеры Вильсона. § 1. Ранние конструкции камеры Вильсона. § 2. Камера Вильсона, управляемая счётчиками. § 3. Неуправляемая камера с повышенным временем чувствительности. § 4. Камеры пониженного и повышенного давления. . . . .	518
III. Факторы, влияющие на качество следов. § 1. Освещение. § 2. Фотографирование. § 3. Резкость следов. § 4. Искажение следов. § 5. Время чувствительности камеры. § 6. Магниты для работы с камерой Вильсона. . . . .	530
IV. Физические измерения, выполняемые с помощью камеры Вильсона. § 1. Удельная ионизация. § 2. Импульс и кривизна следов в магнитном поле. § 3. Пробег. § 4. Определение массы частиц по данным камеры Вильсона. . . . .	547
V. Приложения. § 1. Давление паров воды и этилового спирта при различных температурах и разных составах смеси. § 2. Энергия, пробег, скорость и величина $Hr$ для электронов, протонов и $\alpha$ -частиц. § 3. Зависимость удельной ионизации, пробега и изменения импульса от скорости частицы. § 4. Основные соотношения для комптоновского рассеяния $\gamma$ -лучей. . . . .	564
Литература. . . . .	574

## ВВЕДЕНИЕ

В развитии современной физики камера Вильсона, которую Резерфорд назвал «самым оригинальным и замечательным прибором в истории науки», сыграла исключительно важную роль. Её часто называют также «последней инстанцией в физике», где проверяются конфликтующие теории и выносятся приговор. Часто один вильсоновский снимок в состоянии внести убедительную ясность там, где многие косвенные данные оказываются недостаточными.

\*) N. N. Das Gupta and S. K. Ghosh (Calcutta, India) Rev. of Modern Physics, 18, 225 (1946). Сокращённый перевод П. А. Черенкова.

История этого замечательного прибора в кратких чертах такова. В наиболее ранних работах Кулье (1875), Кисслинга (1884) и особенно Айткена (1880—1916) было обращено внимание на мало понятную роль, которую играют частицы пыли при конденсации водяных паров в капельки тумана. Пытаясь воспроизвести в лаборатории условия образования тумана, они нашли, что туман, появляющийся при небольшом адиабатическом расширении влажного, содержащего пыль воздуха, уже не образуется, как только воздух очищен от пыли. Кроме того, было найдено, что капельки тумана, появляющегося в пыльном воздухе, всегда образуются около пылинок. В момент возникновения, капельки имеют конечный радиус — порядка размеров пылинок — и, таким образом, не проходят ту стадию роста, в которой их радиус имел бы молекулярные размеры и в которой, как показал лорд Кельвин, эффект поверхностного натяжения привёл бы к столь сильному испарению, что это вызвало бы исчезновение капелек (см. I, § 2).

Установление того факта, что конденсация водяных паров связана с присутствием пылинок, заставило некоторое время думать, что во всех случаях образование тумана следует приписать пылинкам. В эту пору Ч. Т. Р. Вильсон (1897) прямыми опытами показал, что при определённых условиях заряженные ионы могут также принимать участие в образовании тумана. Вильсон установил, что в камере, наполненной пыльным, влажным воздухом, уже при очень небольшом расширении образуется плотный туман. Этот начальный туман появляется вследствие конденсации паров на частицах пыли, как это следует из того, что после нескольких повторных расширений, когда воздух в камере очищается от пыли (выпадающей вместе с туманом), при дальнейших небольших расширениях тумана не образуется. Если теперь, после того как воздух в камере очищен от пыли, постепенно увеличивать расширение, т. е. отношение конечного объёма газа в камере к начальному его объёму, то, до тех пор пока расширение остаётся меньшим 1,25, появления тумана в камере не наблюдается; при расширениях от 1,25 до 1,37 появляются отдельные капельки тумана и, наконец, при расширении, большем чем 1,37, в камере снова образуется сплошной туман, плотность которого растёт с увеличением расширения. Таким образом, было показано, что конденсация может происходить даже при отсутствии частиц пыли, если расширение становится больше некоторой определённой величины. Оставалось выяснить природу тех центров, около которых происходит конденсация в отсутствии пылинок.

Вильсон вскоре нашёл (1899), что если вблизи камеры поместить рентгеновскую трубку или некоторое количество урана или какого-либо другого радиоактивного вещества, то вместо отдельных капелек, обычно появляющихся при расширениях, лежащих в пределах от 1,25 до 1,37, происходит образование плотного тумана. Однако, как бы велика ни была интенсивность радиации, туман не образуется, если

расширение меньше 1,25. Интенсивность источника сказывается только на числе капелек, но оставляет неизменной границу, при которой начинают появляться капельки.

Дж. Дж. Томсон (1898) показал, что центрами конденсации, имеющей место в присутствии рентгеновых лучей при расширениях в пределах 1,25—1,37, являются ионы. Помещая в камеру, содержащую очищенный от пыли воздух, две параллельные пластинки и создавая между ними сильное поле, он показал, что плотный туман, образующийся в камере при прохождении через неё рентгеновых лучей, в присутствии электрического поля исчезает. Несколько позднее (1904) Вильсон обнаружил, что отдельные капельки, образующиеся в камере при расширениях от 1,25 до 1,38 в газах, не подвергающихся действию радиации, уменьшаются в числе, если расширение происходит в присутствии сильного электрического поля. В результате всех этих наблюдений стало ясно, что в воздухе, свободном от пыли, при расширениях в пределах 1,25—1,38, центрами конденсации являются заряженные ионы, образующиеся в газе под действием радиации.

Ч. Т. Р. Вильсон (1911—1912) использовал это явление для разработки техники фотографирования следов  $\alpha$ -частиц, быстрых электронов, лучей Рентгена и  $\gamma$ -лучей. Его метод состоял в том, что определённый объём воздуха, насыщенного водяным паром, подвергался резкому расширению. Понижение температуры, являющееся результатом расширения, приводит к тому, что количество водяных паров в воздухе оказывается большим, чем это соответствует состоянию насыщения. Избыточное количество водяных паров, конденсируясь на ионах, как центрах конденсации, делает путь заряженной частицы видимым и даёт возможность сфотографировать её след. Может быть сфотографирована и более сложная картина, имеющая место при взаимодействии частиц друг с другом.

Изящество и остроумие этого метода вряд ли могут быть переоценены. До открытия камеры Вильсона имела только возможность наблюдать поведение материи как совокупности атомов. Камера Вильсона позволяет нам изучать поведение отдельных атомов, видеть и фотографировать действительные пути атомов и электронов в газах и, наконец, изучать сложные взаимодействия между отдельными атомами, ядрами и заряженными частицами.

Огромные возможности камеры Вильсона были быстро оценены и в последующие годы разработан ряд конструкций камеры, предназначенных для различных исследований. Некоторые из этих конструкций коротко будут описаны во второй главе. Большое число работ, появившихся в последние годы, было направлено на выяснение и улучшение техники работы с камерой. Обзору этих работ посвящена третья глава. Хотя в течение 34 лет, прошедших после появления камеры, было сделано много усовершенствований, тем не менее основные процессы её действия, а именно, процессы образования и быстрого роста капелек в пересыщенном паре, до сих пор полностью

ещё не изучены. В первой главе будут даны некоторые экспериментальные результаты, касающиеся образования капелек и оптимального состава жидких смесей для камеры.

Последняя глава посвящена краткому описанию применений камеры Вильсона в различных отраслях современной физики. Применения камеры Вильсона в физике столь многочисленны и различны, что использовать все относящиеся к этому вопросу работы просто невозможно.

## 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОБРАЗОВАНИЯ КАПЕЛЬ

### § 1. Пересыщение

Основные причины образования облаков общеизвестны. Если некоторая масса воздуха, насыщенного водяными парами, увлекается конвекционным потоком вверх, она адиабатически расширяется, в результате чего температура падает. Избыточное количество водяных паров выделяется в виде жидких капелек, которые наблюдаются нами как облака или туман. В основе действия камеры Вильсона лежит тот же принцип. В этом приборе определённый объём неконденсирующегося газа, насыщенного парами (или смесью паров), подвергается резкому расширению, приводящему к тому, что газ, находящийся теперь при более низкой температуре, содержит паров больше, чем в состоянии насыщения, т. е. к пересыщению. Избыточное количество паров конденсируется на ионах как центрах, делая видимым путь заряженной частицы.

Таким образом условием конденсации на ионах является наличие состояния пересыщения. Пересыщение в данный момент времени может быть определено как отношение фактической плотности пара в этот момент к плотности насыщенного пара при той же температуре. Степень пересыщения, возникающего в камере в результате расширения, зависит от различных факторов, а именно от природы неконденсирующегося газа и используемых паров, от начальных давления и температуры газовой смеси и от величины расширения. Если в качестве конденсирующихся паров применяются пары смеси двух жидкостей, например, воды и алкоголя, пересыщение зависит также и от состава смеси. Прежде чем перейти к критическому пересыщению, от которого зависит нормальная работа камеры, необходимо рассмотреть влияние всех этих факторов на результирующее пересыщение.

Для простоты мы примем, что в камере непосредственно перед расширением имеется неконденсирующийся газ при давлении  $P_1$  и пар при давлении  $P_1$ , занимающие объём  $V_1$  при температуре  $T_1$ . Тогда мы имеем

$$P_1 V_1 = \frac{M_1}{M} RT_1, \quad (1,1)$$

где  $M_1$  — полная масса пара, находящегося в объёме  $V_1$ , а  $M$  — вес его граммолекулы.

Предположим теперь, что произошло внезапное расширение, изменившее объём от  $V_1$  до  $V_2$ . Вследствие этого расширения температура газовой смеси падает от  $T_1$  до  $T'_2$ , причём  $T'_2$  определяется адиабатическим соотношением

$$T_1/T'_2 = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{k-1}, \quad (1,2)$$

где  $k$  — отношение удельных теплоёмкостей.

Непосредственно после расширения, но до того как произошла конденсация, первоначальная масса пара  $M_1$  распределяется по объёму  $V_2$ . Соответствующее этому объёму давление  $P'_2$  определяется выражением:

$$P'_2 V_2 = \frac{M_1}{M} R T'_2. \quad (1,3)$$

Однако это состояние не будет устойчивым, так как при температуре  $T'_2$ , более низкой чем  $T_1$ , масса насыщенного пара меньше, чем при температуре  $T_1$ . Вследствие этого будет иметь место конденсация паров, снижающая массу пара от величины  $M_1$  до  $M_2$ . После того как избыточное количество пара конденсировалось, снова устанавливается равновесие, и давление пара понижается до  $P_2$ , соответствующего давлению насыщенного пара при температуре  $T_2$ . Вследствие выделения некоторого количества тепла при конденсации паров, температура  $T_2$ , устанавливающаяся после расширения и конденсации, несколько выше температуры  $T'_2$ , имеющей место сразу после расширения.

Для пара, находящегося при более низкой температуре  $T_2$ , мы имеем

$$P_2 V_2 = \frac{M_2}{M} R T_2, \quad (1,4)$$

где  $M_2$  — масса пара в объёме  $V_2$  после конденсации.

В промежуток времени после расширения до момента начала конденсации, когда первоначальная масса пара  $M_1$  распределена по объёму  $V_2$ , плотность пара  $\rho'_2$  равна:  $\rho'_2 = M_1/V_2$ ; соответствующее значение этой величины после конденсации будет:  $\rho_2 = M_2/V_2$ . Пересыщение, возникающее в результате расширения, есть отношение величины  $\rho'_2$  к плотности насыщенного пара при более низкой температуре  $T_2$ . Таким образом мы можем написать

$$S = \frac{\rho'_2}{\rho_2} = \frac{M_1}{M_2} = \frac{P_1 V_1 T_2}{P_2 V_2 T_1}. \quad (1,5)$$

С другой стороны, из уравнений (1,3) и (1,4) имеем

$$S = \frac{P'_2}{P_2} \cdot \frac{T_2}{T'_2}. \quad (1,6)$$

Пренебрегая небольшой разницей между  $T_2$  и  $T'_2$ , мы можем положить  $T_2 = T'_2$ . Тогда, исключая  $T_2/T_1$  из уравнения (1,5), с помощью формулы (1,2) получим

$$S = \frac{P_1}{P_2} \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^k = \frac{P_1}{P_2} \left( \frac{1}{1+\varepsilon} \right)^k, \quad (1,7)$$

где  $1+\varepsilon$  — коэффициент расширения,  $P_1$  и  $P_2$  — давления насыщенного пара при начальной и конечной температурах,  $k$  — отношение удельных теплоёмкостей смеси газов и паров, имеющих в камере.

Вследствие небольшого различия  $T_2$  и  $T'_2$  величина пересыщения, получаемая по формуле (1,7), несколько меньше её точного значения, определяемого выражением (1,5) и (1,6).

Отношение удельных теплоёмкостей  $k$ , входящее в равенства (1,2) и (1,7), относится к смеси всех газов и паров, имеющих в камере Вильсона. Значение этой величины, согласно Ричарцу (1906), определяется из соотношения:

$$\frac{1}{k-1} = \frac{1}{k_g-1} \frac{P_g}{\pi} + \frac{1}{k_v-1} \frac{P_v}{\pi}, \quad (1,8)$$

где  $P_g$  и  $P_v$  — парциальные давления газа и пара,  $k_g$  и  $k_v$  — отношения удельных теплоёмкостей каждой из этих компонент, а  $\pi$  — полное давление, равное  $P_g + P_v$ . Если вместе с неконденсирующимся газом используются пары не одной, а нескольких жидкостей, мы вместо (1,8) будем иметь:

$$\frac{1}{k-1} = \frac{1}{k_g-1} \frac{P_g}{\pi} + \frac{1}{k'_v-1} \frac{P'_v}{\pi} + \frac{1}{k''_v-1} \frac{P''_v}{\pi} *). \quad (1,8a)$$

Формула (1,8) показывает, как изменяется величина  $k$ , относящаяся ко всей смеси в целом, в зависимости от  $P_g$ ,  $P_v$ ,  $k_g$ ,  $k_v$  и т. д. Так как эти последние являются функциями начальных температуры и давления и зависят, кроме того, от природы паров и газа, наполняющих камеру, то величина  $k$  для газовой смеси в целом, а следовательно и пересыщение, происходящее при фиксированном расширении, будут меняться вместе с изменением этих величин.

К детальному рассмотрению всех этих факторов мы и переходим.

а. Зависимость пересыщения от природы газа и пара. Таблица I показывает, как природа газа влияет на пересыще-

\*) Это следует из того, что работа, совершаемая газом и паром при адиабатическом расширении, задаётся выражением  $R(T_1 - T'_2)/(1-k)$ , где  $T_1$  и  $T'_2$  — начальная и конечная температуры. Работа паров и газа, рассматриваемых отдельно, будет равна  $R(T_1 - T'_2) \left[ \frac{P_g}{(1-k_g)\pi} + \frac{P'_v}{(1-k'_v)\pi} + \dots \right]$ . Из равенства написанных выражений и следует формула (1,8a).

ние, получаемое при одной и той же величине расширения, равной 1,25.

Таблица I  
Влияние природы газа на пересыщение

Газ	Пары	$k$	$T_2$	$P_2$ в мм Hg	$S$
А . . . . .	H <sub>2</sub> O	1,66	252,8	0,77	15,6
Воздух . . . . .	H <sub>2</sub> O	1,40	267,2	2,97	4,2
СО . . . . .	H <sub>2</sub> O	1,31	273,4	4,68	2,8
Воздух . . . . .	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> ОН	1,37	269,8	9,45	3,41

В первых трёх строках приведены данные для аргона, воздуха и углекислоты, используемых в качестве неконденсирующихся газов и паров воды. Начальная температура  $T_1 = 20^\circ \text{C}$ , так что  $P_1 = 1,75 \text{ см Hg}$  и для воды  $k = 1,30$ . Полное давление в каждом случае принято равным  $1,5 \text{ ат}$ . Величина  $k$  для смеси пара и газа, вычисленная по формуле (1,8), дана в третьем столбце. В четвёртом и пятом столбцах указаны температура  $T_2$ , устанавливающаяся непосредственно после расширения, и давление паров, соответствующее этой температуре.

Данные последней строки таблицы I относятся к случаю, когда вместо паров воды использовались пары C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>ОН. Легко видеть, что так как, при одной и той же температуре, давление паров спирта выше давления паров воды и так как, кроме того, величина  $k$ , равная для паров спирта 1,13, меньше значения  $k$  для паров воды, то величина  $k$ , вычисленная для смеси воздух — пары воды, будет больше аналогичной величины для смеси воздух — пары спирта. Следовательно, чтобы получить ту же самую степень пересыщения при смеси воздух — спирт, потребуется большее расширение, чем при смеси воздух — вода.

Таблица также показывает, что если вместо воздуха применять одноатомный газ, например аргон или гелий, пересыщение резко возрастает. Действительно, в камере с аргоном расширение, равное 1,10, даёт такое же пересыщение  $S$ , которое получается при расширении 1,25 в камере, наполненной воздухом. Так как малое расширение устраняет многие трудности механического порядка, в большинстве камер применяются одноатомные газы.

б. Зависимость пересыщения от давления газа. Из формулы (1,8) видно, что когда, вследствие понижения давления газа  $P_g$ , полное давление  $\pi$  уменьшается, величина  $P_v/\pi$  возрастает, а  $P_g/\pi$  практически остаётся без изменения, так как  $P_g \gg P_v$ . Вследствие этого значение  $k$  уменьшается. Поэтому для заданного расширения падение температуры будет меньшим [см. формулу (1,2)], а в силу этого производимое пересыщение уменьшится. Чтобы получить



прежнее пересыщение, необходимо будет увеличить расширение. И наоборот — при увеличении  $\pi$  для получения того же пересыщения потребуется меньшее расширение.

В таблице II приводятся данные для смесей воздух — вода и воздух — спирт, показывающие, как изменяются  $k$  и  $S$  в зависимости от  $\pi$ . Начальная температура принята равной  $25^\circ\text{C}$ , величина расширения — 1,2. Значения  $k$  для воздуха, воды и спирта приняты соответственно равными 1,4; 1,3 и 1,13.

Из таблицы II непосредственно видно, что с камерой Вильсона выгоднее работать при более высоких давлениях. Величина  $k$  у газа выше, чем у пара, поэтому, при повышении давления, значение  $k$  для всей системы в целом увеличивается по сравнению с его значением, соответствующим более низкому общему давлению. В результате

Таблица II

Зависимость  $k$  и  $S$  от полного давления  $\pi$ 

Полное давление $\pi$ в <i>см</i> Hg	1140	330	114	76	38	20	10	6
Воздух и пары	{ $k$ : 1,400	{ $S$ : 3,018	{ $k$ : 1,398	{ $S$ : 3,016	{ $k$ : 1,392	{ $S$ : 2,889	{ $k$ : 1,572	{ $S$ : 2,572
воды								
Воздух и пары	{ $k$ : 1,396	{ $S$ : 2,703	{ $k$ : 1,361	{ $S$ : 2,439	{ $k$ : 1,302	{ $S$ : 1,706	{ $k$ : 1,180	{ $S$ : 1,206
спирта								

создаётся возможность работать при меньших расширениях, что сводит к минимуму возможности появления завихрений. Более высокая плотность паров предотвращает также диффузию воды от стенок после расширения. И, наконец, поскольку число ионов на сантиметр пути возрастает с увеличением давления, следы частиц становятся более плотными, что значительно облегчает проблему освещения при фотографировании.

в. Влияние начальной температуры. Если, сохраняя постоянными начальный объём  $V_1$  и полное давление  $\pi$ , повышать начальную температуру, то это повлечёт за собой возрастание величины  $P_0/\pi$  более быстрое, чем  $P_g/\pi$ . В результате, значение  $k$  для системы в целом уменьшится, и, чтобы получить то же самое понижение температуры, потребуется большее расширение. Соответствующие цифровые данные для смеси воздух — спирт приводятся в таблице III. Данные этой таблицы относятся к давлениям  $\pi = 114$  *см* Hg и  $\pi = 38$  *см* Hg и к изменению начальной температуры в пределах от  $40$  до  $10^\circ\text{C}$ . Величина расширения взята равной 1,2, а значения  $k$  для воздуха и спирта — те же, что и в таблице II.

Таблица III

Зависимость  $k$  и  $S$  от начальной температуры

Температура	40° C	30° C	25° C	20° C	10° C
114 см Hg { $k$	1,322	1,35	1,361	1,370	1,383
{ $S$	2,084	2,345	2,439	2,523	2,654
38 см Hg { $k$	1,232	1,280	1,302	1,322	1,356
{ $S$	1,592	1,912	2,049	2,156	2,355

г. Зависимость пересыщения от величины расширения. Изменение пересыщения в зависимости от величины расширения может быть вычислено с помощью формул (1,2) и (1,5). В таблице IV приводятся результаты подобных вычислений для смесей воздух—вода и воздух—спирт.

Таблица IV

Значения пересыщения при различных величинах расширения

Расширение ( $t=20^\circ\text{C}$ )	1,00	1,05	1,10	1,15	1,20	1,25	1,30	1,35	1,40
Воздух—вода $S$	1,00	1,28	1,78	2,36	2,96	4,005	5,52	7,16	9,14
Воздух—спирт $S$	1,00	1,29	1,62	1,84	2,55	3,25	4,15	5,32	6,94

При этих вычислениях  $k$  принято равным 1,4 для системы воздух—вода и 1,37 для системы воздух—спирт. Данные таблицы относятся к начальной температуре  $t=20^\circ\text{C}$ , так что парциальное давление паров воды равно 17,54 мм Hg и паров спирта—44 мм Hg.

Из таблицы IV видно, что при расширении 1,25 пересыщение, образующееся в системе воздух—пары воды, равно 4. Чтобы получить такое же пересыщение, работая со смесью воздух—пары спирта, требуется повысить величину расширения до 1,29.

д. Зависимость  $k$  и  $S$  от концентрации смеси жидкостей. Если в качестве конденсирующихся паров применяется смесь различных паров, то парциальные давления  $P'_\sigma$ ,  $P''_\sigma$  и т. д. каждой из компонент такой смеси зависят от концентрации соответствующей жидкости. Дюгем и Маргулес (1900) показали, что в замкнутом объеме, содержащем смесь двух жидкостей, парциальные давления паров удовлетворяют соотношению

$$\frac{d \ln P'_\sigma}{d \ln P''_\sigma} = \frac{1-x}{x}, \quad (1,9)$$

где  $x$  и  $(1-x)$  — молярные дроби используемых жидкостей, а  $P'_\sigma$  и  $P''_\sigma$  — парциальные давления их паров. Предполагая полное давление паров для данного состава смеси известным, можно, следуя методу Льюиса и Мэрфи, решить уравнение (1,9) относительно  $P'_\sigma$  и  $P''_\sigma$ .

Зависимость парциальных давлений паров  $P'_\sigma$  и  $P''_\sigma$  от концентрации смеси вода — спирт для температур  $20^\circ$  и  $40^\circ$  С приведена в таблице XVIII (см. стр. 565), заимствованной из справочника Ландольта и Бернштейна. По данным этой таблицы, используя равенство (1,8а), можно вычислить величину  $k$ , соответствующую различным концентрациям смеси воды и спирта. Значения  $k$ , вычисленные этим способом, даются в таблице V (для  $t_1=20^\circ$  С).

Т а б л и ц а V  
Значения  $k$  при различных относительных концентрациях смеси вода — спирт

Содержание $C_2H_5OH$ по весу (в %)	Содержание $C_2H_5OH$ по объёму (в %)	Молярное содержание $C_2H_5OH$ в (%)	$k$
0	0,00	0, 00	1,398
10	12,31	4,167	1,393
20	24,00	8,913	1,339
30	35,12	14,35	1,386
40	45,71	20,69	1,384
50	55,80	28,12	1,382
60	65,46	36,99	1,381
70	74,66	47,62	1,379
80	83,47	64,02	1,377
90	91,91	77,87	1,374
100	100,00	100,00	1,370

Процентное содержание  $C_2H_5OH$  (по объёму), приведённое в первом столбце этой таблицы, вычислено, исходя из соотношения:

объём  $C_2H_5OH$  (в %) =  $(V_{\text{спирта}} \times 100) / (V_{\text{спирта}} + V_{\text{воды}})$ ,  
где  $V_{\text{спирта}}$  и  $V_{\text{воды}}$  являются истинными объёмами каждой из жидкостей, взятых для составления смеси.

С помощью уравнения (1,2) и вычисленных значений  $k$ , приведённых в таблице IV, можно для фиксированной величины расширения определить температуру  $T_2$ , устанавливающуюся непосредственно после расширения, и её зависимость от соотношения компонент исследуемой смеси жидкостей. Чтобы получить пересыщение, соответствующее различным соотношениям компонент, необходимо знать полное давление паров смеси при температуре  $T_2$  [уравнение (1,5)]. Однако, насколько известно, экспериментальных данных о полном давлении паров смеси спирт — вода для тех низких температур, которые пред-

ставляют интерес, пока ещё не имеется. В связи с этим действительное пересыщение, образующееся в результате расширения, не может быть вычислено.

## § 2. Теория образования капелек

Перейдём теперь к рассмотрению современных представлений о процессе образования капелек. Основы этих представлений созданы лордом Кельвином, который ещё в 1870 г. показал, что вблизи поверхности капельки радиуса  $r$  давление насыщенного пара больше, чем у плоской поверхности жидкости, и что связь между этими величинами выражается формулой

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{2\sigma}{r} \frac{M}{RT\rho}, \quad (I,10)$$

где  $\sigma$  — поверхностное натяжение,  $\rho$  — плотность жидкости,  $R$  — газовая постоянная,  $T$  — абсолютная температура, а  $P_r$  и  $P_\infty$  — давления насыщающих паров близ, соответственно, поверхности капельки и плоской поверхности. Для воды при температуре  $T=291^\circ$  абсолютное уравнение (I,10) принимает вид

$$\frac{P_r}{P_\infty} = e^{\frac{1,09 \cdot 10^{-7}}{r}}, \quad (I,11)$$

откуда следует, что  $P_r$  всегда больше  $P_\infty$ , причём, пока  $r$  превышает  $10^{-7}$  см, разница этих величин незначительна.

Таким образом, если капелька находится во взвешенном состоянии в пространстве, где относительная влажность —  $100\%$ , она будет испаряться. Чтобы предотвратить испарение капельки, относительная влажность должна быть повышена до  $100 P_r/P_\infty$ , т. е. необходимо создать пересыщение, равное  $P_r/P_\infty$ .

В таблице VI приведены величины  $P_r/P_\infty$ , вычисленные для различных значений радиуса  $r$ . На рис. 1 эти результаты изображены также графически (пунктир).

Таблица VI  
Значения  $P_r/P_\infty$  для капелек воды

$r$ в см	$P_r/P_\infty$	$r$ в см	$P_r/P_\infty$	$r$ в см	$P_r/P_\infty$
$1,0 \times 10^{-4}$	1,001	$7,8 \times 10^{-8}$	4,00	$3,9 \times 10^{-8}$	16,5
$1,0 \times 10^{-5}$	1,01	6,8	5,00	2,0	235,0
$1,0 \times 10^{-6}$	1,12	6,1	6,00		
$2,3 \times 10^{-7}$	1,60	5,6	7,00		
$1,9 \times 10^{-7}$	1,78	5,2	8,00		
$1,6 \times 10^{-7}$	2,00	5,0	9,00		
$1,0 \times 10^{-7}$	3,00	4,7	10,00		

Из пунктирной кривой рис. 1 видно, что пересыщение, требуемое для образования капелек, быстро растёт с уменьшением радиуса капельки  $r$ . Для образования капельки радиуса  $r=2 \cdot 10^{-8}$  см необходимо пересыщение, равное 235. Если пересыщение ниже этой

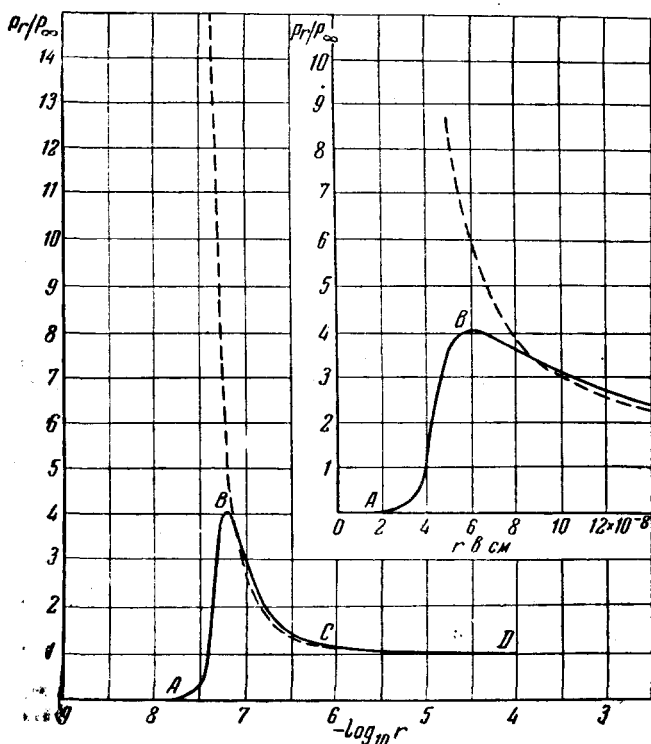


Рис. 1. Зависимость давления насыщенного пара вблизи поверхности капельки от её радиуса.

величины, то капелька столь малых размеров, даже если она и образовалась, немедленно испарится.

В воздухе обычно имеются пылинки, размеры которых колеблются от  $10^{-4}$  до  $10^{-6}$  см. Эти размеры достаточно велики и поэтому при очень небольших пересыщениях — порядка от 1,001 до 1,12 — на пылинках происходит конденсация. Указанное обстоятельство объясняет явление, найденное Айткеном, а также и Вильсоном, состоящее в том, что в камере, наполненной воздухом, содержащим пыль, достаточно очень небольшого расширения, чтобы вызвать появление ингенсивного тумана, тогда как в камере, наполненной чистым воздухом, при малых расширениях образования тумана не наблюдается.

Пунктирная кривая рис. 1 показывает также, что с увеличением радиуса капельки пересыщение, необходимое для поддержания её

в равновесии с парообразной фазой, понижается. Однако состояние равновесия не будет устойчивым. С увеличением капелек процесс их дальнейшего роста становится более быстрым и продолжается до тех пор, пока пересыщение не снизится до единицы. Существенным для этого процесса является наличие центров, около которых могла бы произойти первоначальная конденсация. Как только это произошло, капельки начинают быстро расти до размеров, видимых глазом. Их конечный размер определяется степенью пересыщения и числом капелек, образовавшихся в одном кубическом сантиметре.

Перейдём к объяснению явления, впервые обнаруженного Ч. Т. Р. Вильсоном. Как уже указывалось, это явление состоит в том, что в камере, наполненной очищенным от пыли воздухом и парами воды, при расширениях от 1,25 до 1,37 имеет место конденсация воды на ионах. Следовательно, в этом случае возникающие капельки будут обладать электрическим зарядом. Предполагая, что каждая капелька образуется на одном ионе, т. е. несёт один элементарный заряд  $e$ , можно, следуя Томсону, видоизменить уравнение (I,10) следующим образом:

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT\rho} \left( \frac{2\sigma}{r} - \frac{e^2}{8\pi k r^4} \right). \quad (I,12)$$

Член, стоящий в левой части уравнения (I,12), характеризует избыток давления у поверхности капли в сравнении с давлением насыщенных паров  $P_\infty$ . Два члена правой части представляют давление, обусловленное поверхностным натяжением и электрическим полем. Эти члены имеют противоположный знак, так как потенциальная энергия поверхностного натяжения ( $4\pi r^2\sigma$ ) убывает с уменьшением радиуса  $r$ , тогда как потенциальная энергия электрического поля ( $\frac{1}{2} \cdot \frac{e^2}{kr}$ ) возрастает. Первый член действует в направлении уменьшения радиуса капли и, следовательно, увеличения давления паров, второй член — в обратном направлении. Вследствие этой причины давление паров вблизи поверхности заряженной частицы будет всегда меньше в сравнении с незаряженной частицей.

Из уравнения (I,12) мы видим, что для

$$\begin{aligned} r=c &= \left( \frac{e^2}{16\pi k\sigma} \right)^{1/3} & P_r &= P_\infty, \\ r &> c & P_r &> P_\infty, \\ r &< c & P_r &< P_\infty. \end{aligned}$$

Здесь  $c$  есть критический радиус, определяющий величину заряженных капелек, устанавливающуюся в момент, когда давление паров становится насыщенным, т. е. когда  $P_r = P_\infty$ . В пространстве, насыщенном парами, каждый газообразный ион будет окружён капелькой радиуса  $c$ .

Принимая, что капелька образуется на одном ионе, т. е. что её заряд  $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ , и беря поверхностное натяжение капельки равным  $76 \text{ дин/см}$ , что справедливо для толстого слоя воды, мы получим  $c = 3,9 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ .

В таблице VII даются вычисленные значения  $P_r/P_\infty$  для заряженных капелек радиуса  $r$ . На рис. 1 зависимость между этими величинами представлена графически (сплошная линия). При радиусе капли  $r > 10^{-7} \text{ см}$  влияние заряда ничтожно, и поэтому для образования как заряженной, так и незаряженной капельки требуется одно и то же пересыщение. Однако при меньших радиусах имеется существенное различие. В то время как для незаряженных капелек пересыщение, соответствующее равновесию, с уменьшением радиуса быстро возрастает, у заряженных капелек оно при  $r = 6,5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$  достигает максимального значения, равного 4,1, и при дальнейшем уменьшении радиуса снова падает. Таким образом заряженная капелька может образоваться даже в пространстве, ненасыщенном парами ( $S < 1$ ), тогда как появление незаряженной капельки в этих условиях исключено.

Таблица VII  
Значения  $P_r/P_\infty$  для однократно заряженных ионов

$r \text{ (в } 10^{-8} \text{ см)}$	$P_r/P_\infty$	$r \text{ (в } 10^{-8} \text{ см)}$	$P_r/P_\infty$
1,95	$10^{-18}$	6,45	4,0
3,55	0,37	7,80	3,71
3,90	1,00	8,80	3,36
4,25	2,00	11,70	2,62
4,65	3,00	15,6	2,09
5,80	4,00	19,5	1,81
5,85	4,08	23,4	1,64

Таблица VII показывает, что с уменьшением количества водяных паров, имеющихся в воздухе, радиус капелек, которые при данных условиях могут образоваться вокруг ионов, уменьшается очень медленно.

Так, например, если количество водяных паров, находящихся в воздухе при насыщении, уменьшить до  $10^{-18}$  этой величины, что соответствует состоянию почти абсолютной сухости, величина капелек понизится всего лишь наполовину: с  $r = 3,9 \cdot 10^{-8}$  она понижается до  $r = 1,95 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ . Так как воздух всегда содержит некоторое количество ионов и водяных паров, такие мельчайшие капельки в нём всегда имеются. Однако эти капельки не могут вырасти до видимых размеров вследствие того, что для восходящей части  $AB$  (сплошная кривая на рис. 1) рост размеров капелек требует одновременного роста давления насыщенных паров, что физически невозможно.

В области правее точки  $B$  увеличение размеров капельки сопровождается понижением давления насыщающих паров. Поэтому, как

только капелька прошла точку  $B$ , на ней происходит конденсация, и её размеры увеличиваются. Таким образом область кривой между точками  $B$  и  $C$  неустойчива, и капелька, лишь только она прошла стадию  $B$ , скоро становится видимой. Резюмируя, можно сказать, что если пересыщение превышает 4,1, что для системы воздух — водяные пары соответствует значению  $V_2/V_1 = 1,25$  (см. табл. IV), то при наличии ионов на них могут создаваться капельки, вырастающие до видимых размеров.

### § 3. Образование тумана

Вильсоном было замечено, что в камере, наполненной воздухом и парами воды, при расширениях, превышающих 1,37, даже в отсутствии какого-либо ионизирующего агента, появляется плотный туман, заполняющий всю камеру. Затем, примерно в течение одной минуты, этот туман осаждается на дно, причём наблюдаются цветные явления. При расширениях, меньших 1,37, капли слишком велики, чтобы образовывать цветные явления, и их не слишком много, чтобы образовался сплошной туман. При расширениях, больших 1,44, цветных явлений также не происходит, так как капли слишком малы. В этой области плотность тумана быстро возрастает с увеличением расширения. Расширение, равное 1,37, при котором во всём объёме камеры образуется плотный туман, является, таким образом, границей образования тумана. Как видно из таблицы IV, пересыщение, соответствующее этому расширению, для системы воздух — водяные пары достигает примерно восьми.

Какова природа тех центров, на которых происходит конденсация при восьмикратном пересыщении? Согласно Дж. Дж. Томсону в пространстве, насыщенном парами, всегда имеются мельчайшие капельки воды, образующиеся вследствие коалесценции молекул пара и мгновенно затем испаряющиеся. Можно предполагать, что некоторые из этих капелек в момент расширения действуют как центры конденсации. Повидимому, эти капельки имеют различные размеры с резко выраженной верхней границей, составляющей  $5 \cdot 10^{-8}$  см. Пока пересыщение не превышает восьми, конденсация происходит на крупных капелках ( $r \geq 5,2 \cdot 10^{-8}$  см), но, как только величина пересыщения превышает эту границу, наступает конденсация и на более мелких капелках. Этим можно объяснить быстрое возрастание плотности тумана с увеличением расширения.

В своих рассуждениях Томсон исходил из того, что при выводе уравнений (I,10) и (I,12) поверхностное натяжение капелек принималось не зависящим от радиуса, что, однако, нельзя считать справедливым. При учёте зависимости поверхностного напряжения от радиуса капелек уравнение (I,12) видоизменяется следующим образом:

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT\rho} \left( \frac{2\sigma}{r} + \frac{d\sigma}{dr} - \frac{e^2}{8\pi kr^4} \right). \quad (I,13)$$



Если капелька не заряжена,  $e=0$ , и мы имеем

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT\rho} \left( \frac{2\sigma}{r} + \frac{d\sigma}{dr} \right). \quad (I,14)$$

Точная зависимость  $\sigma$  от  $r$  пока неизвестна. Лорд Рэлей показал, что для очень тонких плёнок поверхностное натяжение пропорционально толщине плёнки. Кроме того, на основании опытов Рейнольдса, Рукера и Иоганнота Томсон заключает, что при  $r=0$  поверхностное натяжение равно нулю, затем с увеличением  $r$  оно растёт, достигает максимума при некотором значении  $r$ , после чего снова уменьшается.

Исходя из этих предположений, Томсон показал, что зависимость  $\ln P_r/P_\infty$  или равной ему величины  $\frac{M}{RT\rho} \left( \frac{2\sigma}{r} + \frac{d\sigma}{dr} \right)$  от радиуса капельки  $r$  может быть представлена кривой, имеющей вид, показанный на рис. 2. Из этой трансформированной кривой [она соответствует уравнению (I,14)] видно, что когда  $r=0$ ,  $\ln \frac{P_r}{P_\infty} = 0$ , затем, с увеличе-

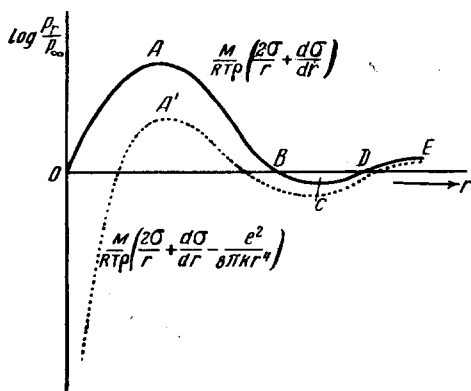


Рис. 2. Влияние поверхностного натяжения на давление насыщенного пара у поверхности капельки.

нием  $r$ , эта величина возрастает, проходит через максимум, после чего, уменьшаясь, снова обращается в нуль и меняет знак.

Кривая также показывает, что независимо от величины пересыщения всегда будут иметься капельки. Для определения радиуса капельки, соответствующего некоторому пересыщению  $S$ , надо провести прямую, параллельную оси абсцисс, на расстоянии  $\ln S$  от неё. Абсциссы точки пересечения этой прямой с кривой рис. 2 определяют величину капелек. Так как прямая линия (в интересующей нас области) всегда будет пересекать кривую рис. 2, то, следовательно, при любом положительном значении  $S$  мы всегда будем иметь капельки, размер которых будет определяться величиной  $S$ . Конденсация будет иметь место даже при самых слабых пересыщениях.

Радиус этих капелек, однако, слишком мал, чтобы они были видны невооружённым глазом. Увеличиться же до видимых размеров они не могут, поскольку они лежат на восходящей части  $OA$  рассматриваемой кривой. Как только пересыщение исчезает, т. е.  $P_r$  становится равным или меньше  $P_\infty$ , капельки испаряются. Но если капелька прошла точку  $A$  (что произойдёт только при достаточной величине

пересыщения), то при дальнейшем увеличении её размеров давление насыщенных паров близ её поверхности начинает падать и, таким образом, создаются условия для конденсации на ней водяных паров и её роста. Область *АС* неустойчива, и капелька, прошедшая стадию *А*, скоро вырастает до размеров, делающих её видимой. Таково данное Томсоном объяснение образования плотного тумана при восьмикратном пересыщении. Указанная величина пересыщения необходима, чтобы капелька могла пройти точку *А*. При пересыщениях, больших восьмикратного ( $S > 8$ ), даже наиболее мелкие центры конденсации попадают в область *АС* и быстро превращаются в капельки видимого размера. Этим объясняется наблюдаемое в этой области быстрое возрастание плотности тумана с увеличением расширения.

По Томсону первоначальные мельчайшие капельки, которые служат центрами конденсации для образования сплошного тумана, возникают вследствие соединения (коалесценции) молекул водяного пара. В свою очередь из соединения этих капелек образуются капельки большего размера. Поэтому капелек малого размера гораздо больше, чем крупных, и для их величины имеется вполне определённый верхний предел. Число капелек, размеры которых превосходят этот предел, слишком мало, чтобы образовать видимый туман.

#### § 4. Конденсация на положительных и отрицательных ионах

Ч. Т. Р. Вильсон установил (1896), что на отрицательных ионах конденсация начинается раньше, чем на положительных. Он нашёл, что в системе воздух — пары воды конденсация на отрицательных ионах начинается с расширения, равного 1,25 ( $S = 4$ ), в то время как на положительных ионах она происходит, начиная с расширения в 1,31 ( $S = 6$ ). Экспериментируя с водой и рядом других органических жидкостей, Лэби установил, что в воздухе конденсация паров всех исследованных им жидкостей (за исключением воды) на положительных ионах начинается раньше, чем на отрицательных. Жидкости, которые изучались Лэби, были: уксусная кислота, амиловый алкоголь, хлороформ, этилацетат, этиловый алкоголь, иодистый этил, гептилалкоголь, изоамилалкоголь, метилбутират и пропилацетат.

Подобные же исследования были сделаны Шарером (1939), который изучал конденсацию пересыщенных паров на естественных ионах и ионах, образуемых рентгеновыми лучами. Им были исследованы пары воды, этилового и метилового алкогелей, бензола, четырёххлористого углерода, хлороформа, хлорбензола и смесь паров воды и этилового спирта. При этом оказалось, что вода и хлорбензол раньше конденсируются на отрицательных ионах, пары этилового и метилового алкогелей, а также пары хлороформа — на положительных. У бензола и четырёххлористого углерода конденсация на отрицательных и положительных ионах начинается примерно одновременно.

Такое различие можно объяснить тем, что на поверхности капли образуется двойной слой зарядов: один — на поверхности самой капли, второй (противоположного знака) в окружающем капельку газе на очень малом расстоянии от первого. Основанием для этого допущения служит известный факт, что разбрызгивание воды или продувание через неё воздуха сопровождается электризацией.

Из уравнения (1,12) мы видели, что величина

$$\frac{M}{RT\rho} \left[ \frac{2\sigma}{r} - \frac{e^2}{8\pi kr^4} \right]$$

определяет избыток давления на поверхности капли в сравнении с давлением насыщенных паров. Первый член обусловлен поверхностным натяжением, второй (равный  $kE^2/8\pi$ , где  $E = \frac{e}{kr^2}$  — напряжённость поля) — электрическим полем. Наличие двойного слоя зарядов должно привести к изменению влияния второго члена.

Если  $V$  — разность потенциалов между слоями, обусловленная их зарядами, а  $d$  — расстояние между ними, то влияние двойного слоя будет характеризоваться величиной  $\frac{k}{8\pi} \cdot \left(\frac{V}{d}\right)^2$ , и уравнение (1,12) преобразуется в следующее:

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{KT\rho} \left\{ \frac{2\sigma}{r} - \frac{k}{8\pi} \left( \frac{V}{d} + \frac{e}{kr^2} \right)^2 \right\}, \quad (1,15)$$

и соответствующее ему уравнение:

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT\rho} \left\{ \frac{2\sigma}{r} - \frac{kV^2}{8\pi a^2} \right\} \quad (1,16)$$

для случая незаряженной капельки, когда  $e=0$ .

Сравнивая выражения (1,15) и (1,16), мы видим, что для заряженной капли член, стоящий в скобках в правой части равенства, уменьшается на величину

$$\frac{e^2}{8\pi kr^4} + \frac{eV}{4\pi r^2 d}. \quad (1,17)$$

Поскольку здесь первый член всегда положителен, мы должны рассмотреть влияние только одного второго члена.

Если  $eV/4\pi r^2 d$  положительно, правая часть уравнения (1,15), а следовательно, при заданном  $r$  и величина  $P_r/P_\infty$ , уменьшаются, т. е. конденсация на поверхности капли будет происходить при меньшем пересыщении, чем раньше, что облегчает условия конденсации. С другой стороны, при  $eV/4\pi r^2 d < 0$  эти условия будут затруднены, и, чтобы началась конденсация, потребуется большее пересыщение. Электрическое поле, обусловленное двойным слоем, имеет определённое направление, зависящее от природы газа. Если ион имеет заряд, создающий поле того же знака, произведение будет положительным и

действие такого иона, как центра конденсации, будет более эффективным.

При соприкосновении чистой поверхности воды с воздухом последний электризуется отрицательно, причём равный положительный заряд перемещается к поверхности воды, образуя внешнюю оболочку двойного слоя. Отрицательные заряды этого двойного слоя расположены на поверхности воды, а положительные — на соприкасающейся с ней поверхности воздуха. Поле направлено внутрь, и поэтому в случае паров воды отрицательные ионы окажутся более эффективными, чем положительные.

Некоторые жидкости при продувании через них воздуха электризуются не отрицательно, а положительно. В этом случае поле направлено наружу, и следовательно, положительные ионы в качестве центров конденсации будут более эффективными. Правильность этих заключений была экспериментально проверена Лэби (1908), Шарером (1939) и Хазеном (1944) на опытах с различными алкоголями. Создавая сильное электрическое поле, можно капельки, образованные на отрицательных и положительных ионах, отделить друг от друга. Полученная таким способом фотография, принадлежащая Хазену, приведена на рис. 3. На этой фотографии ясно видно различие в действии положительных и отрицательных ионов. Более плотная колонка образована на положительных ионах.

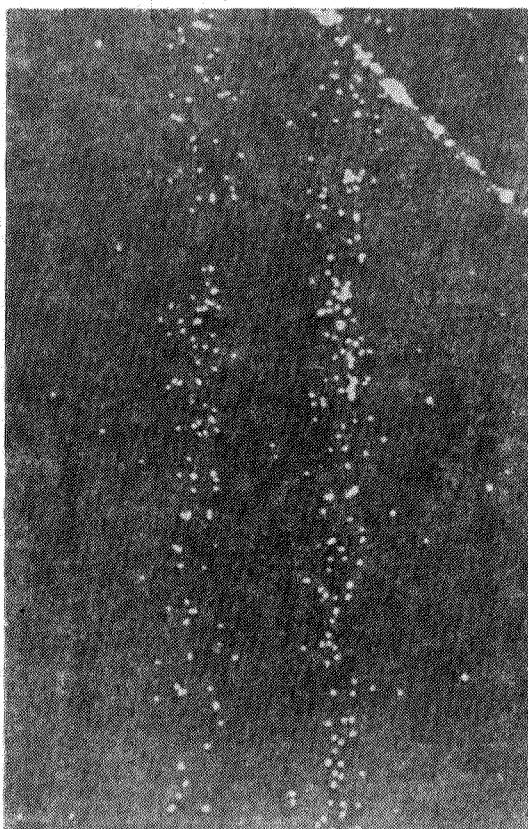


Рис. 3. Конденсация на положительных и отрицательных ионах. Положительные и отрицательные ионы разделились на две колонки до того, как на них образовались капельки. Более плотная колонка образовалась на положительных ионах (По Хазену, Phys. Rev. 65, 259 (1944).)

### § 5. Граница конденсации на ионах и граница образования тумана

Вильсон установил, что в системе воздух — пары воды центрами конденсации отдельных капелек, появляющихся при расширении, равном 1,25, служат ионы, в то время как конденсация тумана, образующегося по всему объёму камеры при расширениях, превышающих 1,37, повидимому, происходит на молекулярных комплексах паров, содержащихся в камере. Эти два предельных расширения могут быть названы границей конденсации на ионах и границей образования тумана. Экспериментальные результаты Вильсона были затем подтверждены и дополнены Поуэллом (1928), Фольмером и Флудом (1934), Флудом (1934) и Беком (1941).

Чтобы установить границу конденсации на ионах и границу образования тумана, Поуэлл в качестве ионизирующего источника использовал  $\gamma$ -лучи. Он нашёл, что в камере, наполненной воздухом и парами воды, в присутствии  $\gamma$ -лучей образование капелек происходит при расширении 1,25 (пересыщение равно четырём). По удалении источника  $\gamma$ -лучей конденсация не наблюдается до тех пор, пока расширение не достигнет 1,37 (пересыщение равняется 8).

Для удаления естественных ионов сразу же после их возникновения, Флуд применил сильное электрическое поле. При наличии такого поля ионы отсутствуют, и конденсация происходит только на комплексах молекул пара, что соответствует границе образования сплошного тумана. С другой стороны, минимальное расширение, требуемое для образования капелек в отсутствии поля, когда ионы имеются,

Таблица VIII

Граница конденсации на ионах и граница образования тумана при различных концентрациях спирта в смеси вода — спирт

Содержание $C_2H_5OH$ (в %)		Расширение		Содержание $C_2H_5OH$ (в %)		Расширение	
по весу	по объёму	без поля (граница конденсации на ионах)	с полем (граница образования тумана)	по весу	по объёму	без поля (граница конденсации на ионах)	с полем (граница образования тумана)
00,0	00,0	1,251	1,276	58,3	63,0	1,101	1,113
9,3	11	1,155	1,174	67,8	73	1,105	1,114
24,9	30	1,115	1,130	73,4	77	1,100	1,112
44,2	49	1,110	1,112	83,9	87	1,114	1,128
50,4	57	1,098	1,107	90,0	92	1,119	1,132
52,8	59	1,103	1,114	96,0	96	1,142	1,158
				100,0	100	1,152	1,172

соответствует границе конденсации на ионах. Флуд изучал также изменение этих границ в зависимости от состава применяемой смеси жидкостей. Данные Флуда, характеризующие изменение границы образования тумана и границы конденсации на ионах в зависимости от процентного содержания спирта в смеси вода—спирт, приведены в таблице VIII.

Из приведённой таблицы видно, что при использовании одного спирта (концентрация 100 %) граница конденсации на ионах и граница образования тумана лежат ниже соответствующих границ, для чистой воды. Из таблицы также видно, что для определённой концентрации смеси воды и спирта эти границы имеют минимальное значение. Очевидно, что такая концентрация смеси является для работы камеры оптимальной, если при этом образуется минимальное количество тумана, создающего фон.

### § 6. Критическое пересыщение

Ранее мы уже видели (табл. IV), что, при одном и том же расширении, пары спирта дают меньшее пересыщение, чем пары воды. С другой стороны, результаты Флуда позволяют заключить, что, в сравнении с парами воды, у паров спирта граница конденсации на ионах и граница образования тумана лежат при меньших пересыщениях. Применяя смесь, состоящую из 70% спирта и 30% воды по объёму, эти границы можно снизить ещё более. Указанные факты могут быть объяснены тем, что положение границ конденсации на ионах и образования тумана в конечном итоге зависят от числа капелек, образующихся (при одном и том же пересыщении) в одном  $\text{см}^3$ , которое для разных жидкостей может быть различным.

Число капелек, образующихся в одном  $\text{см}^3$ , было вычислено Фольмером и Вебером (1926) и Фаркасом (1927), которые, следуя Томсону, принимали, что в насыщенных парах всегда имеется в равновесии определённое число зачаточных капелек (центров). Эти капельки находятся в состоянии возникновения и испарения, но они способны стать центрами конденсации.

Работа, затрачиваемая на создание зачаточной капельки радиуса  $r$ , определяется формулой  $W = 4\pi r^2 \sigma / 3$ , выведенной Гиббсом на основании термодинамических соображений. Здесь через  $\sigma$ , как и раньше, обозначено поверхностное натяжение.

Фольмер и Вебер также термодинамически нашли, что число зачаточных центров пропорционально выражению

$$Z = A e^{-4\pi r^2 \sigma / 3kT}, \quad (1,18)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана. Входящая в это выражение величина  $A$ , как показано Фаркасом (1927), равна

$$A = \frac{2C}{F} a P_{\infty} \left( \frac{\sigma}{kT} \right)^{1/2}.$$

где  $C$  — константа,  $F = 4\pi r^2$ ,  $a = N/(2\pi RTM)^{1/2}$ ,  $M$  — молекулярный вес жидкости, а  $P_\infty$  — давление насыщенного пара при температуре  $T$ . Таким образом, число капелек, образующихся в 1 см<sup>3</sup>, определяется формулой

$$Z = \frac{2C}{F} a P_\infty \left( \frac{\sigma}{kT} \right)^{1/2} e^{-\frac{4\pi r^2 a}{3kT}}. \quad (1,19)$$

Чтобы получить представление о пересыщении, необходимым для получения хороших следов, введём понятие о критическом пересыщении  $S_c$ , которое мы определим как такое пересыщение, при котором число капелек, образующихся в одном см<sup>3</sup>, имеет порядок единицы. Тогда на основании уравнения (1,19) имеем

$$\frac{4\pi r^2 a}{3kT} = \ln \frac{2C}{F} a P_\infty \left( \frac{\sigma}{kT} \right)^{1/2}, \quad (1,20)$$

и по формуле Томсона (1,10) критическое пересыщение равно

$$S_c = \frac{P_r}{P_\infty} = e^{\frac{2\sigma M}{rRT\rho}}$$

или

$$\ln S_c = \frac{\sigma}{T} \cdot \frac{M}{\rho} \cdot \frac{2}{Rr}. \quad (1,21)$$

Подставляя сюда значение  $1/r$  из (1,20), получаем

$$\begin{aligned} \ln S_c &= \left( \frac{\sigma}{T} \right)^{1/2} \cdot \frac{M}{\rho} \cdot \frac{2}{R} \left( \frac{4\pi}{3k} \right)^{1/2} \cdot \left\{ \frac{1}{\ln \left[ \frac{2C}{F} a P_\infty \left( \frac{\sigma}{kT} \right)^{1/2} \right]} \right\}^{1/2} \approx \\ &\approx D \left( \frac{\sigma}{T} \right)^{3/2} \cdot \frac{M}{\rho}, \end{aligned} \quad (1,22)$$

где  $D$  — постоянная, если пренебречь небольшим изменением логарифмического члена.

Для чистых жидкостей величина  $S_c$  может быть вычислена с помощью уравнения (1,21) и сопоставлена с экспериментом. Таблица IX, заимствованная из работы Фольмера и Флуда, показывает, что теоретические и экспериментальные данные находятся во вполне удовлетворительном согласии. Эмпирическая константа  $D$  была определена так, чтобы теоретические и экспериментальные данные для воды при температуре 264° абс. совпали.

Для использования в камере Вильсона идеальной была бы смесь, имеющая возможно более низкое критическое пересыщение, т. е. возможно меньший молекулярный объём, в сочетании с малым поверхностным натяжением. Как видно из таблицы IX, вода имеет малый молекулярный объём, но большое поверхностное натяжение, тогда как для алкогелей имеет место обратное. Смесь воды и спирта в надлежащей пропорции даёт возможность получить критическое пересыще-

ние более низким, чем для чистой жидкости. Такой смесью является смесь воды и этилового спирта.

Если в качестве конденсирующихся паров применяются пары двух жидкостей, образующиеся капельки содержат обе жидкости. Флуд

Т а б л и ц а IX

Экспериментальные и теоретические значения пересыщений  
(по Фольмеру и Флуду)

Вещество	$T$	$M$	$\rho$	$M/\rho$	$\sigma$	$S_c$ (теор.)	$S_c$ (эксп.)
Вода . . . . .	264	18	1,00	18,0	77,0	4,85	4,85
Этиловый спирт	273	46	0,81	56,8	24,0	2,30	2,34
<i>n</i> -пропиловый алкоголь . . .	270	60	0,81	74,3	25,4	3,20	3,05
Изопропиловый алкоголь . . .	265	60	0,82	73,4	23,1	2,90	2,80
Метиловый ал- коголь . . . . .	270	32	0,81	39,5	24,8	1,84	3,20

показал, что и в этом случае критическое пересыщение  $S'_c$  можно определить выражением, аналогичным (I,21):

$$\ln S'_c = k (\sigma'/T) (M/\rho)', \quad (I,23)$$

где  $(M/\rho)'$  относится теперь к молекулярному объёму смеси, а  $\sigma'$  — поверхностное натяжение капелек. Зная молярное содержание обеих жидкостей в капельке, можно с помощью приведённого выше уравнения вычислить величину  $S'_c$  и сравнить её со значением, найденным из опыта. Для смеси воды с этиловым спиртом Флуд получил хорошее согласие между вычисленным и полученным из опыта значениями  $S'_c$ . Критическое пересыщение достигает минимума, равного 1,68, для смеси, содержащей 60% спирта и 40% воды (по объёму).

Ряд других органических жидкостей, подходящих для использования в камере Вильсона, исследован Луфриджем, и Трублудом (1934).

В 1941 г. Бек выполнил серию опытов с целью экспериментального определения оптимального состава смеси, т. е. состава, дающего малое расширение, незначительный фон тумана и хорошие следы электронов в камере, наполненной воздухом при давлении порядка атмосферного. В этих опытах в камеру вводилось небольшое количество (около 5 см<sup>3</sup>) смеси воды и спирта в различных концентрациях. Определялось расширение, необходимое для получения следов вообще, следов наилучшего качества, и начала появления сплошного тумана. Наилучшими следами считались такие, в которых капельки имелись в значительном количестве и были хорошо развиты. При этом фон тумана должен был быть практически незаметным.

Бек установил, что смесь двух чистых алкоголей является непригодной. В сравнении со смесью вода—спирт она требует большего



расширения, но даёт менее чёткие следы и более сильный фон тумана. Результаты Бека, полученные им для различных концентраций смеси вода — спирт, воспроизведены на рис. 4. Его исследования показывают, что, когда в качестве неконденсирующегося газа используется воздух, условия для образования наилучших следов получаются при минимальном расширении, равном 1,125, и при смеси, состоящей из 65% этилового спирта и 35% воды. Ещё лучшие результаты получаются, если применять смесь, состоящую из 50% этилового или нормального

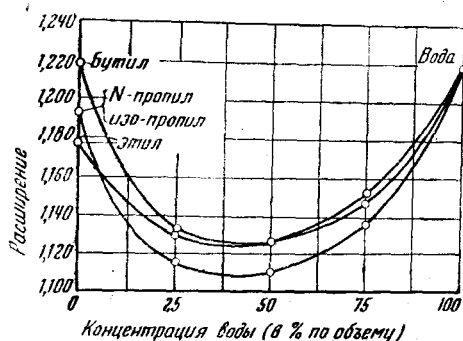


Рис. 4. Зависимость расширения, необходимого для получения хороших следов, от концентрации смеси воды и спирта.

На рис. 5, заимствованном из доклада Симпсона (1941), указаны размеры частиц, представляющих интерес для данного вопроса. На этом рисунке изображена логарифмическая шкала длин, на которой для сравнения отмечены положения таких хорошо известных точек, как точки, соответствующие границе видимости невооружённым глазом ( $5 \cdot 10^{-3}$  см), пределу разрешающей силы микроскопа ( $2 \cdot 10^{-5}$  см), а также область длин волн видимого света, простирающаяся от  $4 \cdot 10^{-5}$  до  $7 \cdot 10^{-5}$  см.

Величина частиц тумана и дождевых капелек, которая варьирует в довольно широких пределах, отмечена вертикальной линией или скобками, охватывающими всю область, в пределах которой может меняться диаметр. Стрелки, имеющиеся на вертикальной линии, означают, что величина диаметра частиц тумана может выходить из этих пределов. Указанные на рис. 5 пределы для размеров частиц тумана от  $2 \cdot 10^{-3}$  до  $4 \cdot 10^{-4}$  см относятся к частицам наиболее часто встречающихся размеров. Однако, наряду с ними, имеются частицы тумана меньших и больших диаметров, так что указанная выше область фактически простирается до размеров иона с одной стороны и размеров дождевых капелек — с другой. На правой стороне рисунка приведены две таблицы. В верхней из них указаны пересыщения, необходимые для того, чтобы происходила конденсация на центрах, имеющих раз-

пропилового алкоголя, 25% ацетона и 25% воды. В этом случае расширение равно 1,112. Наличие ацетона повышает контрастность следов по отношению к фону тумана.

## § 7. Рост капелек

В этом параграфе будет рассмотрен процесс (начинающийся с молекул или ионов) образования капелек тумана или дождя и их дальнейшего роста до величины, видимой невооружённым глазом.

меры, указанные в той же строке. В нижней таблице дана скорость падения капелек разного размера, вычисленная по закону Стокса.

Частицы, представляющие наибольший интерес, имеют следующие размеры:

Молекулы . . . . .	$10^{-8}$ см,
Малые ионы . . . . .	$10^{-7}$ »,
Ионы средней величины . . . . .	$10^{-6}$ »,
Наиболее крупные ионы . . . . .	$10^{-5}$ »,
Частицы тумана . . . . .	$10^{-4}$ — $10^{-3}$ см,
Капельки дождя . . . . .	$10^{-2}$ — $10^{-1}$ ».

Согласно взглядам Дж. Дж. Томсона, изложенным в предшествующих параграфах, в пространстве, насыщенном парами, всегда содержатся капельки воды радиуса  $5,2 \cdot 10^{-8}$  см или меньше, которые возникают и снова быстро испаряются. Первоначальный физический процесс, приводящий к возникновению этих капелек, ещё не совсем ясен. Радиус молекулы воды, найденный из измерения вязкости, имеет величину  $2 \cdot 10^{-8}$  см. Капелька воды предполагаемых Томсоном размеров требует соединения (коалесценции) около  $10^4$  молекул. Это число может быть сопоставлено с числом столкновений, испытываемых одной молекулой, равным (при нормальном давлении и температуре) приблизительно  $7,1 \cdot 10^7$  в сек. Имея в виду, что тепловая скорость молекулы воды при нормальных условиях составляет  $6,15 \cdot 10^4$  см/сек, трудно представить процесс, посредством которого такое большое число молекул ассоциировалось бы вместе в результате неупругих соударений. Сверх того, при столь малых радиусах давление паров должно значительно превышать давление насыщенного пара.

		Размеры капель (диаметр в см)	Пересыщение для конденсации
Молекулы ( $H_2O$ )	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$10^{-8}$ см	
Молекулы (2 атомные)	$3 \cdot 10^{-8}$		
Малые ионы	$3 \cdot 10^{-7}$	$10^{-7}$ см	
		$10^{-6}$ см	$8 \cdot 10^{-7}$ 30%
			$2,5 \cdot 10^{-6}$ 10%
Средняя длина пути при нормальн. усл.	$8,5 \cdot 10^{-6}$	$10^{-5}$ см	$8 \cdot 10^{-6}$ 3%
Предел разрежающей способности микроскопа	$2 \cdot 10^{-5}$		$2,5 \cdot 10^{-5}$ 1%
Длины волн видимого света	$4 \cdot 10^{-5}$ $7 \cdot 10^{-5}$	$10^{-4}$ см	Скорость падения см/сек $1,3 \cdot 10^{-2}$
Облачные частички	$4 \cdot 10^{-4}$ $2 \cdot 10^{-3}$	$10^{-3}$ см	$6 \cdot 10^{-4}$ $1,1 \cdot 10^{-3}$
Предел видимости невооруженным глазом	$5 \cdot 10^{-2}$	$10^{-2}$ см	$6 \cdot 10^{-3}$ 14
	$2 \cdot 10^{-2}$		$2 \cdot 10^{-2}$ 78
Капли дождя		$10^{-1}$ см	$6 \cdot 10^{-2}$ 260
			$2 \cdot 10^{-1}$ 600
	$1 \cdot 10^0$	$10^0$ см	$6 \cdot 10^{-1}$ 800

Рис. 5. Относительные размеры молекул, ионов, частиц тумана и капелек дождя.

Однако, каков бы ни был процесс образования зародышевых капелек ( $r \approx 5,2 \cdot 10^{-8}$  см), они могут служить центрами для дальнейшей конденсации, если только величина пересыщения более четырёх.

Как уже ранее отмечалось, в этой области равновесное давление паров вблизи капельки уменьшается с увеличением её размера, вследствие чего пары из окружающего пространства диффундируют к поверхности капельки. Рост капелек может быть вычислен с помощью уравнения диффузии

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 D \frac{d\rho}{dr}, \quad (1,24)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии, а  $d\rho/dr$  — градиент плотности на расстоянии  $r$  от центра капельки. Вместо  $d\rho/dr$  можно взять приближённое значение  $(\rho_D - \rho_2)/r_0$ , предполагая, что плотность изменяется от плотности жидкости  $\rho_D$  в центре капельки до плотности  $\rho_2$  насыщенного пара на её поверхности. При этом предположении, имея в виду, что  $m = (4/3)\pi r_0^3 \rho$ , уравнение (1,24) может быть переписано в такой форме:

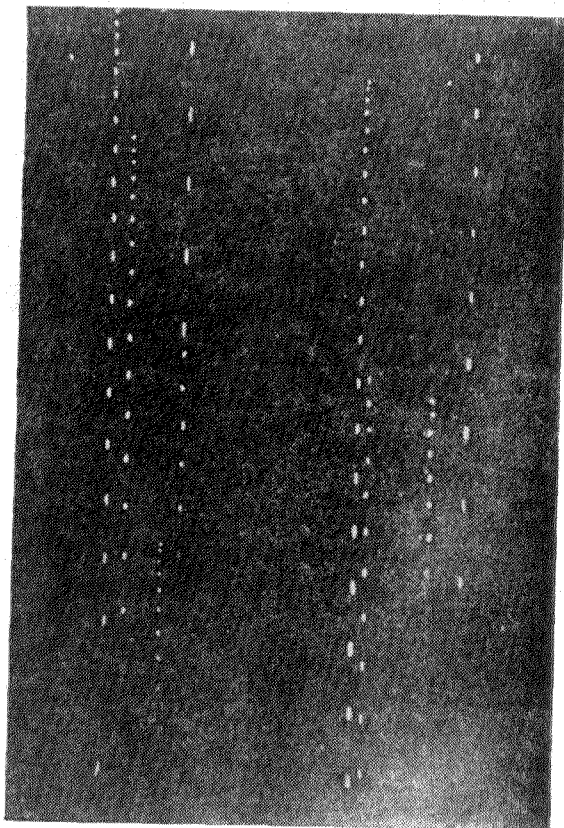
$$\frac{dr_0^2}{dt} = \frac{2D}{\rho} (\rho_D - \rho_2). \quad (1,25)$$

Рис. 6. Рост капелек. Фотография капелек, падающих в атмосфере гелия и паров 95-процентного спирта, снятая при прерывистом (30 раз в секунду) освещении. [Хазен, Rev. Sci. Instr. 13, 247 (1942).]

С уравнением (1,24) тесно связано уравнение скрытой теплоты

$$\lambda \frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 K \frac{dT}{dr}, \quad (1,25)$$

где  $\lambda$  — скрытая теплота,  $K$  — теплопроводность, а  $dT/dr$  — температурный градиент. Как и в предыдущем случае, здесь можно принять.



что температура меняется от  $T_D$  в центре до  $T_2$  на поверхности капли.  $T_2$  является, таким образом, температурой пространства. Тогда уравнением, соответствующим (1,25), будет

$$\frac{dr_0^2}{dt} = \frac{2K}{\rho\lambda} (T_D - T_2). \quad (1,27)$$

С помощью уравнений, приведённых в первом параграфе этой главы, и уравнений (1,25) и (1,27) можно получить выражение для скорости роста капелек через уже известные величины. Сделав это, можно показать, что  $r_0^2$  меняется со временем приблизительно линейно. Этот результат, повидимому, подтверждается опытами Хазена, к описанию которых мы переходим.

Величину капелек, образующихся в камере Вильсона, можно определить или с помощью закона Стокса (Броде, 1939), или же непосредственно, фотографическим методом. Второй из этих способов менее надёжен вследствие того, что освещение, качество эмульсии и диффракционные явления, вызываемые линзами, сказываются на характере изображения капелек.

Хазен определял скорость роста капелек, фотографируя их во время падения при периодическом освещении. Типичный снимок приведён на рис. 6. Принимая во внимание, что увеличение связано линейно с расстоянием, измеряемым на плёнке, он определил истинную величину  $r_0^2$  для различных интервалов времени и нашёл, что её изменение во времени происходит линейно. Для азота при расширении в 1,15 величина  $dr_0^2/dt$  составляет  $5 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/сек. Этот результат со-

Т а б л и ц а X  
Температура капелек в парах 95%-го спирта.  
Полное давление 1,1—1,2 ат

Газ	N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	He
Расширение . . . .	1,16	1,15	1,10
$T_D - T_2$ (1,27) . . . .	10	4	4
$T_1 - T_2$ (адиабат.) . .	15,5	15	15

гласуется с расчётными данными. Однако в случае водорода вычисленные значения  $dr_0^2/dt$  и значения этой величины, полученные из опыта, не согласуются между собою.

По измеренному значению  $dr_0^2/dt$ , пользуясь формулой (1,27), можно вычислить температуру капельки. В таблице X, составленной Хазеном, найденные этим путём значения  $T_D - T_2$  сопоставляются с адиабатическим понижением температуры  $T_1 - T_2$ .

Из приведённой таблицы видно, что температура капельки всегда несколько выше температуры окружающего газа. Наибольшая разность температур наблюдается у азота.

## II. РАЗЛИЧНЫЕ ТИПЫ КАМЕРЫ ВИЛЬСОНА

### § 1. Ранние конструкции камеры Вильсона

Конструкция первой камеры Ч. Т. Р. Вильсона (рис. 7) детально описана во многих руководствах. В этой главе мы рассмотрим, поэтому, только различные видоизменения этого прибора, появившиеся после

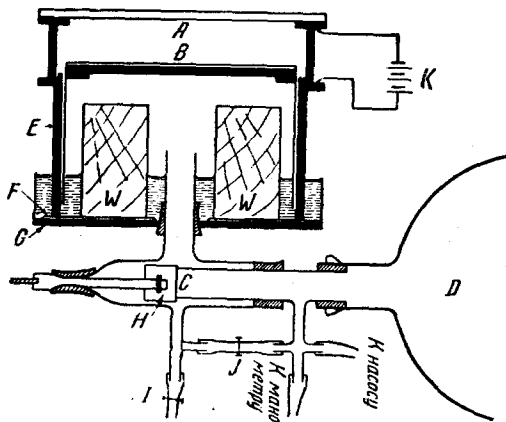


Рис. 7. Камера Вильсона первоначальной конструкции:

- AB* — замкнутая камера цилиндрической формы.
- B* — подвижный поршень, скользящий внутри цилиндра.
- F* — резиновая прокладка, укрепленная на латунном диске, останавливающая движение поршня *B* при расширении.
- D* — откачиваемый сосуд, соединяющийся с объемом под *B* посредством крана *C*.
- WW* — деревянный вкладыш, используемый для уменьшения объема под *B*.
- I* — зажим, соединяющий нижний объем камеры с атмосферой. При его открывании поршень *B* поднимается в первоначальное положение.
- J* — зажим, с помощью которого регулируется начальное положение поршня и тем самым подбирается величина расширения.
- K* — батарея, от которой на камеру подается напряжение для удаления ионов, имеющихся в ней перед расширением.

первой оригинальной работы Вильсона и имеющие целью приспособить камеру для изучения специальных типов явлений.

Одним из недостатков камеры Вильсона, в её первоначальной форме, является относительно большая затрата времени на получение одного снимка. Весьма малая вероятность ядерных процессов приводит к тому, что для получения снимка изучаемого явления часто приходится делать значительное число расширений. Блеккетт, например, указывает (1925), что из полученных им  $10^6$  фотографий следов  $\alpha$ -частиц в азоте, процесс захвата этой частицы ядром азота и испускания протона наблюдался только в 20 случаях. Очевидно, что для фотографирования столь редких явлений требуется устройство, которое позволяло бы значитель-

но уменьшить промежуток времени между повторными расширениями. Наиболее ранняя конструкция камеры подобного типа принадлежит Шимизу (1921). В этой конструкции движение поршня камеры происходит непрерывно, производя последовательные сжатия и расширения.

Шимизу разработал также и метод одновременного получения двух изображений следов посредством фотографирования с различных направлений, составляющих между собой угол в  $90^\circ$ . Последующие авторы, в том числе Блеккетт, Харкинс и Райенс и Оже и Перрэн, применили метод Шимизу к изучению сложной проблемы столкновений, происходящих при прохождении  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц.

Блеккетт показал, что хотя камера Шимизу очень эффективна для непрерывного фотографирования следов  $\alpha$ -частиц, однако получаемые следы не имеют той чёткости, как в камере Вильсона в её первоначальном виде. Для получения резких следов необходимо, чтобы расширение происходило очень быстро, что как раз является характерным для первой камеры Вильсона.

Чтобы соединить это преимущество первоначальной конструкции камеры с возможностью более частого получения снимков, Блеккетт (1927) несколько видоизменил устройство Шимизу. В этом варианте камеры Шимизу резкость расширения достигается скачкообразным движением поршня под действием пружины. В 1927 и 1929 гг. Блеккеттом были сделаны и другие усовершенствования механизма управления камерой, что позволило ему ежедневно получать по 1270 фотографий, на каждой из которых регистрировалось до 20 следов  $\alpha$ -частиц [Блеккетт и Ли (1931, 1932)].

Существенная особенность всех камер, применявшихся до 1933 г., состоит в том, что заданное расширение производится в них резким движением поршня, образующего дно камеры. Остановка происходит при соприкосновении поршня с основанием камеры, так что по окончании расширения объём камеры остаётся постоянным, а давление в ней несколько увеличивается вследствие повышения температуры (см. III, § 5). Во всех этих камерах необходимость применения воды или масла для создания уплотнений допускает их использование только в горизонтальном положении.

Вильсон (1933) впервые ввёл существенное изменение в метод производства расширения. В предложенной им конструкции, камера имеет неподвижное дно, образуемое натянутой проволоочной сеткой. Ниже сетки располагается резиновая диафрагма, под которую подаётся сжатый воздух. Расширение производится выпуском воздуха из-под диафрагмы в атмосферу или в большой сосуд, конечное давление в котором может регулироваться по желанию. Вследствие понижения давления под диафрагмой последняя опускается, производя тем самым расширение рабочего объёма камеры.

Камера с диафрагмой конструктивно проще и может быть использована как в горизонтальном, так и в вертикальном положении. Кроме того, в камере этого типа повышение температуры рабочего объёма,

происходящее вследствие конденсации и нагревания от стенок, происходит не так быстро, как в камерах прежнего типа. Упругость диафрагмы препятствует скачкообразным изменениям давления, поэтому состояние необходимого пересыщения сохраняется после расширения в продолжение большего промежутка времени. Почти все изготавливаемые в настоящее время камеры относятся к этому типу.

Остановимся очень коротко на других модификациях камеры, предложенных разными авторами с целью устранения некоторых специфических трудностей. Вследствие наличия весьма мелких отверстий камера после нескольких дней работы обычно требует регулировки величины расширения. Для устранения этого недостатка Даль, Хафстад и Тюв (1933) сконструировали герметическую камеру, применив для этой цели сильфоны. В их конструкции сильфоны являются частью камеры и могут быть сжаты или растянуты механическим способом или при помощи сжатого газа. Варианты камеры такого типа разработаны Демпстером (1934), Брубекером и Боннером (1935) и Креном (1937), причём применялись они в основном для исследования ядерных расщеплений. Опыт показывает, что в этих камерах образуется меньше вихрей, чем в первоначальных поршневых камерах или позднейших камерах с резиновой диафрагмой.

В 1935 году Ч. Т. Р. Вильсон и Дж. Г. Вильсон предложили другую, крайне интересную, конструкцию камеры, в которой расширение происходит в радиальном направлении. В этой конструкции расширение осуществляется за счёт резкого понижения давления в окружающем камеру кольцевом пространстве, сообщающемся с объёмом самой камеры посредством имеющихся в её цилиндрической части щелей подходящей величины и формы. Понижение давления в кольцевом пространстве производится или путём соединения его с окружающей атмосферой, или при помощи устройства с резиновой диафрагмой. Камера с радиальным расширением допускает освещение со стороны дна (которое в этом случае должно быть изготовлено из плоского стекла), что значительно облегчает проблему освещения (см. III, § 1). Она позволяет также помещать вблизи её оси источники или мишени без существенного нарушения режима её работы. Преимущества камеры с радиальным расширением были рассмотрены также Треем (1938).

Одновременно Ч. Т. Р. Вильсон и Дж. Г. Вильсон разработали (1935) методику работы с так называемой «падающей камерой», состоящую в том, что камера и жёстко связанный с ней фотоаппарат сразу же после расширения начинают свободное падение, во время которого производятся все последующие операции — освещение, фотографирование и т. д. Преимуществом камеры падающего типа является то, что она устраняет искажающее действие силы тяжести, поскольку в ней не происходит перемещения капелек относительно газа, а влияние конвекции минимально. Промежуток времени между моментом расширения и фотографированием может быть

увеличен без риска, что следы могут быть искажены вследствие падения капелек. Кроме того, можно увеличить экспозицию, применяя источники света, позволяющие производить освещение желаемой длительности. В отношении этой камеры следует заметить, что вследствие механических трудностей она не нашла применения.

Лочером описана (1933) прямоугольная камера, с которой он производил фотографирование ливней космических лучей. Эта камера получила ограниченное распространение из-за того, что искажения, вызываемые завихрениями, проявляются в ней сильнее, чем в камере цилиндрической формы.

Из других модификаций камеры Вильсона следует упомянуть о камере, непрерывно сохраняющей состояние чувствительности. Одна из попыток разработки такой камеры была сделана Лангсдорфом (1939), который использовал диффузию нагретых насыщенных паров через неконденсирующий газ в пространство, поддерживаемое при низкой температуре. Диффузия происходила в вертикальном направлении между нагреваемой крышкой и охлаждаемым дном, причём пары поступали от жидкости, находящейся в стеклянном сосуде, обогреваемом сверху. Однако получение чётких следов с помощью такой камеры встречается с большими трудностями. Другой способ осуществления состояния непрерывного пересыщения, предложенный Фолратом (1936), основан на встречной диффузии паров соляной кислоты и паров воды. Трей (1940) пытался решить эту же задачу посредством охлаждения паров через теплопроводность. Наконец, Бринкманом описана камера, дающая несколько расширений в секунду.

Конструкции портативных камер, обладающих малым весом, описаны Лочером (1933), Ливингстоном (1936), Бауером (1936), Ратенау (1938), Хильшем (1939), Томасом и Рамсеем (1939), Кунце (1941) и Герцогом (1941). Камеры Вильсона для демонстрационных целей описаны Герцогом (1937), Хильшем (1939), Ливингстоном (1936) и Ратенау (1938).

## § 2. Камера, управляемая счётчиками

При изучении ядерных явлений, когда могут быть использованы сильные источники, получение на каждом снимке многих следов  $\alpha$ - или  $\beta$ -частиц не представляет труда. При изучении же редких явлений, например процессов, вызываемых космическими лучами, применение камеры, расширения которой производятся наугад, является невыгодным. Поток космических частиц, падающих на камеру, ничтожен, и поэтому на многих из снимков следов вообще не окажется.

Блеккетт и Оккиалини (1933) и почти одновременно Андерсон (1933) разработали метод управления расширением камеры с помощью счётчиков. У камеры, управляемой счётчиками, расширения производятся не наугад, а происходят только тогда, когда космическая частица проходит через два счётчика, один из которых помещён над камерой, а второй под ней. Прохождение частицы через оба счёт-



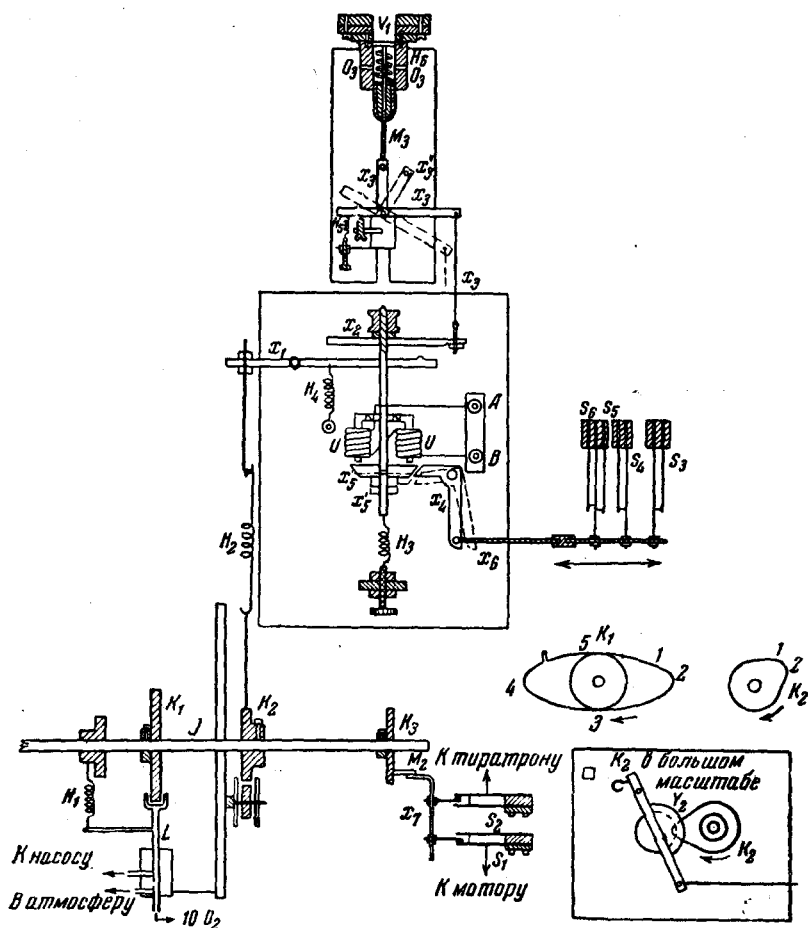


Рис. 8. Механизм управления камерой, контролируемой счётчиками:

- $V_1$  — расширительный кран.  
 $M_3$  — шток, жёстко связанный с пластиной  $V_1$  и опирающийся на одно плечо Т-образной металлической детали  $X_3$ , вращающейся около  $Q$ . При перемещении  $X_3$  в положение  $X'_3$ ,  $M_3$  соскальзывает, производя расширение.  
 $Th$  — реле G.T.I.C., присоединённое (через  $S_3$  и  $S_4$ ) параллельно магниту  $U$ . Когда на сетку тириатрона приходит импульс от счётчиков, реле накоротко замыкает (шунтирует) электромагнит.  
 $U$  — электромагнит, удерживающий якорь в положении  $X_5$ . Когда ток в электромагните прекращается, якорь магнита из положения  $X_5$  перемещается в положение  $X'_5$ . Одновременно с этим плечо  $X_3$  перемещается в положение  $X'_3$  и происходит расширение.  
 $H_3$  — пружина, оттягивающая  $X_5$  при прекращении тока через магнит.  
 $X_4$  — латунная деталь, посредством которой при передвижении якоря из положения  $X_5$

Камера готова к расширению. Как только на сетку тиратрона попадает импульс от схемы совпадений, тиратрон зажигается, и кран  $V_1$  открывается. Происходит расширение и одновременно вспышка света. Так как затвор объектива всё время открыт — происходит фотографирование. Как только произошло расширение,  $S_3$  включает мотор и кулачковый механизм ( $K_1$ ,  $K_2$  и  $K_3$ ) приводит камеру в готовность для следующего расширения. Передвижение плёнки осуществляется автоматически посредством механической связи с валиком  $J$ . Пуск и остановка компрессора производятся также автоматически, как только давление воздуха в расходном резервуаре становится выше или ниже определённых границ, устанавливаемых по желанию.

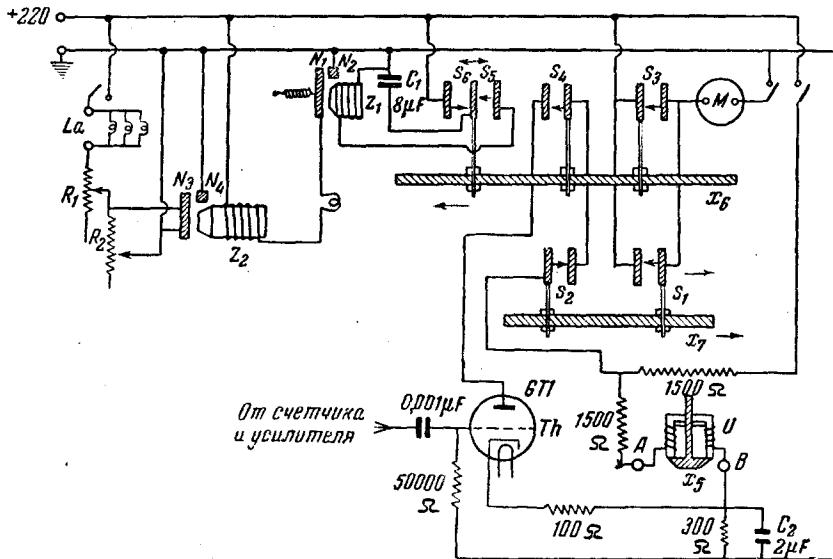


Рис. 9. Электрическая схема управления камерой, контролируемой счётчиками.

- в положение  $X'_6$  стержню  $X_6$  сообщается продольное движение. При движении  $X_6$  контакты у  $S_3$  и  $S_5$  замыкаются, а у  $S_1$  и  $S_6$  размыкаются.
- $S_6$  — ключ, замыкающий цепь  $C_1 Z_1$ . Вследствие разряда конденсатора  $C_1$  реле  $Z_1$  срабатывает и в свою очередь замыкает цепь  $N_3 N_4 Z_2$ , закорачивающую сопротивление  $R_2$ , благодаря чему на лампы  $L_a$  подаётся полное напряжение. Длительность освещения определяется временем разряда конденсатора  $C_1$  через индуктивную нагрузку  $Z_1$ .
- $R_1$  и  $R_2$  — сопротивления, регулирующие ток через лампы ( $R_1 \ll R_2$ ).
- $S_3$  — контакты для включения мотора  $M$ , который вращает валик  $J$  с имеющимися на нём кулачками  $K_1$ ,  $K_2$  и  $K_3$ .
- $K_3$  — кулачок, возвращающий кран  $V_1$  и якорь магнита  $U$  в первоначальное положение. В тот момент, когда при повороте кулачка точка 2 становится против 1, плечу  $X_2$  передаётся (через  $H_2$ ,  $X_1$  и  $X_2$ ) толчок, возвращающий  $X_3$  в прежнее положение относительно  $M_3$ . Край закрывается и удерживается в этом положении магнитом  $U$ . Одновременно рычаг  $X_4$  оттягивает стержень  $X_6$  влево, замыкая контакты  $S_1$  (тиратрон) и  $S_6$  (зарядка конденсатора).
- $K_1$  — кулачок. При вращении валика  $J K$  сперва приходит в положение 2 и начинает выпускать воздух через  $V_2$  и  $O_2$ . Когда  $K_1$  в положении 3, воздух выходит через  $O_2$ . Происходит вспомогательное расширение, удаляющее оставшиеся ионы, чтобы очистить камеру перед основным расширением. Когда  $K$  — в положении 4, снова выпускается воздух; в положении 5 —  $V_2$  полностью открыт на компрессорную установку. Наконец, когда  $K$  занимает положение 1, сообщение между компрессором и камерой прерывается.
- $K_2$  — кулачок со штоком  $M_2$ , который в тот момент, когда  $K_1$  и  $K_3$  находятся в положениях 1, нажимает на  $X_7$  и производит разрыв контактов в  $S_1$  (мотор) и соединение в  $S_2$  (анод тиратрона).

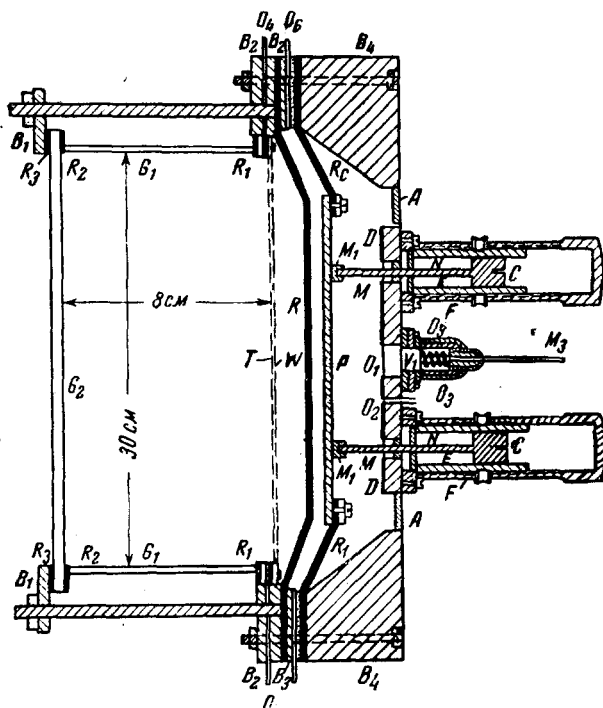


Рис. 10. Вертикальное сечение камеры через ось цилиндра:

- $G_1$  — стеклянный цилиндр.  
 $G_2$  — толстая стеклянная пластинка, прикрывающая цилиндр, через которую производится фотографирование.  
 $R_1, R_2, R_3$  — резиновые уплотнения.  
 $R$  — резиновая диафрагма, при движении которой происходит сжатие и расширение камеры объема.  
 $W$  — проволоочная сетка, используемая для уменьшения завихрений.  
 $T$  — чёрный бархат, смоченный спиртом. Создает чёрный фон и уменьшает завихрения.  
 $P$  — латунный диск, укрепленный с помощью резинового кольца и используемый в качестве поршня.  
 $M_1$  — шток, ввинченный в пластину  $P$ . При движении поршня он скользит в трубе  $E$ .  
 $N$  — стопорное устройство, жёстко соединённое с трубой  $E$  и задающее максимальное передвижение головки  $C$  при сжатии.  
 $E$  — латунная труба с наружной резьбой. Ввинчивая или вывинчивая её по трубе  $F$ , можно менять её положение и регулировать этим величину расширения.  
 $O_2$  — отверстие для впуска воздуха под поршень. Посредством крана  $V_2$ , показанного на рис. 10, через это отверстие подаётся сжатый воздух.  
 $O_1$  — отверстие для выпуска воздуха при расширении. В самом верхнем положении крана оно закрыто.  
 $V_1$  — расширительный кран. При отскакивании этого крана воздух выходит через отверстия  $O_1$  и  $O_2$ .  
 $O_4$  — отверстие для впуска смеси вода — спирт. При работе камеры оно закрыто.  
 $O_5$  — отверстие для наполнения газом рабочего объема камеры. При работе оно также закрыто.  
 $O_6$  — отверстие в латунной детали  $B$ , соединяющее пространство между резиновой диафрагмой и поршнем с атмосферой. Оно облегчает прямое и обратное движение поршня.

чика вызывает срабатывание ряда реле, в результате чего происходят расширение и фотографирование. Полный процесс получения одного снимка протекает в такой последовательности:

- 1) прохождение ионизирующей частицы через верхний счётчик, камеру и нижний счётчик,
- 2) расширение камеры,
- 3) включение света и освещение капелек,
- 4) экспозиция, длящаяся до момента, пока размеры капелек не станут достаточно большими, и
- 5) приведение камеры в готовность для следующего расширения.

Перечисленные операции имеют место всякий раз, когда в счётчиках происходит совпадающий разряд. Блеккетт и Оккиалини указывают, что 80% фотографий, полученных этим методом, содержат следы космических частиц, причём на большей их части регистрируются ливни, состоящие из многих частиц.

Действие различных механизмов этой камеры ясно из схем, приведённых на рис. 8, 9 и 10.

Различные типы ламповых схем для контроля действия камеры, а также для установления желательной последовательности срабатывания отдельных её механизмов были описаны Ричардсоном (1938), Беренденгтом и Сизу (1939), Геттингом (1939), Стритом и Стивенсоном (1936) и Джонсом (1937).

### § 3. Неуправляемая камера с повышенным временем чувствительности

Камера Вильсона, управляемая счётчиками, значительно сокращает расход плёнки и особенно времени, затрачиваемого на проведение исследования. Однако, как отмечалось выше, эта камера разработана, главным образом, для решения определённых узких задач, связанных с изучением космических лучей, и поэтому ей присущи некоторые недостатки.

Во-первых, управляемая камера обладает некоторой избирательностью, вследствие чего получаемые с ней результаты не отображают истинной относительной частоты появления частиц различных видов и различной энергии. В частности, она регистрирует повышенное, в сравнении с истинным статистическим распределением, число ливневых частиц и наоборот, заниженное число частиц малой энергии. Вторым недостатком связан с получением магнитного поля для измерения энергии регистрируемых частиц. Управляемая камера требует применения либо постоянного магнита, и тогда нельзя получить достаточно сильного магнитного поля, либо электромагнита. В последнем случае магнит должен быть всё время включён, что, помимо значительного повышения расхода энергии, создаёт большие трудности, связанные с регулированием температуры камеры.

Очевидно, что выход из положения заключается в разработке такой камеры, которая, работая автоматически, обеспечила бы воз-

возможность получения нескольких следов при каждом, наугад сделанном расширении. Такая камера давала бы истинную картину статистического распределения, а магнитное поле могло бы включиться за одну-две секунды до расширения и выключаться по его окончании.

В 1935 г. Берден показал, что число следов, регистрируемых за одно расширение, может быть повышено за счёт увеличения времени чувствительности камеры (см. III, § 5). Берден работал с камерой сильфонного типа, действующей сжатым воздухом и имеющей размеры 20 см в диаметре и 4 см в глубину. Искусственно замедляя расширение камеры (соответствующим изменением отверстия крана), он увеличил время чувствительности камеры до двух секунд, благодаря чему мог получать в среднем по четыре следа космических частиц на каждой фотографии. Принципиально сходная конструкция была предложена также Фришем (1935). В камере Бердена дном служит поверхность жидкости, поэтому она может работать только в горизонтальном положении и, следовательно, не приспособлена для исследования космических лучей. Следует также отметить, что в камере с повышенным временем чувствительности следы получаются более размытыми.

Контрольные механизмы неуправляемой камеры аналогичны соответствующим механизмам камеры, управляемой счётчиками. Электромагнит, управляющий краном камеры, включается через определённые интервалы времени посредством часового механизма. К этому времени магнитное поле, применяемое для отклонения частиц, которое включается на несколько секунд раньше, успевает установиться. По окончании расширения оно выключается, и камера приводится в первоначальное положение.

Вильямс (1939, а) показал, что время чувствительности камеры может быть повышено путём увеличения её глубины. Сконструированная им камера (с резиновой диафрагмой) имеет глубину 30 см при диаметре в 30 см и соединена с катушкой типа Гельмгольца, создающей магнитное поле в 2200 эрстед. Эта камера даёт по 2—3 следа на каждом снимке и может быть использована как в горизонтальном, так и в вертикальном положении. По сравнению с камерой Бердена она имеет ещё то преимущество, что вследствие большей глубины допускает применение метода косо́го освещения (см. III, § 1). Позднее Вильямс и Робертс (1940) изготовили камеру ещё больших размеров — 60 см диаметром и 50 см глубиной, с помощью которой им удалось сфотографировать распад мезотрона. Большое время чувствительности и значительный объём делают эту камеру весьма чувствительным детектором радиоактивных излучений. Для этих целей она была применена Уолком, Вильямсом и Эвансом (1939).

Из других камер указанного типа следует упомянуть о камере Мейер-Лейбница (1939), у которой время чувствительности достигало одной секунды, глубокой камере Хазена (1942) с временем чувствительности около 0,5 сек. и большой камере Герцога (1935).

Существенно отметить, что продуктивность работы камеры (число следов на одно расширение) прямо связана с её геометрическими размерами и величиной времени чувствительности. Среднее число следов космических частиц, регистрируемых на одном снимке, равно  $jdx_t$ , где  $j$  — число космических частиц, падающих на  $\text{см}^2$  в секунду,  $d$  — диаметр фотографируемого объёма,  $x$  — глубина фокуса используемого объектива и  $t_s$  — время чувствительности камеры. В камере Вильямса  $d \cong 24 \text{ см}$ ,  $x \cong 5 \text{ см}$ , и  $t_s \cong 0,4 \text{ сек}$ . Так как  $j \cong 0,03$ , то среднее число следов, регистрируемых на одной фотографии, составляет примерно 1,5.

#### § 4. Камеры пониженного и повышенного давления

В некоторых случаях, например, при фотографировании следов продуктов деления, используются камеры с пониженным давлением в рабочем объёме. К камерам этого рода предъявляются большие требования в отношении их герметичности. Нижний объём такой камеры присоединяется к сосуду, имеющему давление, несколько большее, чем в рабочем объёме. Расширение производится посредством соединения нижнего объёма с эвакуированным сосудом. Подобная камера, работающая при различных давлениях, описана Жюлио (1934). Камеры пониженного давления играют существенную роль при изучении продуктов деления и других частиц, обладающих малым пробегом — порядка нескольких миллиметров воздуха при нормальных условиях.

В последнее время сделан ещё один крупный шаг в развитии метода камеры Вильсона, а именно построена камера, работающая при сверхвысоких давлениях. Обычный способ изучения взаимодействия частиц высокой энергии (космические лучи) с веществом состоит в наблюдении вторичного излучения, выходящего из слоя плотного вещества, после того, как изучаемый процесс произошёл где-то в глубине этого слоя. Так как вероятность изучаемых процессов обычно очень мала, для получения сколь-нибудь ощутимых результатов приходится брать значительные толщи материалов. Недостаток этого способа заключается в том, что мы наблюдаем вторичные или третичные частицы, образовавшиеся в толще материала, а не собственно первичный процесс, о котором этот метод не даёт полного представления. Явление может быть интерпретировано полностью только в том случае, если оно происходит в газе камеры, когда имеется возможность измерить углы и энергии с необходимой точностью.

К сожалению, вследствие низкой поглощающей способности газа вероятность наблюдения подобных событий крайне мала. Одним из таких редких событий, представляющим особый интерес, является распад мезотрона в конце его пробега. Веские доказательства существования этого процесса были получены благодаря только двум или трём фотографиям, снятым с помощью камеры Вильсона. Другим, также редким событием являются взрывные ливни типа Гайзенберга.

Для исследования этих явлений необходимо повысить вероятность их наблюдения в газе камеры, что можно осуществить либо увеличением объёма камеры, либо повышением давления. В последнем случае повышение вероятности наблюдения происходит вследствие увеличения числа актов взаимодействия на единице пути частицы. Так как увеличение геометрических размеров камеры создаёт трудности, связанные с фотографированием, удовлетворительное разрешение этой проблемы может быть получено путём увеличения давления. Камера высокого давления приобретает особый интерес и для целей исследования ядерных процессов, вызываемых искусственно ускоренными частицами, в связи с тем, что совершенствование циклотронов и бэатронов позволяет получать эти частицы со всё большей и большей энергией.

Первая камера высокого давления, предназначенная для измерения энергии нейтронов, была построена Мотт-Смисом (1934). Она состоит из двух объёмов, разделённых резиновой диафрагмой. Верхний из них является рабочим, а нижний соединён с устройством для расширения. Корпус камеры изготовлен из прочного латунного кольца с предусмотренным в нём толстым стеклянным окошком для освещения. Верхняя крышка сделана из кварцевой пластины толщиной в 2,5 см, способной выдержать давление до 50 ат. Работа с этой камерой производилась при 15 ат. Брубекер и Боннер разработали (1935) камеру (сильфонного типа), работающую при давлении 25 ат, которая действовала полностью автоматически. Кипфер (1935) сконструировал двухсантиметровую камеру, в которой давление могло быть доведено до 100 ат. Вильямс и Эванс (1940) также построили камеру, работающую при 80 ат. Их камера имела глубину 16 см при диаметре 20 см и наполнялась аргоном.

В последнее время Джонсон, Бенедетти и Шатт построили камеру (диаметр 30 см, глубина 9 см) новой конструкции, рассчитанную на работу при 200, а возможно и при 300 ат (рис. 11). Стеклянный цилиндр этой камеры имеет толщину 6 мм, а передняя крышка, одинакового с цилиндром диаметра, — 9 мм. В камере этой конструкции высокое давление создаётся в литом стальном сосуде, наполненном прозрачным маслом. Собственно камера помещена внутри этого сосуда, так, что её стенки не испытывают большой разности давлений.

Форма стального сосуда позволяет использовать его в качестве ярма электромагнита, способного создать внутри камеры сильное магнитное поле. Объём имеющегося пространства допускает размещение в нём до одной тонны медного провода, что даёт возможность получить поле порядка 10 000 эрстед без серьёзного прогревания камеры.

Дно камеры образовано подвижным диском, который присоединён к цилиндрическим стенкам камеры посредством диафрагмы из синтетической резины. Расширение производится выпуском из сосуда определённого количества масла через кран высокого давления, управляемый сжатым воздухом низкого давления ( $\sim 3 \text{ кг/см}^2$ ), действующим на большую поверхность (диаметр 13 дм) алюминиевого поршня.

Наполняется камера аргоном, насыщенным смесью паров воды и изопропилового спирта. С увеличением давления величина расширения, необходимого для получения хороших следов, уменьшается, поэтому в камере высокого давления образуется меньше вихрей. Величина расширения, равная при атмосферном давлении 1,07—1,08 (для применяемой смеси паров), при 110 ат снижается до 1,04 (см. I, § 16). Максимальное увеличение объема этой камеры составляет около 20% от начального. Освещается она параллельным пучком от капиллярной дуги, помещенной внутри стального сосуда в фокусе цилиндрического параболического

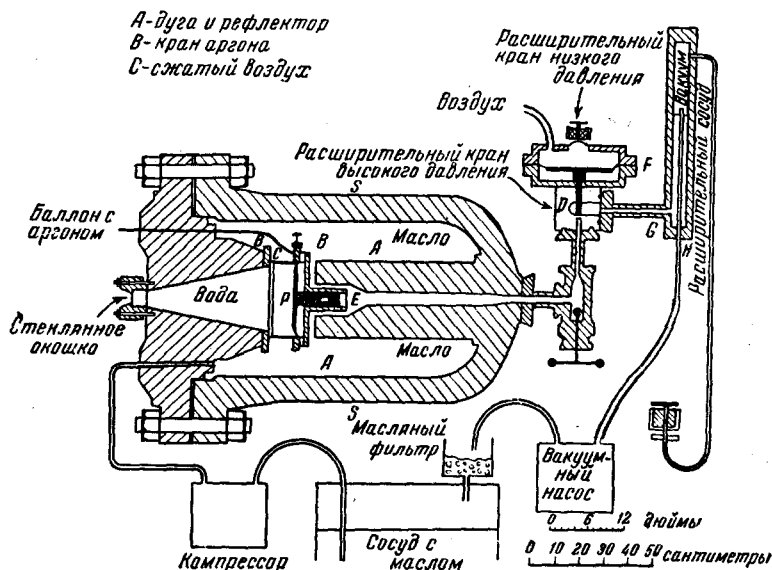


Рис. 11. Схематический чертёж камеры высокого давления Джонсона, Шатта и Бенедетти (Rev. Sci. Instz. 14, 265 (1943)).

ского рефлектора. Фотографирование производится через окошко небольшого диаметра, сделанное из стекла пятисантиметровой толщины, чтобы противостоять полному давлению. Вследствие большей плотности ионизации, требования к освещению камеры высокого давления несколько ниже, чем у обычных камер, работающих при атмосферном давлении. Однако отмеченное преимущество камеры высокого давления нейтрализуется поглощением света в масле.

Основное преимущество описанной камеры в сравнении с камерой Блеккетта состоит в том, что за данное время она позволяет наблюдать большую длину следов космических лучей. При 200 атмосферах эффективная длина следа, проходящего по диаметру камеры, эквивалентна 60 метрам пути в аргоне при нормальных условиях. Камера высокого давления может, таким образом, зарегистрировать полную «историю» частицы на протяжении столь длинного пути. Благодаря



более длительному периоду, в течение которого в камере сохраняется состояние пересыщения, её время чувствительности (см. III, § 5), оцениваемое по хорошим следам, почти в 10 раз больше, чем у камер обычного типа.

Недостатком камеры высокого давления является необходимость сравнительно длительной (порядка 15 мин.) паузы между расширениями. Эта выдержка нужна для рассеяния тепла, выделяемого при сжатии газа в рабочем объеме камеры.

### III. ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА КАЧЕСТВО СЛЕДОВ

#### § 1. Освещение

В практике часто случается, что следы, хорошо видимые глазом, на фотографии, тем не менее, не получаются. Причинами этого могут быть:

а) недостаточное освещение, б) неправильный выбор увеличения или в) малая глубина фокуса объектива фотоаппарата.

Рассмотрим объект, имеющий площадь  $S$ , расположенный нормально к оси объектива на расстоянии  $u$  от его оптического центра. Если  $a$  — диаметр применяемой диафрагмы, то полный световой поток источника, проходящий через объектив, приближенно равен  $(IS/u^2) \cdot (\pi a^2/4)$ , где  $I$  — величина, пропорциональная яркости рассматриваемого объекта. Обозначая через  $S'$  площадь объекта в плоскости изображения и пренебрегая потерями на отражение и рассеяние в объективе, можно для освещенности в плоскости изображения написать следующее выражение:

$$I_{S'} = \frac{I}{u^2} \cdot \frac{S}{S'} \cdot \frac{\pi a^2}{4} \quad (\text{III, 1})$$

или, вводя фактор  $m = v/u = (S'/S)^{1/2}$ , характеризующий линейное увеличение,

$$I_{S'} = \frac{\pi I}{4} \frac{A^2}{(1+m)^2}, \quad (\text{III, 2})$$

где  $A = a/f$  — относительное отверстие объектива, а  $v = f(1+m)$ . Следовательно, для увеличения  $I_{S'}$  необходимо увеличивать  $I$  и  $A$  и уменьшать  $m$ . Метод увеличения  $I$  при минимуме затраты мощности будет рассмотрен позднее. Сейчас мы рассмотрим вопрос о максимально допустимом значении  $A$  или  $a/f$ , которое, как покажет дальнейшее рассмотрение, ограничено требованием иметь определенную глубину фокуса.

Если  $u$  и  $v$ , соответственно, — расстояния объекта и изображения, а  $f$  — фокусное расстояние объектива, то изменение  $u$  на  $\delta u$  вызовет изменение  $v$  на  $\delta v$ , определяемое выражением:

$$\frac{\delta v}{\delta u} = -\frac{v^2}{u^2} = -m^2. \quad (\text{III, 3})$$

Так как изменение  $\delta v$  сопровождается соответствующим изменением разности хода краевого и центрального лучей, равным  $(a^2/\delta) \cdot (\delta v/v^2)$  \*), то условие для получения достаточно совершенного изображения, требующее, чтобы указанная разность не превышала  $\lambda/4$ , даёт

$$\frac{\lambda}{4} = \frac{a^2 \delta v}{8v^2} \quad (\text{III, 4})$$

и

$$\delta u = \frac{\delta v}{m^2} = \frac{2\lambda}{A^2} \left( \frac{1+m}{m} \right)^2. \quad (\text{III, 5})$$

Уравнения (III, 5) и (III, 2) показывают, что с увеличением  $A$  глубина фокуса  $\delta u$  уменьшается, тогда как освещённость  $I_{SI}$  возрастает. Следовательно, выбор величины  $A$  определяется компромиссным решением. Обычно относительное отверстие объектива выбирается равным некоторому критическому значению  $A_c$ , согласованному с требуемой глубиной фокуса, причём величина  $A_c$  даётся выражением:

$$A_c = \left( 1 + \frac{1}{m} \right) (2\lambda/\delta u)^{1/2}. \quad (\text{III, 6})$$

Таким образом, если  $m = 1/12$ ,  $\lambda = 4,4 \cdot 10^{-5}$  см и  $\delta u = 5$  см, то  $A_c = 1/18,3$  и, следовательно, отверстие диафрагмы не должно превосходить  $f: 18,3$ . При критической величине относительного отверстия  $A_c$  имеем:

$$I_{SI} = \frac{\pi I}{4} \cdot \frac{(1+m)^2}{m^2} \cdot \frac{2\lambda}{\delta u} \cdot \frac{1}{(1+m)^2} = \frac{\pi I \lambda}{2m^2 \delta u}, \quad (\text{III, 7})$$

откуда видно, что при заданном значении  $\delta u$  величина  $I_{SI}$  возрастает с уменьшением  $m$ , причём, чем меньше  $m$ , тем легче получить не только лучшую чёткость изображения, но и большее число следов на одно расширение. Наименьшее значение  $m$ , которое может быть использовано, ограничивается разрешающей силой (максимальное число штрихов на один мм, воспроизводимых отдельно) применяемой фотоэмульсии. Практически используемым минимальным значением  $m$  является такое его значение, при котором ширина изображения следа равна ширине наиболее тонкой линии, воспроизводимой на плёнке. Для очень чувствительных эмульсий эта величина имеет порядок 20 м.

Ширина изображения следа может быть принята равной сумме ширины  $\epsilon$  дифракционной картины, получающейся от линейного источника и ширины  $D$  геометрического изображения следа.

Для первой из этих величин мы имеем:

$$\epsilon = \frac{2v\lambda}{a} = 2\lambda (1+m)/A, \quad (\text{III, 8})$$

---

\*) Rayleigh, Collected papers (Cambr. Univer. Press, England, 1920), т. I, стр. 415.

и для второй  $mD_0$ , где  $D_0$  — ширина следа. Таким образом полная ширина изображения следа  $\Delta$  равна:

$$\Delta = mD_0 + 2\frac{\lambda}{A}(1+m) = m[D_0 + (2\lambda\delta u)^{1/2}], \quad (\text{III}, 9)$$

где для  $A$  использовано его критическое значение (III,6). Беря  $D_0 = 0,1$  мм,  $\lambda = 4,4 \cdot 10^{-5}$  см и  $\delta u = 5$  см, получаем  $\Delta = m \cdot 310$  м. Для плёнки Kodak Super-XX  $\Delta$  равно примерно 20, поэтому наименьшим используемым значением  $m$  будет  $m \geq 20/310 = 1/15,5$ . Если вместо  $m = 1/12$  взять эту величину, то в результате мы получим либо увеличение глубины фокуса (III,5), либо увеличение освещённости изображения (III,2). Как правило, рекомендуется применять плёнку наибольшей чувствительности, что позволяет, используя малые  $A$ , повысить глубину фокуса и увеличить тем самым число следов, наблюдаемых при одном расширении камеры. При работе с камерами пониженного давления, в которых, вследствие меньшей удельной ионизации, следы получаются слабее, преимущество малых увеличений предпочтительнее использовать не для увеличения глубины фокуса, а для повышения освещённости изображения. При отклонении величины относительного отверстия от критического значения как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения, ширина изображения увеличивается [Блеккетт (1929, 6)]. В первом случае это происходит из-за несовершенства фокусирующего действия объектива, во втором — вследствие увеличения дифракционного кружка (кружка Эри). Поэтому выгодно использовать критическое значение величины относительного отверстия.

Сейчас мы рассмотрим именно те методы повышения  $I_s$ , которые можно осуществить только за счёт увеличения  $I$ , оставляя все остальные условия неизменными. Поскольку увеличение  $I$  не влияет на глубину фокуса, желательно получить максимально возможное  $I$  при минимальной затрате энергии. Применяя сильное освещение следов, можно сделать  $I_s$  большим, чем это требуется для нормальной экспозиции, и затем, диафрагмируя объектив, увеличить глубину фокуса. Это увеличит производительность камеры и вместе с тем повысит качество изображения.

Для освещения камеры Блеккетт (1934) использовал искровой разряд конденсаторов в кварцевой ртутной лампе. Позднее он перешёл на освещение капиллярной ртутной трубкой, включая её непосредственно во вторичную обмотку 8000-вольтового трансформатора. Через первичную обмотку в течение короткого промежутка времени (от 0,02 до 0,05 сек.) пропускался ток порядка 100—200 ампер от сети 220 вольт. Получавшаяся вспышка давала освещение, вполне достаточное для фотографирования отдельных капелек под прямым углом к направлению освещения.

Крен (1937) использовал для освещения 1000-ваттные (110 вольт) проекционные лампы «Мазда», снабжённые параболическими зеркалами. В момент фотографирования напряжение на лампе повышалось до 220 вольт. Такое освещение оказалось достаточным для получения

снимков на плёнке Super-X при экспозиции 0,2 сек. и светосиле объектива  $f:1,9$ .

Следы заряженных частиц становятся видимыми благодаря рассеянию каплями света, которым они освещаются. Вебб экспериментально установил (1935), что интенсивность света, рассеянного каплями, быстро возрастает с уменьшением угла рассеяния (см. рис. 12). Под углом  $20^\circ$  к направлению освещающего пучка капли воды рассеивают свет примерно в 100 раз сильнее, чем под углом  $90^\circ$ ; капли, образующиеся в смеси воды и спирта (взятых в равных количествах), дают для тех же углов более, чем пятидесятикратное отношение интенсивностей рассеянного света. Из приведённых цифр ясно, что наклон оси объектива фотоаппарата к направлению освещения может значительно повысить яркость изображения. При работе с камерами малой глубины такая возможность отпадает, поэтому фотографирование приходится производить под прямым углом к направлению освещения, что требует сильных источников света. Однако глубокие камеры допускают косое освещение и, следовательно, в этом случае возможно фотографирование следов с направлений, образующих с направлением освещения углы, меньшие  $90^\circ$ .

Вильямс и Террокс ещё в 1930 г. работали с глубокой камерой. Поэтому они могли, сохраняя ось объектива фотоаппарата параллельной магнитному полю, уменьшить угол между нею и направлением освещения. В их установке всего лишь 8—10 100-ваттных ламп, снабжённых конденсаторами, и включаемых на короткий момент в сеть 220 вольт, давали достаточное освещение камеры 30 см глубиной и 30 см в диаметре.

## § 2. Фотографирование

Исследования ядерных процессов и космических лучей с помощью камеры Вильсона требуют разработки такого метода фотографирования, который позволял бы определять пробег, кривизну и углы между направлениями вылета различных частиц при положении следов этих частиц в любых плоскостях. Для этого необходимо, чтобы один и тот

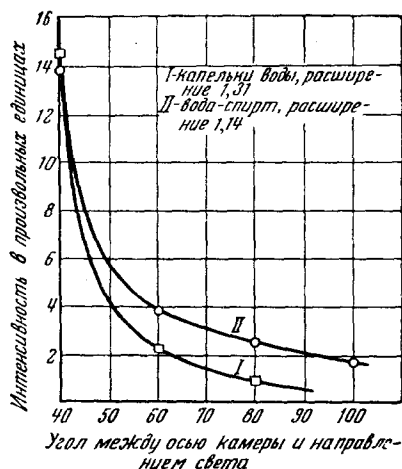


Рис. 12. Интенсивность света, рассеиваемого каплями под различными углами к направлению освещающего пучка.

же след фотографировался с двух различных направлений. Один из используемых для этой цели методов, получивший широкое распространение, описан Шимизу (1921). В этом методе фотографирование производится с двух взаимно перпендикулярных направлений при помощи зеркал  $B_1$  и  $B_2$  (см. рис. 13), расположенных под прямым

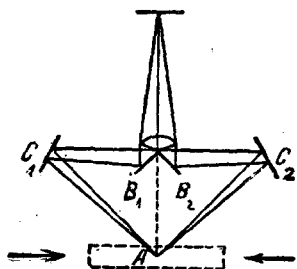


Рис. 13. Стереоскопическое фотографирование одним объективом.

углом друг к другу и углом  $45^\circ$  к плоскости камеры  $A$  и зеркал  $C_1$  и  $C_2$ . Снимок делается одним объективом и на одну и ту же плёнку. Полученные таким способом два изображения позволяют вычислить углы вылета частиц и истинную длину их пробега в камере [Блеккетт (1922) и (1923)]. На первый взгляд этот метод представляется выгодным, так как позволяет значительно сократить расход плёнки. Однако, вследствие того, что плоскости объекта образуют прямой угол, хорошо сфокусировать можно только небольшую часть камеры, что существенно

снижает число следов, регистрируемых за одно расширение.

Для устранения указанного недостатка Блеккеттом (1929, б) предложен более совершенный способ, основанный на применении двух объективов. В целях облегчения вычислений и повышения точности определения углов, фотографирование производится на две взаимно перпендикулярные плоскости  $P$  и  $P'$ , как это изображено на рис. 14. Объективы  $L$  и  $L'$  при этом устанавливаются под таким углом к плоскости камеры Вильсона, чтобы эта плоскость оказалась сопряжённой с плоскостями  $P$  и  $P'$ . Это имеет место в том случае, когда главная плоскость каждого из объективов проходит через линию пересечения плоскости камеры Вильсона с соответствующей плоскостью изображения\*).

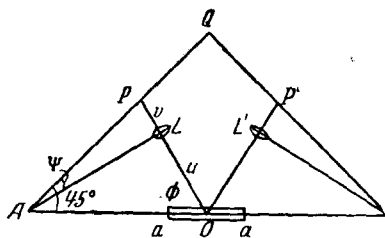


Рис. 14. Стереоскопическое фотографирование двумя объективами.

Фотографирование по этому методу позволяет получить довольно чёткие снимки всей камеры. Так как оптические оси объективов, проходящие через центр камеры Вильсона, образуют с нормалью к соответствующей плоскости изображения небольшой угол, увеличение в разных частях изображения получается неодинаковым. Однако этот недостаток может быть обойдён применением специального метода анализа следов, к описанию которого мы переходим.

\*) K. Glazebrooke, Dictionary of Applied Physics (Mac-Millan and Company, London, 1927), т. IV, стр. 400.

Идея метода очень проста и состоит в том, что проявленный негатив снимка с помощью того же фотоаппарата, которым он снят, репроецируется обратно в плоскость объекта [Вильямс и Терроке (1930), Куртисс (1930)]. При этом существенно, чтобы негатив был помещён в фотоаппарат в точно такое же положение, какое он занимал при фотографировании. Снимок проектируется затем на тонкий полупрозрачный белый экран, поступательным и вращательным движением которого оба изображения следа приводятся к совмещению. Таким образом получается точная геометрическая репродукция следа в той плоскости, в которой он образовался, и линейные искажения автоматически исправляются. Так как применяется тот же фотоаппарат и так как положение негатива в нём такое же, как при фотографировании, этот способ исключает также и другие ошибки, могущие возникнуть вследствие плохой сборки различных частей фотоаппарата. Заменяя белый экран фотобумагой, можно получить фотографию следа в его натуральном виде. Метод обработки стереоскопических снимков следов был предложен также Грошевым и др. (1936).

На практике оба объектива обычно монтируются на одном каркасе так, что фотоаппарат можно перемещать целиком без боязни изменения относительного расположения его частей. Аппараты подобного типа, приспособленные для просмотра стереоскопических снимков, описаны Куртиссом (1930) и Джонсом и Руарком (1940). Чтобы облегчить точную установку негатива в положение, которое он занимал при экспозиции, плёнка при фотографировании пробивается специальным штифтом, который жёстко связан с фотоаппаратом и управляется двумя электромагнитами. Тогда установка негатива в фотоаппарат сводится к достаточно плавному протягиванию плёнки до тех пор, пока штифт не заскочит в выбитое им ранее отверстие. Опыт показывает, что хотя стереоскопическое фотографирование, выполняемое двумя объективами, требует затраты двойного количества плёнки, тем не менее оно выгоднее фотографирования (также стереоскопического) одним объективом, так как даёт в 4—5 раз большее число следов, причём все следы хорошо сфокусированы.

Разумеется, что в тех случаях, когда необходимо только установить, происходит ли внутри камеры тот или иной редкий процесс (напр. образование дельта-ливней), можно ограничиться съёмкой одним объективом (не стереоскопической), располагая его главную плоскость параллельно плоскости камеры.

### § 3. Резкость следов

При прохождении через газ быстрая ионизирующая частица создаёт равные количества положительных и отрицательных ионов, образующих узкую колонку, окружающую её путь. Если не учитывать рекомбинации и влияния электрического поля, рассасывание ионов будет происходить только вследствие диффузии, и их распределение

через время  $\tau$  будет определяться формулой

$$n(r) = \frac{N_0}{4\pi D\tau} e^{-\frac{r^2}{4D\tau}}, \quad (\text{III}, 10)$$

где  $r$  — расстояние от следа,  $N_0$  — полное число ионов на сантиметр длины следа,  $D$  — коэффициент диффузии ионов.

Предположим, что пересыщение создаётся через время  $\tau$  после прохождения заряженной частицы. Как только оно произошло, ионы покрываются водою, образуя капельки, и их подвижность падает до нуля. Снятая в этот момент фотография отобразит проекции ионов на плоскость плёнки в момент времени  $\tau$ . Введём прямоугольную систему координат, в которой ось  $OZ$  совпадает с направлением следа, ось  $OX$  лежит в плоскости фотопластинки и за ось  $OY$  принято направление наблюдения. Тогда распределение  $\rho(x)$  плотности изображений ионов (капелек) вдоль оси  $x$  (т. е. по ширине следа) получится интегрированием по  $y$  величины  $n(r)$  в пределах от  $-\infty$  до  $+\infty$ :

$$\rho(x) = \frac{N_0}{4\pi D\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-[(x^2+y^2)/4D\tau]} dy = \frac{N_0}{(4\pi D\tau)^{1/2}} \cdot e^{-x^2/4D\tau}. \quad (\text{III}, 11)$$

Из этого выражения видно, что  $\rho(x)$  убывает от центра следа к его периферии, поэтому удобно определить ширину следа, как ширину  $x_1$ , полосы, в пределах которой содержится 90% изображений капелек. Величину  $x_1$  можно определить из равенства

$$\frac{\frac{N_0}{(4\pi D\tau)^{1/2}} \int_0^{x_1} e^{-x^2/4D\tau} dx}{\frac{N_0}{(4\pi D\tau)^{1/2}} \int_0^{\infty} e^{-x^2/4D\tau} dx} = 0,9,$$

которое даёт

$$x_1 = 4,68 (D\tau)^{1/2}. \quad (\text{III}, 12)$$

В воздухе при нормальных условиях среднее значение  $D$  для положительных и отрицательных ионов равно  $0,034 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$  \*), так что  $x_1 = 0,86 \tau^{1/2}$ . Следовательно, если след имеет толщину 1 мм, соответствующее ему  $\tau$  равно примерно 1/70 сек.

В управляемой камере, после того как одновременный разряд в счётчиках вызвал срабатывание спускового механизма, некоторое время затрачивается на движение поршня. Положим, что это время, составляющее часть  $\tau$ , равно  $a\tau$  ( $a < 1$ ). Расстояние  $d$ , проходимое порш-

\*) J. J. Tomson, Conduction of Electricity through Gases (Cambridge University Press, England, 1928), т. I, стр. 77.

нем за это время, равно

$$d = \frac{1}{2} (SP/m) \cdot (\alpha\tau)^2, \quad (\text{III}, 13)$$

где  $S$  — площадь поршня,  $P$  — разность давлений на его сторонах,  $m$  — масса и  $SP/m$  — ускорение поршня. Коэффициент диффузии  $D$  обратно пропорционален давлению, так что можно положить  $D = \frac{k}{p}$ , где  $p$  — плотность газа в камере. Исключая  $D$  и  $\tau$  из уравнения (III, 12), получаем:

$$x_1 = 5,5 \left( \frac{k}{p} \right)^{1/2} \left( \frac{d \cdot m}{SPa^2} \right)^{1/4}. \quad (\text{III}, 14)$$

Эта формула показывает, что для получения резких следов необходимо:

1) применять для наполнения камеры газ и смесь паров, позволяющих работать при минимальных расширениях (малое  $d$ ),

2) изготавливать поршень камеры максимально лёгким,

3) работать при возможно больших давлениях.

В табл. XI вычисленные значения  $x_1$  сопоставляются с значениями, найденными из опыта (Блеккетт (1934)).

Таблица XI  
Вычисленные и найденные из опыта значения  $x_1$

Газ	$D$ (при нормальных условиях)	$D$ (при давлении 1,48 ат)	$x_1$ вычислен. (в мм)	$x_1$ эксперимент. (в мм)
O <sub>2</sub>	0,032	0,022	0,71	0,85
H <sub>2</sub>	0,135	0,092	1,42	1,78

При вычислениях величина  $\alpha$  принята равной единице. Принимая во внимание трудности, связанные с экспериментальным определением величины  $x_1$ , следует признать, что данные четвертого и пятого столбцов приведённой таблицы согласуются достаточно хорошо.

#### § 4. Искажения следов

Искажения изображений следов могут быть вызваны следующими причинами: а) несовершенством оптической системы, б) преломлением в верхнем стекле камеры и в) завихрениями внутри камеры.

а) Искажения, производимые оптической системой. Эти искажения связаны с необходимостью применения объективов с большим относительным отверстием. Применение таких объективов вызывается, во-первых, стремлением повысить освещённость изобра-



жения и, во-вторых, в тех случаях, когда фотографирование производится через отверстие полюса электромагнита, — желанием получить следы большей длины. Даже самые высококачественные объективы дают искажения, которые могут быть положительными в одних случаях и отрицательными в других. Следовательно, если не принимать во внимание этих искажений, след отрицательной частицы очень высокой энергии, получивший некоторое смещение, может быть приписан положительной частице примерно той же энергии.

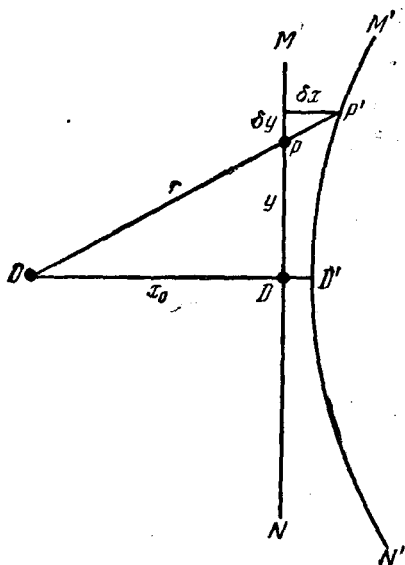


Рис. 15. Искажение линейного объекта, производимое объективом.

ки пространства объекта и  $P'(x_0 + \delta x, y_0 + \delta y)$  — фактически получаемое. Тогда

$$\delta x = x_0 \frac{\delta r}{r}. \quad (\text{III}, 15)$$

Величина  $\delta r$ , представляющая смещение истинного изображения  $P$ , происходящее вследствие искажения, может быть представлена в виде ряда нечётных степеней расстояния  $r$  от точки  $P$  до точки  $O^*$ ), т. е.:

$$\delta r = a_1 r^3 + a_2 r^5 + \dots, \quad (\text{III}, 16)$$

и следовательно,

$$\delta x = x_0 (a_1 r^2 + a_2 r^4) = A + B y^2 + C y^4, \quad (\text{III}, 17)$$

где  $A = a_1 x_0^3 + a_2 x_0^5$ ,  $B = a x_0 + 2 a_2 x_0^3$ ,  $C = a_2 x_0$ . Полагая  $y = 0$ , мы получаем  $DD' = \delta x = A$ .

\*) R. Glazebrooke, Dictionary of Applied Physics (Mac Millan and Company, London, 1927), т. 4, стр. 403.

Для определения координаты  $x$  точки  $P$  относительно прямой, проведённой через  $D'$  параллельно  $MN$ , мы можем написать уравнение кривой  $M'D'N'$ :

$$x = By^2 + Cy^4 = (a_1x_0 + 2a_2x_0^3)y^2 + a_2x_0y^4, \quad (\text{III}, 18)$$

откуда при  $a_2 = 0$ :

$$x = a_1x_0y^2. \quad (\text{III}, 19)$$

Кривизна параболическая, линейно возрастающая с увеличением расстояния  $x_0$  от оси. Она будет положительной или отрицательной в зависимости от того, положителен или отрицателен знак при  $a_1$ . Аппроксимируя кривую дугою окружности, получим  $\sigma = 2x/y^2 = 2a_1x_0$ , где  $\sigma$  — кривизна. При  $a_1 \neq 0$  искажённая кривая может быть аппроксимирована дугою окружности только для малых значений  $y$  вблизи точки  $D'$ . В этом случае мы можем написать:

$$x \approx (a_1x_0 + 2a_2x_0^3)y^2 \quad (\text{III}, 20)$$

и

$$\sigma_{\text{центр}} = 2a_1x_0 + 4a_2x_0^3. \quad (\text{III}, 21)$$

Следовательно, когда знаки  $a_1$  и  $a_2$  одинаковы, кривизна в точке  $D'$  имеет минимум и возрастает при удалении от этой точки вдоль следа.

Если  $a_1$  и  $a_2$  противоположных знаков, — кривизна в  $D'$  максимальна. По направлению к концу следа она уменьшается и даже может изменить знак.

Как это видно из рис. 16, вычисленная этим способом кривизна, порождаемая искажением, хорошо согласуется с её значениями, найденными из эксперимента [Блеккетт и Броде (1936)].

Экспериментальное определение искажения, вносимого объективом, производится фотографированием параллельных проволочек и последующим измерением кривизны их изображения. Так как ось объектива параллельна магнитному полю, полная кривизна следа на фотопластинке складывается из истинной его кривизны и кривизны, возникающей из-за искажения объективом. Вычитая эту последнюю из полной кривизны, можно получить истинную кривизну следа.

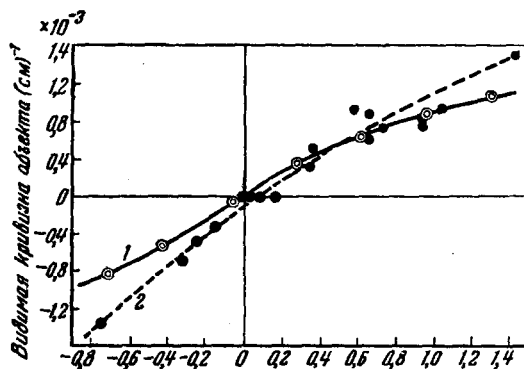


Рис. 16. Искажения, вычисленные и найденные экспериментально.

Рассмотренное выше искажение может быть сведено к минимуму, если использовать специально изготовленный объектив, рассчитанный на работу в сочетании с применяемым верхним стеклом камеры.

б) Искажения, вызываемые верхним стеклом (крышкой) камеры. Параллельная пластинка толщины  $t$  с показателем преломления  $n$ , расположенная под прямым углом к оси объектива между предметом и объективом, смещает луч, образующий с осью угол  $\theta$ , на величину  $\delta\theta$ , равную:

$$\delta\theta = \frac{t}{u} \sin \theta \{1 - \cos \theta (n^2 - \sin^2 \theta)^{-1/2}\}, \quad (\text{III}, 22)$$

где  $u$  — расстояние объекта. Вследствие этого изображение смещается на величину  $\delta r$ , которая, как можно показать, даётся выражением

$$\delta r = A_0 r + A_1 r^3, \quad (\text{III}, 23)$$

где

$$A_0 = \frac{t}{u} \left(1 - \frac{1}{n}\right), \quad A_1 = \frac{t}{2uv^2} \left(1 - \frac{1}{n^3}\right),$$

и  $v$  — расстояние изображения. Можно показать также, что кривизна  $\sigma$  в изображении прямой линии, обусловленная действием стеклянной пластинки, будет равна  $\sigma = 2A_1 x_0$ , где  $x_0$  — расстояние от центра пластинки до точки, в которой получилось бы изображение в отсутствии искажения. Пластика вносит положительное искажение, поэтому объектив, специально изготавливаемый для получения снимков, свободных от искажений, должен быть согласован с применяемым верхним стеклом камеры. Имеется, следовательно, возможность небольшое отрицательное искажение объектива компенсировать подбором верхнего стекла камеры.

Искажение, вносимое стеклянной крышкой, определяется посредством измерения кривизны изображения прямой проволоки, сфотографированной один раз без стекла и второй раз со стеклом между нею и фотоаппаратом.

в) Искажения вследствие завихрений внутри камеры. В камере Вильсона, управляемой счётчиками, промежуток времени между прохождением частицы и моментом её фотографирования составляет около  $10^{-2}$  сек. За этот промежуток времени происходит расширение газа в камере, и всякие ненормальности этого процесса могут привести к искажению следов. Опыт показывает, что помещение над резиновой диафрагмой медной сетки или перфорированной пластинки, покрытой бархатом, смоченным смесью спирта с водой, значительно снижает турбулентное движение газа во время и после расширения. Следы могут быть также искажены, если в камере перед расширением имеется конвекционный ток газа. После каждого расширения газ в камере нагревается, причём это нагревание раньше всего происходит вблизи стенок. Вследствие этого образуются кон-

векционные потоки, вызывающие быстрое опускание масс более холодного воздуха в центральной части камеры. В вертикальных камерах эти потоки значительно сильнее, чем в горизонтальных. Силы, порождающие движение газа, растут со временем, как  $t^3$ , поэтому необходимо производить фотографирование сразу же после расширения. Падение капелек также приводит к искажению следов, так что через 0,25 сек. по окончании расширения практически невозможно сфотографировать следы, не имеющие искажений. Другой вид искажений связан с возникновением внутри камеры вихревых движений, причина возникновения которых точно ещё не установлена.

Искажения в камере увеличиваются не только с увеличением расстояния от оси объектива, но и с увеличением наклона следов к вертикали. Поэтому для получения хороших результатов направление следов должно быть насколько возможно близким к вертикали. Искажения увеличиваются с повышением температуры. Чтобы избавиться от искажений, связанных с изменением комнатной температуры, металлический каркас камеры полезно охлаждать проточной водой. [Блеккетт и Вильсон (1937), (1938).] Лучшие результаты можно получить, помещая камеру в теплоизолирующую коробку из фибрового картона, предусмотрев в ней отверстия для полюсов магнита. Освещение в этом случае производится через толстое стеклянное окошко, вделанное с одной стороны коробки. Опыт показывает, что температура внутри коробки не должна отличаться более чем на один градус от температуры магнита. Эти условия создаются тем, что температура комнаты поддерживается близкой к температуре магнита. Небольшое количество воды, охлаждающей дно камеры, поддерживает влажность стенок, способствуя сохранению стабильности термических условий внутри камеры. Следует избегать затраты больших мощностей на питание магнита, так как в этом случае кривизна следов хотя и возрастает, однако одновременно увеличиваются и искажения ввиду менее благоприятных условий, возникающих вследствие нагревания магнита.

Описанные мероприятия могут значительно уменьшить искажения следов в камере даже и в том случае, когда внутри камеры помещаются металлические пластинки. Полная кривизна, обусловленная всеми видами искажений, происходящих внутри камеры, может быть определена измерением кривизны следов, снятых в отсутствии магнитного поля (см. IV, § 4).

## § 5. Время чувствительности камеры Вильсона

После того как произошло расширение, газ в камере постепенно нагревается, пересыщение уменьшается, и через некоторое время конденсация на ионах прекращается. Время чувствительности камеры может быть определено как промежуток времени, в течение которого пересыщение остаётся достаточным для того, чтобы происходила

конденсация на ионах вдоль следа ионизирующей частицы. [Вильямс (1939,а).] Экспериментальная оценка этого времени может быть сделана путём наблюдения образования следов радиоактивными источниками, открываемыми через различные промежутки времени после расширения. Величина расширения должна быть при этом максимальной, но такой, чтобы не происходило образования тумана.

Время чувствительности камеры определялось Хазеном (1942), применявшим для этой цели различные методы. В одном из этих методов радиоактивный источник, содержащий  $\text{Cl}$ , быстро передвигался внутри камеры во время расширения и после него. Последовательные положения источника (а следовательно, и следов частиц, которые он испускает) фотографировались затем при помощи периодического освещения на одну и ту же фотопластинку. Полученные этим способом фотографии позволяют найти время чувствительности камеры как промежуток времени после расширения, в течение которого ещё образуются следы определённой плотности.

Рассмотрим физические процессы, происходящие в камере после расширения. Непосредственно после расширения газ в камере имеет температуру  $T_2$ , более низкую, чем температура  $T_1$  окружающих стенок. Вследствие того, что теплоёмкость и теплопроводность стенок выше, чем у газа, температура их практически всё время остаётся неизменной и равной  $T_1$ . Поэтому прилегающий к стенкам газ нагревается. Наибольшее нагревание имеет место непосредственно у стенок, уменьшаясь по мере удаления от них. Вследствие этого нагревания прилегающий к стенкам слой газа расширяется и, сжимая внутреннюю массу газа, повышает её температуру. Проблема, с которой мы здесь сталкиваемся, аналогична классической задаче о переносе тепла во внутренних слоях земли, рассмотренной лордом Кельвином, решение которой можно найти во всех основных руководствах по теплоте \*). Температура  $T_x$ , устанавливающаяся через время  $t$  на расстоянии  $x$  от пограничного слоя, даётся следующим выражением:

$$T_x = T_1 - (T_1 - T_2) \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^{\xi} e^{-\xi^2} d\xi, \quad (\text{III}, 24)$$

где  $\xi = x/2h^2$ ,  $h^2 = K/c\rho$ ,  $K$  — теплопроводность,  $c$  — удельная теплоёмкость,  $\rho$  — плотность,  $h^2$  — коэффициент диффузии.

Приращение объёма слоя заданной толщины  $dx$  равно  $S dx \Delta T/T_2$ , где  $\Delta T = T_x - T_2$ . Следовательно,

$$d\Delta V = \frac{S\Delta T}{T_2} dx = \frac{S(T_1 - T_2)}{T_2} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^{\xi} e^{-\xi^2} d\xi \right\} dx.$$

\*) M. N. Saha and B. N. Svivastava, Treatise on Heat (Indian Press, Allahabad, India, 1935).

Полное изменение объема получим интегрированием этого выражения по  $x$  в пределах от 0 до  $\infty$ , т. е.

$$\Delta V = \frac{S(T_1 - T_2)}{T_2} 2ht^{1/2} \int_0^\infty \left\{ 1 - \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^y e^{-\xi^2} d\xi \right\} dx = \\ = 1,14 \frac{S(T_1 - T_2)}{T_2} ht^{1/2}. \quad (\text{III}, 25)$$

Расширение граничного слоя стремится сжать основной объем газа  $V$ . Происходящее вследствие этого повышение температуры  $\Delta T$  дается следующей формулой:

$$\Delta T = (k - 1) \frac{\Delta V}{V} T_2 = 1,14 \frac{S}{V} (T_1 - T_2) ht^{1/2} (k - 1). \quad (\text{III}, 26)$$

Обозначая через  $\Delta T_s$  то повышение температуры, после которого камера становится нечувствительной, мы получим:

$$t_s = \left( \frac{\Delta T_s}{T_1 - T_2} \right)^2 \cdot \left( \frac{V}{S} \right)^2 \cdot \left( \frac{\rho c}{K} \right) \cdot \left( \frac{1}{k - 1} \right)^2 \cdot \left( \frac{1}{1,14} \right)^2. \quad (\text{III}, 27)$$

Нам остаётся найти величину  $\Delta T_s$ . Предположим, что  $1 + \varepsilon$  есть то расширение, при котором следы только начинают появляться и  $1 + \varepsilon + \Delta \varepsilon$  — максимально допустимое расширение, при котором туман ещё не появляется. Так как далее

$$\frac{T_2}{T_1} = (1 + \varepsilon)^{-(k-1)},$$

то, логарифмируя, приближённо получим:

$$(T_2 - T_1)/T_1 = -(k - 1) \varepsilon = T/T_1, \quad (\text{III}, 28)$$

где  $T$  — разность температур. Следовательно, мы имеем:

$$\Delta T/T = \Delta \varepsilon/\varepsilon, \quad (\text{III}, 29)$$

и, подставляя это значение в (III, 27):

$$t_s = \left( \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 \cdot \left( \frac{V}{S} \right)^2 \cdot \left( \frac{\rho c}{K} \right) \cdot \left( \frac{1}{k - 1} \right)^2 \cdot 0,77. \quad (\text{III}, 30)$$

Полученное выражение показывает, что время чувствительности камеры возрастает пропорционально следующим величинам:

- 1) плотности газа  $\rho$ ,
- 2) квадрату отношения объема камеры к её поверхности  $(V/S)^2$ ,
- 3) квадрату величины  $\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}$ .

Первый из этих выводов находится в согласии с наблюдениями Жолио (1934), который нашёл, что при изменении давления от  $P = 40$  до  $P = 76$  см Hg величина  $t_s$  меняется вместе с  $P$ . Однако при очень низких давлениях  $t_s$  уменьшается медленнее, что, повиди-

тому, объясняется, с одной стороны, увеличением  $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ , происходящим вследствие возрастания отношения давления паров к давлению газа и, с другой стороны, быстрым уменьшением  $k$ , связанным с понижением полного давления (см. I, § 16).

Второй вывод подтверждается сопоставлением величин  $t_s$ , полученных для разных камер. Вильямс (1939, б) произвёл измерения времени чувствительности двух камер, из которых одна имела диаметр 16 см и глубину 4 см ( $V/S \approx 1,3$  см) и вторая диаметр 30 см и глубину 30 см ( $V/S \approx 4$  см). Время чувствительности у второй из этих камер должно быть, следовательно, в 10 раз большим, чем у первой. Результаты опыта показали, что у первой камеры  $t_s \approx 0,05$  сек. и у второй  $t_s \approx 0,4$  сек. Измерения Хазена, выполненные с двумя камерами, у которых величина  $(V/S)^2$  отличалась вдвое, дали значения  $t_s$ , относящиеся как 1,7:1,0.

Экспериментальное подтверждение третьего вывода, что  $t_s$  меняется как  $(\Delta\varepsilon/\varepsilon)^2$ , дано Хазеном (1942). В данном случае требуется, однако, предварительное определение величины  $\Delta\varepsilon$ . Для этого можно приближённо положить:

$$\left. \begin{aligned} T &= T_1 - T_2 = -T_1(k-1)\varepsilon \approx 100\varepsilon \\ \Delta\varepsilon &= (\varepsilon/T)\Delta T = 0,01\Delta T. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III}, 31)$$

и тогда

Если принять, что  $\Delta\varepsilon$  имеет постоянное значение  $\approx 0,03$ , то  $t_s \sim \frac{1}{\varepsilon^2}$ . Полученный Хазеном график (см. фиг. 4 его работы) показывает, что до  $\varepsilon = 0,26$  формула (III, 30) хорошо согласуется с экспериментом. Однако при  $\varepsilon$ , большем указанной величины,  $t_s$ , достигнув максимума, начинает убывать. Причиной этого может быть появление тумана при  $\varepsilon \geq 0,26$ . Появление большого числа капелек тумана снижает влажность и, кроме того, вызывает нагревание, вследствие чего формула Вильямса становится неприменимой. Однако пока конденсация происходит только на ионах, формула (III, 30) правильно определяет время чувствительности камеры.

Изменения давления после адиабатического расширения. Рассмотрим теперь, как изменяется давление внутри камеры после расширения. Если расширение происходит достаточно быстро, то вызываемое им понижение давления определяется уравнением адиабаты. По достижении минимума, имеющего место непосредственно после расширения, давление, вследствие притока тепла от стенок камеры, начинает повышаться. Если  $P$  — давление газа, то

$$\Delta P/P = -k(\Delta V/V).$$

Подставляя сюда значение  $\Delta V$  из (III, 25), получим:

$$\Delta P = -(kP/V)\Delta V = -1,14k(PS/V)[(T_1 - T_2)/T_2]ht^{1/2}. \quad (\text{III}, 32)$$

Следовательно,  $\Delta P$  возрастает как  $t^{1/2}$ .

Указанный вывод проверен опытами Хазена. В этих опытах давление внутри камеры измерялось анероидом, показания стрелки которого регистрировались фотографически.

Результаты Хазена показывают, что для небольшого промежутка времени, следующего непосредственно за расширением, формула (III, 32) справедлива.

При малой скорости расширения необходимо принять во внимание приток тепла в течение конечного времени расширения. Указанный приток тепла может быть компенсирован дополнительным расширением. Уравнение (III, 31) показывает, что каждый градус повышения температуры требует увеличения расширения на один процент.

### § 6. Магниты для работы с камерой Вильсона

Наблюдение космических лучей в камере Вильсона, помещённой между полюсами электромагнита, привело Андерсона (1932) к открытию позитрона. Уже один этот факт подчёркивает важность применения магнитного поля при исследованиях с камерой Вильсона. Помимо возможности определения знака заряженных частиц, магнитное поле позволяет также измерить их импульс (см. IV, § 2).

Для определения импульса частиц, энергия которых лежит в области  $10^5 - 10^7$  eV, достаточно поле в 1000 эрстед. Кривизна следов в таком поле вполне измерима. Для отклонения же частиц очень высокой энергии — порядка  $10^{10}$  eV — даже поле в 20 000 эрстед является недостаточным. Очевидно, что величина магнитного поля должна выбираться такой, при которой производимое полем искривление следов было бы не столь сильным, чтобы частица делала несколько оборотов, и в то же время не столь слабым, чтобы частица прошла почти неотклонённой. Здесь мы остановимся, главным образом, на методах получения магнитных полей, применяемых при изучении космических лучей. Подобные же методы получения магнитного поля можно применять и при исследованиях с альфа- и бета-частицами. Замечание о правильном выборе величины поля сохраняет свою силу и в этом случае.

Определения энергии космических лучей по кривизне их следов в сильном магнитном поле были сделаны Кунце (1933, а), (1933, б), Андерсоном (1933), Блеккеттом (1936), (1937), Блеккеттом и Броде (1936), Джонсом и Юзом (1940) и Джонсом (1939). Измерения в менее сильных полях производил Вильямс (1939, б). Данные о типах магнитов, использованных разными авторами, и о величине полей, которые они получали, приводятся в таблице XII.

Из таблицы видно, что до Блеккетта применялись неправильно сконструированные магниты. Это приводило не только к чрезмерно большой затрате мощности без соответствующего увеличения магнитного поля, но и повышало трудности охлаждения. В случае неуправляемой камеры, где магнитное поле включается за несколько



секунд до расширения, с подобной затратой энергии можно ещё мириться. Однако для камеры, управляемой счётчиками, когда магнитное поле должно быть всё время включено, необходима правильная конструкция магнита.

Т а б л и ц а X II

Данные о магнитах для исследований с камерой Вильсона

Автор	Тип магнита	Вес катушки	Используемая мощность	Величина поля	Размер камеры
Кунце (1933)	Соленоид, охлаждаемый водой	Меди 1100 кг	500 квт	18 400 эрстед	16,4 см в диаметре
Андерсон (1933)	Тяжёлая охлаждаемая водой катушка с относительно лёгким ярмом	Меди 896 кг, железа 500 кг	440 квт	15 000 эрстед	16 см в диаметре
Блеккетт (1936)	Охлаждаемая водой катушка с тяжёлым ярмом	Меди 3000 кг железа, 8000 кг	25 квт	14 000 эрстед	17 см в диаметре
Джонс и Юз (1940)	Охлаждаемая маслом катушка с сердечником	Меди 1000 кг, стали 9000 кг	От 35 до 125 квт	От 12 400 до 16 000 эрстед	30×4,2 см

Для очень глубокой камеры ( $\sim 30$  см) изготовить магнит, который создавал бы большое поле без значительной затраты мощности, практически невозможно. Поэтому при работе с такими камерами для получения магнитного поля обычно применяются две катушки типа Гельмгольца. Область однородности поля определяется в этих случаях глубиной фокуса объектива, применяемого для фотографирования. Для измерения очень больших энергий используются только мелкие камеры.

Следует заметить, что поле соленоида менее однородно, чем поле, образующееся между плоскими полюсами электромагнита, поэтому и точность в определении энергии будет соответственно меньше.

Так как отклонение происходит под прямым углом к направлению магнитного поля и так как ось объектива должна быть перпендикулярна к пути частицы, в одном полюсе магнита обычно высверливается отверстие, через которое производится фотографирование. При необходимости стереоскопической съёмки фотографирование производится с помощью плоских зеркал, укрепленных на стенках этого отверстия.

#### IV. ФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ, ВЫПОЛНЯЕМЫЕ С ПОМОЩЬЮ КАМЕРЫ ВИЛЬСОНА

##### § 1. Удельная ионизация

Термин «удельная ионизация» означает число пар ионов, образующихся на единице длины следа заряженной частицы при прохождении её через среду. Согласно Блоху (1933, а), (1933, б) удельная ионизация прямо пропорциональна квадрату заряда и в широкой области обратно пропорциональна квадрату скорости движущейся частицы [см. (V, 1), приложение 3]. Что касается среды, то удельная ионизация прямо пропорциональна числу электронов в кубическом сантиметре вещества. Следовательно, в среде, состоящей из тяжёлых молекул, например молекул ксенона, ионизация будет выше, чем в среде, образованной лёгкими молекулами. При одинаковом заряде и в одной и той же среде удельная ионизация возрастает с уменьшением скорости частицы.

Энергия, передаваемая падающей частицей электронам, может значительно превосходить величину ионизационного потенциала электронов различных оболочек атомов среды. Поэтому электроны, выбитые падающей частицей, так называемые первичные электроны, могут в свою очередь произвести ионизацию. Этот процесс вторичной ионизации продолжается всё время, пока энергия электронов остаётся большей ионизационного потенциала наружной оболочки атомов. Наиболее быстрые из выбитых электронов наблюдаются на некоторых следах в виде ответвлений от основного пути частицы.

Удельная ионизация заряженной частицы может быть определена различными методами, в частности при помощи ионизационной камеры, счётчиками Гейгера-Мюллера и т. д. Однако метод камеры Вильсона является единственным, который позволяет первичную и общую ионизацию измерить в отдельности. Когда заряженная частица проходит через камеру сразу же после расширения, конденсация на ионах происходит до того, как они успеют диффундировать от места их возникновения. В этих условиях ширина следа определяется выражением  $x_1 = 4,68 (Dt)^{1/2}$ . Первичная ионизация, при которой выбитые электроны обладают энергией, достаточной для образования, скажем, 20 вторичных электронов, проявляется на снимке в виде жирной точки (сгустка). Измерение удельной первичной ионизации сводится, следовательно, к подсчёту числа сгустков и разветвлений, образующихся на единице длины главного следа; для указанных измерений должны выбираться чёткие и неразмытые следы. В тех случаях, когда для отклонения частиц применяется магнитное поле, удельная первичная ионизация может быть получена как функция  $H\rho$  или импульса частиц.

Если ионизирующая частица проходит через камеру незадолго до расширения, ионы вследствие диффузии успеют разойтись и вместо

жирной капельки на снимке получится группа отдельных ионов. Рассасывание капелек будет зависеть при этом от запаздывания, т. е. от величины промежутка времени между прохождением частицы и моментом расширения.

Для заданного времени запаздывания рассасывание сгустков будет зависеть от природы газа, меняясь как  $D^{1/2}$ , где  $D$  — коэффициент диффузии ионов в рассматриваемой среде. Если запаздывание слишком мало, первичные ионы не могут быть разрешены на их вторичные компоненты.

С другой стороны, при очень большом запаздывании образовавшиеся ионы успеют далеко уйти от места своего возникновения и вследствие этого смешаются с капелями, образующими фон камеры, который всегда имеется. На практике величина запаздывания подбирается в зависимости от природы используемого газа. При одновременном применении магнитного поля величина запаздывания должна подбираться такой, чтобы ионы полностью разделились, а след был бы не слишком искажен вследствие движения газа, так как в противном случае ошибки в измерении кривизны могут оказаться значительными. Из уравнения (III, 12) мы видим, что для  $O_2$  ( $D \sim 0,022 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$ )  $x \simeq 3,1 \text{ мм}$  при  $\tau \simeq 0,2 \text{ сек.}$ , тогда как для воздуха ( $D \simeq 0,034 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$ )  $x \simeq 3,9 \text{ мм}$  при том же значении  $\tau$ .

Таким образом, при определении полной удельной ионизации, когда существенным является применение метода запаздывания, может быть использована только камера, управляемая счётчиками. Желательная длительность запаздывания устанавливается интервалом времени между моментами совпадения в счётчиках и срабатыванием магнита  $U$  (см. рис. 10).

Величина этого интервала задаётся либо с помощью тиратронной схемы затягивания, либо посредством кулачкового механизма, срабатывающего от счётчиков. Последовательные стадии процесса при расширении, происходящем с запаздыванием около 0,2 сек., таковы: прохождение космической частицы  $t=0,0$ , выключение поля  $t=0,01 \text{ сек.}$ , расширение  $t=0,2 \text{ сек.}$ , включение освещения  $t=0,245 \text{ сек.}$  и, наконец, выключение  $t=0,250 \text{ сек.}$  При такой последовательности событий Броде (1939) измерял «гнёзда», насчитывающие до 250 ионов.

Освещение камер с запаздывающим расширением должно быть более сильным, чем у камер, действующих без запаздывания. В последнем случае ионы сгруппированы плотнее, благодаря чему возможно получение фотографии следа даже тогда, когда рассеивающее действие отдельной капельки мало. Увеличение используемой апертуры повышает освещённость изображения капелек, однако при этом также увеличивается и искажение, производимое оптической системой. Для уменьшения искажений, вызываемых падением капелек, длительность экспозиции следует ограничивать минимальным необходимым временем.

После того как полное число ионов подсчитано, изображение следа проектируется обратно в пространство объекта, где и производится измерение его действительной длины. Средняя удельная ионизация частицы получится делением полного числа ионов на длину следа. Использование фокуса малой глубины (увеличение апертуры) позволяет легко выделить ионы, относящиеся к фону камеры, расположенные в одной проекции со следом, но на других глубинах. Происходящая из-за наличия фона ошибка может быть определена подсчетом плотности капелек на участках, соседних со следом. Абсолютная величина фона камеры уменьшается при переходе к меньшим расширениям.

При фотографировании следов в магнитном поле вероятность рекомбинации положительных и отрицательных ионов значительно уменьшается, так как ионы противоположных зарядов полностью отделяются друг от друга.

## § 2. Импульс и кривизна следов в магнитном поле

Частица, имеющая массу  $M$ , заряд  $Ze$  и импульс  $p$ , движущаяся под прямым углом к магнитному полю  $H$ , описывает траекторию с радиусом кривизны  $\rho$ , удовлетворяющим равенству

$$\left. \begin{aligned} pc &= \frac{M\beta c^2}{(1-\beta^2)^{1/2}} = ZeH\rho, \\ \text{или} \quad (pc)_{\text{ев}} &= 300ZH\rho, \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV}, 1)$$

если величина  $pc$  выражена в электрон-вольтах, а  $H\rho$  в эрстед. см. Таким образом, если известен заряд  $Z$ , импульс частицы может быть получен непосредственно из измерения  $H\rho$ .

Если  $E$ ,  $T$  и  $\beta c$  — соответственно полная энергия, кинетическая энергия и скорость частицы, то уравнения, связывающие  $H\rho$  с этими величинами, будут иметь следующий вид:

$$E = Mc^2 \left\{ 1 + \left( \frac{ZeH\rho}{Mc^2} \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (\text{IV}, 2)$$

$$T = Mc^2 \left[ \left\{ 1 + \left( \frac{ZeH\rho}{Mc^2} \right)^2 \right\}^{1/2} - 1 \right], \quad (\text{IV}, 3)$$

$$\beta = \frac{ZeH\rho}{Mc^2 \left\{ 1 + \left( \frac{ZeH\rho}{Mc^2} \right)^2 \right\}^{1/2}}. \quad (\text{IV}, 4)$$

Если  $T \ll Mc^2$ , мы имеем:

$$T \simeq \frac{(ZeH\rho)^2}{2Mc^2} \quad \text{и} \quad T_{\text{ев}} = 0,088 \frac{m}{M} (ZH\rho)^2; \quad (\text{IV}, 5)$$

$$\beta \simeq \frac{ZeH\rho}{Mc^2} = 5,86 \cdot 10^{-4} \frac{m}{M} ZH\rho. \quad (\text{IV}, 6)$$

При  $T \gg Mc^2$ :

$$\left. \begin{array}{l} \text{или} \\ T = ZeH\rho - Mc^2 \\ T_{ev} \simeq 300 ZeH\rho - (Mc^2)_{ev}, \end{array} \right\} \quad (IV, 7)$$

где  $T_{ev}$  — кинетическая энергия, выраженная в электрон-вольтах, и  $H\rho$  выражено в эрстед-см.

Чтобы определить скорость или энергию частицы из измерения величины  $H\rho$ , необходимо, вообще говоря, знать её массу [(IV, 1) и (IV, 6)]. Однако, если кинетическая энергия столь велика, что энергией покоя можно пренебречь, уравнение (IV, 7) позволяет получить кинетическую энергию по измеренному значению  $H\rho$ .

Таблицы числовых значений величин  $\beta$ ,  $H\rho$ ,  $p/Mc^2$  и  $T$  даны в приложении II [см. в этой связи Бхаттачария (1941)\*].

Из (IV, 1) легко видеть, что частица, имеющая энергию  $pc = 10^8$  eV и заряд  $Z=1$ , отклонённая полем в 1000 Оэ, даст след с радиусом кривизны 3,3 м. Чтобы получить такую же кривизну для частицы, обладающей энергией  $10^9$  eV, необходимо поле в  $10^4$  Оэ. При исследованиях в области космических лучей, где приходится иметь дело с частицами весьма высоких энергий, необходимо применение очень больших полей. Поэтому на конструирование магнита и разработку мер против нагревания камеры должно быть обращено серьёзное внимание. Некоторые данные о магнитах, применяемых при изучении космических лучей, были уже приведены в III, § 6. Здесь мы остановимся на методах промера следов с очень малой кривизной и на ошибках в определении импульса и энергии частиц, происходящих из-за ложных искривлений в камере.

Как уже отмечалось выше, промеры следов выполняются с помощью репроекции двух изображений обратно в пространство объекта. Если  $P$  и  $P'$  — два стереоскопических изображения одной и той же точки  $O$ , то при репроекции положение этой точки в пространстве объекта будет лежать на пересечении линий  $PL$  и  $P'L'$ , где  $L$  и  $L'$  — оптические центры объективов. Пользуясь этим, можно в пространстве объекта построить проволочную модель следа в натуральную величину. На практике обычно пользуются стрелками  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и т. д., укрепленными на шарнирах перед фотоаппаратом. Передвигая одну из этих стрелок, можно привести её конец к совпадению с точкой пересечения линий  $PL$  и  $P'L'$  и получить, таким образом, положение точки  $O$ .

Произведя подобные операции для нескольких других точек, можно затем концы всех стрелок спроектировать на экран и выполнить на нём все необходимые измерения.

\*) J. B. Hoag, Electron and Nuclear Physics (D. Van Nostrand Company, Inc., New York, 1938), стр. 464 — 466.

При работе с камерой, управляемой счётчиками, когда следы лежат в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю и, следовательно, оси симметрии оптической системы, процесс измерения упрощается тем, что репроекция изображений производится на экран, перпендикулярный к направлению линий магнитного поля. Вращением экрана вокруг его вертикальной и горизонтальной осей оба изображения могут быть приведены в точное совпадение. Координаты точек следа, полученного указанным способом, промеряются затем микроскопом с микрометрическим окуляром, после чего наносятся на бумагу, где и производится определение  $\rho$ . Описанный метод применялся Блеккетом (1936), Андерсоном (1933) и другими авторами.

Вместо микроскопа Джонс и Юз (1940) использовали специальное приспособление, изображённое на рис. 17. Спроектированный след пересекает имеющуюся на этом приборе прямую линию  $DE$  в двух точках  $A$  и  $C$ . Прогиб средней части следа находится перемещением диска, укреплённого на подвижной платформе, до тех пор, пока его край не совпадёт со следом. Отсчёт делается по микрометрическому винту, которым передвигается платформа, и может быть выполнен с точностью до  $0,005$  см. Эта величина определяет вместе с тем и наименьшее отклонение (стрелу прогиба), которое удаётся измерить на этом приборе. При длине следа в  $20$  см и магнитном поле  $16\,000$  эрстед указанное смещение соответствует энергии частицы в  $5 \cdot 10^{10}$  eV. Значение  $\rho$ , определённое этим методом, хорошо согласуется с теми результатами, которые получаются при измерениях по методу, описанному выше. Для обработки следов, обладающих меньшей кривизной, разработан другой метод, имеющий некоторые преимущества в отношении скорости промера и его точности. Основан он на замечательной способности глаза оценивать прямолинейность при взгляде на линию вдоль её длины. При работе по этому методу кривизна, посредством какого-либо оптического устройства, компенсируется настолько, чтобы репроекция следа превратилась в прямую линию, причём собственно промер сводится к правильной оценке прямолинейности. Практически это осуществляется тем, что, как и раньше, на белом экране получают репроекцию следа, после чего перед объективами фотоаппарата помещается устройство, производящее нужное изменение кривизны. Для следов очень малой кривизны в качестве такого устройства вполне достаточно применения наклонной плоскопараллельной стеклянной пластинки [Блеккет и Броне (1936)]. Для промеров следов средней кривизны можно воспользоваться ахро-

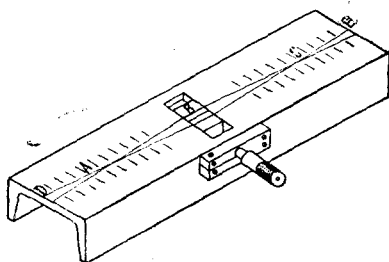


Рис. 17. Прибор для быстрого измерения радиуса кривизны.

матической призмой. При малых искривлениях добавочная кривизна  $1/\rho$ , вносимая такой призмой в изображение прямой линии, равняется

$$\rho = \rho_0 \operatorname{cosec} \theta, \quad (\text{IV}, 8)$$

где  $\theta$  — угол между прямой и главной плоскостью призмы. Чтобы определить кривизну следа, необходимо измерить угол  $\theta$ , при котором изображение следа на экране получается в виде прямой линии. Точность оценки прямолинейности возрастает с уменьшением угла, под которым наблюдатель смотрит на экран. Применяя экраны, покрытые  $\text{MgO}$ , и используя сильное освещение, можно понизить этот угол до 2—3 градусов. Установка вначале калибруется посредством промеров линий известной кривизны, откуда определяется  $\rho_0$ . После того как это сделано, величина  $\rho$ , соответствующая определённому значению  $\theta$ , может быть найдена непосредственно по (IV, 8) или же из градуировочной кривой зависимости  $\rho$  от  $\theta$ .

Теория вопроса об искажении, производимом комбинацией линз и призмы, очень сложна. Когда призма находится в положении, соответствующем углу наименьшего отклонения, радиус кривизны  $\rho$ , обусловленный действием призмы, согласно Рору (1920), выражается следующей формулой:

$$\rho_0 = \frac{\mu f (1 - \mu^2 \sin^2 \alpha)^{1/2}}{2(\mu^2 - 1) \sin \alpha}, \quad (\text{IV}, 9)$$

где  $\mu$  — показатель преломления призмы,  $2\alpha$  — её преломляющий угол,  $f$  — фокусное расстояние применяемого объектива.

Работая с объективом  $f = 35$  мм (относительное отверстие 1:2) при увеличении 1/5,6 и помещая ахроматическую призму (углы: крон —  $29^\circ$ , флинт —  $16^\circ$ ) перед объективами нормально к оси, Блеккетт (1937) измерял радиусы кривизны до 0,33 м, причём вероятная ошибка составляла 0,0016 м.

Максимальная энергия, которую можно измерить, зависит от точности определения кривизны, которая при малой кривизне в свою очередь зависит от того, насколько точно промеряется стрела прогиба  $d$  следа определённой длины  $l$ . Если  $\rho$  — радиус кривизны, то математическое выражение зависимости между интересующими нас величинами даётся следующими формулами:

$$\rho = \frac{l^2}{8d} \quad \text{и} \quad \rho c = 300 H l^2 / 8d. \quad (\text{IV}, 10)$$

Вследствие искажения следов, вызываемого движением газа и другими факторами, о которых говорилось в предшествующих разделах, следы даже в отсутствии магнитного поля всегда имеют некоторую кривизну. Влияние указанных искажений показано на рис. 18, заимствованном из работы Юза (1940). На этой фигуре изображён график распределения 110 следов, снятых в отсутствии магнитного поля, в зависимости от величины стрелы прогиба  $d$ . Подобные промеры

кривизны следов, снятых в отсутствии магнитного поля, позволяют оценить вероятную ошибку в определении  $d$ . В данном случае она составляет 0,012 см. Стрела прогиба, соответствующая частицам разной энергии, может быть вычислена из (IV, 10). Зная вероятную ошибку в измерении  $d$ , можно вычислить ошибку в определении энергии. В рассматриваемом случае поле равнялось 12400 эрстед и  $l = 20$  см, следовательно, величина  $d$  для частиц с энергией  $10^9$  и  $10^{10}$  eV соответственно равна 0,186 и 0,0186 см. При наличии указанной выше вероятной ошибки в определении  $d$  (0,012 см) это означает, что ошибка в определении энергии частиц составит 6% для  $E = 10^9$  eV, 66% для  $E = 10^{10}$  eV и 100% для частиц с энергией  $2 \cdot 10^{10}$  eV. Эти цифры представляют максимальную энергию, которая может быть измерена указанным методом.

Измерения изменений импульса  $p$ . Другой важной физической величиной, которая может быть определена методом камеры Вильсона, является изменение импульса частицы. Двигаясь в материальной среде, частица вследствие ионизации, потерь на излучение и т. д. непрерывно расходует свою энергию, в связи с чем величина  $H\rho$  постепенно меняется вдоль следа. В среде с малой плотностью все виды потерь, отнесённые к одному сантиметру пути, очень малы, и изменение  $\rho$  от одной точки следа к другой едва различимо, так что частица сохраняет постоянную (среднюю) кривизну на довольно большом участке следа. Поэтому в камере с магнитным полем, где эти условия как раз имеют место, можно с достаточным основанием считать кривизну следа постоянной.

Однако в материалах большой плотности (например, Pb, Au) удельные потери (зависящие, кроме того, от природы частицы) значительно выше. Поэтому, если внутри камеры на пути частицы поместить свинцовую пластину толщиной в 1—2 см, кривизна следа по обе стороны пластины будет, вообще говоря, различной. Именно, часть следа, расположенная со стороны входа частицы в свинец, будет иметь мень-

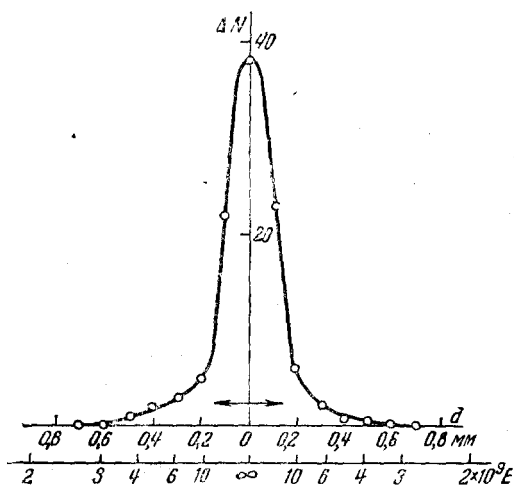


Рис. 18. Искривления следов, вызываемые искажениями внутри камеры (в отсутствии магнитного поля). Распределение следов по величине стрелы прогиба.



шую кривизну, чем его часть, лежащая со стороны выхода из свинца. Из измерения кривизны следа частицы до и после прохождения ею свинца можно, используя (IV, 1), определить потерю импульса

$$c(dp/dx) = 300ZH(dp/dx). \quad (\text{IV}, 11)$$

В том случае, когда энергия частиц невелика, необходимо обращать особое внимание на правильный выбор толщины пластины, так как при очень большом различии в кривизне следа с разных сторон пластины точность измерения  $\rho$  уменьшается, а вместе с этим уменьшается и точность в определении потери импульса.

Помещение внутрь камеры пластины значительно увеличивает искажения. Так как при этом характер искажения в обеих половинах камеры различен, то определение искажения должно быть сделано для каждой из них в отдельности. Обычно для этой цели в каждой серии опытов после некоторого числа снимков магнитное поле выключается и делается снимок без поля. Из промеров этих снимков для каждой из половин камеры находятся кривые искажений, дающие для данной серии измерений ошибку в кривизне в зависимости от положения в камере. Вследствие различия в поведении обеих половин камеры иногда может наблюдаться кажущееся увеличение импульса после прохождения частицы через свинец и даже изменение знака её заряда. Поэтому выяснение возможных ошибок в определении кривизны является задачей первостепенной важности.

Получаемое в опытах с камерой Вильсона, находящейся в магнитном поле, различие в кривизне следа по обеим сторонам пластины сразу указывает направление движения частицы, а следовательно, и знак её заряда. Андерсон открыл позитрон (1933) именно этим методом.

### § 3. Пробег

Пробег является весьма важной характеристикой частицы, так как при исследованиях в области ядерной физики природа и энергия частицы во многих случаях определяются из наблюдения её пробега внутри камеры Вильсона. Обычно принято пробег частицы относить к сухому воздуху при  $15^\circ \text{C}$  и давлении  $76 \text{ см Hg}$ , измеряемом при стандартных барометрических условиях (уровень моря на широте  $45^\circ$  при  $0^\circ \text{C}$ ). При одинаковых условиях тормозная способность водяных паров по отношению к воздуху принимается равной 0,74. Поправки на температуру, давление, влажность и широту места в некоторых случаях могут достигать значительной величины и должны поэтому тщательно учитываться.

Для быстрого определения пробега в воздухе поступают следующим образом. На плёнке измеряется длина  $L_0$  изображения следа полнопробежной альфа-частицы, которая в воздухе при  $15^\circ \text{C}$  и при  $760 \text{ мм Hg}$  имеет пробег  $R_0$ . Тогда если  $L_a$  — кажущаяся длина не-

которого следа, то его пробег  $R_a$ , приведённый к воздуху, будет равен

$$R_a = L_a (R_0/L_0), \quad (\text{IV}, 12)$$

в предположении, что тормозная способность газовой смеси относительно воздуха одинакова вдоль всего пробега.

К сожалению, точное определение величины пробега связано с трудностями, возникающими вследствие поглощения частиц в самом источнике, а также из-за разброса пробегов. Резерфорд, Уорд и Льюис (1931) установили, что появление на источнике малейшего налёта снижает величину среднего пробега 9 см альфа-частиц примерно 0,3 мм.

Вследствие флуктуации в числе столкновений первоначально однородный пучок после прохождения через некоторую толщину поглотителя становится неоднородным.

Если частицы при прохождении слоя вещества имеют в среднем по  $n$  столкновений, флуктуация в числе столкновений будет порядка  $n^{1/2}$ , а флуктуация в энергии отдельных частиц после прохождения через поглотитель —  $n^{1/2}I$ , где  $I$  — средняя энергия, затрачиваемая на образование пары ионов. В действительности, наряду с флуктуациями в числе соударений, имеются также флуктуации и в  $I$ . Вследствие

этого пробеги отдельных частиц однородного пучка не одинаковы, а распределяются около среднего значения по закону Гаусса.

Изучением разброса пробегов альфа-частиц методом камеры Вильсона занимались Кюри (1923), Мейтнер (1926), Физер и Ниммо (1929) и Фрайтаг. Для этой цели в камеру Вильсона вводился узкий, горизонтальный пучок однородных альфа-частиц. Следы этих частиц фотографировались, после чего измерялись пробеги и определялся их разброс. Результаты измерений показывают, что разброс пробегов хорошо следует распределению Гаусса:

$$p(R) dR = \frac{\alpha}{\pi^{1/2}} e^{-\alpha^2 (R - R_0)^2} dR, \quad (\text{IV}, 13)$$

где  $R_0$  — средний пробег,  $\alpha$  — линейный параметр разброса, зависящий от свойств частиц и среды, а  $p(R) dR$  — вероятность появления частиц с пробегом, лежащим между  $R$  и  $R + dR$ .

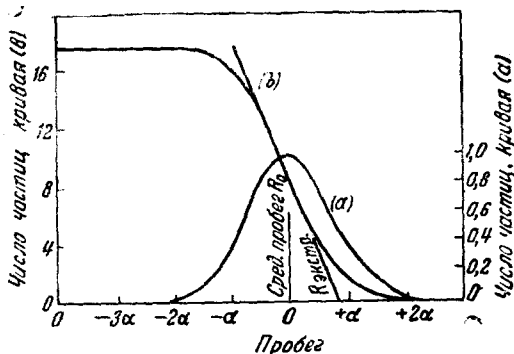


Рис. 19. К определению среднего и экстраполированного пробегов: а) — дифференциальная кривая распределения пробегов  $[p(R) dR]$ , б) — интегральная кривая  $[P(R)]$ .

Дифференциальная кривая распределения по пробегам приведена на рис. 19 (кривая *a*). Расстояние, до которого доходит половина всех частиц, называется «средним пробегом». Понятие среднего пробега имеет смысл в случае полной однородности начального пучка (как это имеет место у некоторых радиоактивных веществ) и при бесконечно тонком источнике (чтобы не было поглощения в самом источнике). Искусственно-радиоактивные источники по соображениям интенсивности должны иметь достаточную толщину. Так как энергия вылетающих частиц, кроме того, зависит от угла вылета, то в этом случае пучок с самого начала неоднороден. Для определения пробега большее значение имеют быстрые частицы, в связи с чем пользуются понятием так называемого экстраполированного пробега.

Экстраполированный пробег легко получить из интегральной кривой распределения частиц по пробегам, т. е. из кривой, дающей число частиц  $P(R)$  (ордината), имеющих пробег больше заданного (абсцисса). Эта кривая выражается формулой

$$P(R) = \int_R^{\infty} p(R) dR = \frac{1}{2} [1 - \Phi \{ \alpha (R - R_0) \}], \quad (\text{IV}, 14)$$

где  $\Phi$  — интеграл ошибок. Она имеет вид, показанный на том же рис. 19 (кривая *b*). Экстраполированный пробег определяется точкой пересечения касательной к наиболее крутой части кривой *b* с осью абсцисс.

Так как наиболее крутой участок интегральной кривой  $P(R)$  находится при  $R = R_0$ , то легко показать, что

$$R_{\text{экстр}} = R_0 + \frac{1}{2} \frac{\pi^{1/2}}{\alpha} = R_0 + S. \quad (\text{IV}, 15)$$

Разница между средним и экстраполированным пробегом измерена для альфа-частиц  $\text{ThC}'$  и  $\text{RaC}'$ . Хорошее согласие результатов этих опытов с результатами вычислений, особенно в области больших энергий, позволяет использовать расчётные значения  $S$  для определения среднего пробега  $R_0$  по измеренному экстраполированному пробегу  $R_{\text{экстр}}$ . Разброс пробегов альфа-частиц меняется от 1,2% их полного пробега при энергии 4 MeV до 0,85% при энергии 50 MeV. Величины  $S$  для альфа-частиц и протонов разных энергий даны Ливингстоном и Бете (1937). (См. также в этой связи приложение 3 б, где даётся вывод приближённого соотношения пробег — скорость и где показано, что пробег частиц приближённо пропорционален  $M/Z^2$  и скорости.)

Следует отметить, однако, что даваемое теорией соотношение пробег — энергия не является вполне точным. Причинами этого являются, во-первых, многократные изменения заряда частицы на нескольких последних сантиметрах её пути (вследствие чередующихся потери и захвата электронов) и, во-вторых, неопределённость величины среднего потенциала возбуждения  $I$ .

Вследствие указанных трудностей Ливингстон и Бете предложили следующий метод для установления условной шкалы пробег — энергия. Средняя энергия возбуждения  $I$  и константа, входящая в (V, 1), подбираются так, чтобы теоретически вычисленный пробег в среднем совпал с наблюдаемым пробегом отдельных групп альфа-частиц, энергии которых могут быть определены с большой точностью из их кривизны в магнитном поле (Резерфорд, Льюис и Боуден (1933)). Этим путём можно определить соотношение пробег — энергия в интервале от 5,3 до 11,5 MeV. Для альфа-частиц и протонов более низких энергий, где теория гораздо менее удовлетворительна, используются экспериментальные данные Ли (1932, а), (1932, б). При более высоких энергиях, наоборот, можно пользоваться теоретическим соотношением, так как в этой области теория более надежна. Полученные этим способом кривые пробег — энергия для альфа-частиц и протонов с максимальной энергией до 15 MeV даны Ливингстоном и Бете. Для определения энергии, соответствующей некоторому пробегу, этими данными обычно и пользуются.

В таблицах, приведённых в приложении, даются значения пробегов и соответствующие им скорости и энергии для альфа-частиц, протонов и электронов. Пользуясь этими таблицами, по измеренному пробегу в камере Вильсона можно определить скорость и энергию частицы. В таблице XIV указаны значения величины  $RZ^2/m/M$ , как функции от  $\beta/(1 - \beta^2)^{1/2}$ . Эти результаты имеют общий характер и могут быть применены к любой тяжёлой частице.

#### § 4. Определение массы частиц по данным камеры Вильсона

Кинетическая энергия тяжёлых заряженных частиц редко превышает несколько миллионов электрон-вольт и, следовательно, в сравнении с энергией покоя является малой величиной. Скорость частицы мала в сравнении со скоростью света  $c$  и меняется обратно пропорционально массе частицы:

$$\beta = \frac{pc}{(p^2c^2 + M^2c^4)^{1/2}} \approx \frac{pc}{Mc^2}. \quad (\text{IV, 16})$$

Плотность ионизации таких сравнительно медленных частиц меняется как обратная величина квадрата скорости, вследствие чего ионизирующие способности частиц разной массы сильно отличаются, даже если их кинетические энергии сравнимы между собою. Поэтому природа частицы может быть определена из рассмотрения плотности ионизации вдоль её следа в камере Вильсона.

Энергия космических частиц сравнима или даже превосходит энергию покоя. В этом случае скорости частиц всех видов — электронов, мезотронов или протонов — близки к скорости света, и плотность производимой ими ионизации приблизительно одинакова. В связи с этим

определение массы частиц, обладающих столь высокими энергиями, становится весьма трудной задачей. Другие, обычно применяемые методы определения массы, например по отклонению в электростатическом или магнитном поле, также становятся ненадёжными.

Ниже описываются сравнительно недавно разработанные методы определения массы быстрых космических частиц по данным камеры Вильсона. Эти методы применялись, главным образом, для определения массы новой частицы — мезона, причём оказалось, что значения массы, полученные разными из этих методов, не согласуются между собою. Причина указанных расхождений может заключаться в несовершенстве экспериментальных методов, о чём будет сказано ниже, однако не исключена возможность и того, что в космических лучах имеются мезоны, обладающие различной массой покоя.

Масса частицы может быть определена методом камеры Вильсона из измерения следующих величин:

- а) удельной ионизации  $I$  и величины  $H\rho$ ,
- б) удельной ионизации  $I$  и пробега  $R$ ,
- в) пробега  $R$  и величины  $H\rho$ ,
- г) по изменению импульса частицы  $d(H\rho)/dx$  при прохождении ею поглощающей пластины внутри камеры Вильсона и, наконец,
- д) из наблюдений упругих соударений падающей частицы с электроном.

а) Определение массы по удельной ионизации и кривизне в магнитном поле. При некоторых предположениях (см. приложение 3а) удельная потеря энергии ( $-dE/dx$ ), обуславливаемая ионизацией, не зависит от массы и является функцией только скорости частицы. Вид этой функции даётся уравнением (V, 9) в приложении 3.

Вообще мы можем положить:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = f\left(\frac{\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}}\right). \quad (\text{IV}, 17).$$

Значения величины  $(-dE/dx)$ , вычисленной в функции аргумента  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ , приведены в таблице XXIII. На рис. 20 данные этой таблицы изображены графически (кривая 1).

Способ определения числа ионов, образующихся на одном сантиметре следа, был подробно рассмотрен в § 1 этой главы (метод запыляющего расширения). Для плотных (неразмытых) следов число первичных ионов может быть определено косвенным способом, предложенным Вильямсом (1939, б). Если  $I_0$  — средняя удельная ионизация, то средний свободный пробег между двумя последовательными столкновениями равен  $1/I_0$ . На наблюдаемой в камере длине следа  $L$  уложится  $I_0 L$  таких средних пробегов. Вероятность  $P$ , что на длине следа  $L$  окажется разрыв величиною в  $l$  см, даётся выражением:

$$P = I_0 L e^{-I_0 l}. \quad (\text{IV}, 18)$$

Следовательно, наблюдая число имеющихся на длине следа разрывов, больших чем  $l$ , можно с помощью уравнения (IV, 18) определить величину  $I_0$ . По найденному таким способом значению  $I_0$  (число пар ионов, образующихся на одном сантиметре пути частицы) определяется удельная потеря энергии ( $-dE/dx$ ), считая, что на образование одной пары ионов затрачивается 32 эВ.

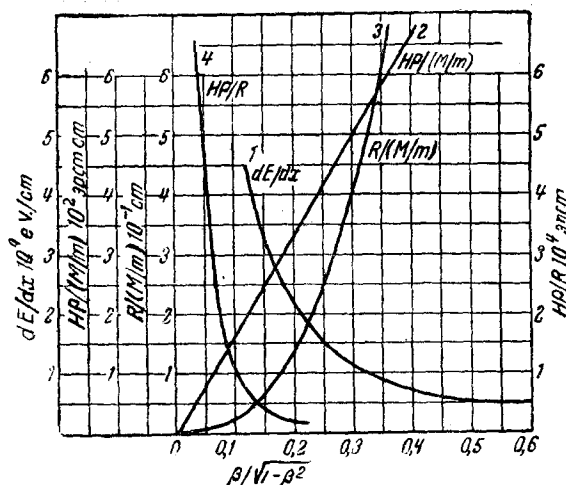


Рис. 20. Кривые зависимости величин  $dE/dx$ ,  $H\rho | \frac{M}{m}$ ,  $R | \frac{M}{m}$  и  $H\rho/R$  от  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ .

Для определения массы, кроме удельной ионизации, необходимо также измерение кривизны следа. Следует, однако, отметить, что для точного промера кривизны необходимо, чтобы след был резким в то время, как определение ( $-dE/dx$ ), производимое путём подсчёта капелек, наоборот, требует некоторой его размытости. Поэтому одновременное определение каждой из этих двух величин не может быть выполнено с достаточно большой точностью.

Полагая  $Z=1$ , из уравнения (IV, 1) имеем:

$$\frac{M}{m} = \frac{eH\rho}{mc^2} : \frac{\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}} = \frac{H\rho}{1704} : \frac{\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}}, \quad (\text{IV}, 19)$$

где  $H\rho$  выражено в эрстед·см, а  $M/m$  — неизвестная масса частицы, выраженная через массу электрона. Следовательно, если из измерения  $dE/dx$  найдена величина  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ , то приведенная формула позволяет сразу определить массу частицы по полученному значению  $H\rho$ .

График зависимости величины  $H\rho/\frac{M}{m}$  от  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$  приведён на рис. 20 (кривая (2)). По измеренным значениям  $dE/dx$  и  $H\rho$  эта кривая позволяет определить величину  $M/m$  непосредственно без каких-либо вычислений.

В нижеследующей таблице XIII даются результаты некоторых определений массы мезона, выполненных по этому методу

Таблица XIII

Значения массы мезона, найденные из измерения  
удельной ионизации и  $H\rho$

Автор	$-dE/dx$ на см воздуха в $10^8 \text{eV}$	$H\rho$ в $10^5$ эрсед·см	$M/m$ из кривых 1 и 2
Вильямс и Пикап (1938) . .	12,5	1,1	230
Стрит и Стивенсон (1937) . .	7,5	1,47	210
Юз (1941) . . . . .	15,0	0,96	230
Броде, Макферсон и Старр (1936) . . . . .	12,5	1,00	214
Андерсон . . . . .	25,0	0,55	184
и Недермайер (1936) . . . . .	25,0	0,60	200
	7,5	2,5	370

б) Определение массы по пробегу и удельной ионизации. У частиц, масса которых много больше массы электрона, потери на излучение относительно малы даже при очень больших энергиях ( $\beta=0,9$ ) и в веществах с большим атомным номером ( $Z=82$ ). так, например, радиационные потери мезотрона, имеющего энергию  $1,5 \cdot 10^8 \text{eV}$  на 1 см пути в свинце, составляют

$$(\delta E)_{\text{рад}} = \frac{\ln 2E}{200^2 \cdot 0,5} \approx 0,01 \text{ MeV},$$

тогда как ионизационные потери в той же толще свинца равны 10 MeV. Таким образом, полная потеря энергии у тяжёлых частиц определяется, главным образом, их ионизационными потерями. При этом условии пробег частицы  $R$  может быть выражен, как это показано в приложениях 3а и б формулой следующего вида:

$$R = \frac{M}{m} g \left( \frac{\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}} \right), \quad (\text{IV}, 20)$$

где  $Z$  положено равным единице. Из этой формулы видно, что величина  $R/\frac{M}{m}$  является функцией только от  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ . Величины  $R/\frac{M}{m}$ , соответствующие различным значениям  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ , даны в таблице XXIV. Зависимость этих величин графически изображается кривой (3) на рис. 20, которая применима к тяжёлым частицам любой массы. Поль-

зуясь ею, можно по найденным пробегу и величине  $\beta/(1 - \beta^2)^{1/2}$  определить массу частицы через массу электрона.

Как уже указывалось, удельная ионизация  $-dE/dx$  однозначно определяет величину  $\beta/(1 - \beta^2)^{1/2}$ . Следовательно, одновременное измерение в камере Вильсона пробега и удельной ионизации позволяет определить массу частицы. Описанный метод не является, однако, особенно точным, вследствие того, что измерения как ионизации, так и пробега дают обычно заниженные значения этих величин. Обе ошибки действуют в одном направлении, поэтому этот метод даёт нижний предел массы частицы.

В таблице XIV в качестве примера приводятся данные разных авторов (см. ссылки в работе Вилера и Ладенбурга (1942) о массе мезона, найденной по этому методу).

Таблица XIV

Масса мезона, найденная из измерений пробега и удельной ионизации

Автор	$-dE/dx$ на 1 см возд. в $10^3$ eV	$R/\frac{M}{m}$ , полученн. из кривых 1 и 2 рис. 20	$R$ в см воздуха (наблюд.)	$\frac{M}{m}$
Броде, Макферсон и Старр (1936) . .	25,0	0,11	$> 18$	$> 167$
Корсон и Броде (1938) . . . . .	13,7	0,29	$> 15$	$> 50$
Стрит и Стивенсон (1936) . . . . .	15,0	0,25	$> 7$	$> 28$
Андерсон и Недер- мейер (1936) . . .	25,0	0,11	$< 8$	$< 73$

в) Определение массы по кривизне следа и пробегу. Величина  $H\rho$  и пробег  $R$ , взятые в отдельности, не могут определить скорость частицы. Но отношение этих величин  $H\rho/R$  является функцией скорости и может быть вычислено теоретически.

Из (IV,19) мы имеем:

$$H\rho = 1704 \frac{M}{m} \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{1/2}}$$

и из (IV,20):

$$R = \frac{M}{m} g \left( \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \right).$$

Следовательно,

$$\frac{H\rho}{R} = 1704 \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{1/2}} / g \left( \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \right) = h [\beta / (1 - \beta^2)^{1/2}] \quad (\text{IV,21})$$



где  $H\rho$  выражено в эрстед·см, а  $R$  — в см воздуха. Функцию  $h[\beta/(1-\beta^2)^{1/2}]$  легко вычислить. Вычисленные её значения изображены графически на кривой 4 рис. 20. Таким образом, по измеренным значениям  $H\rho$  и  $R$  можно по кривой 4 найти соответствующую им величину  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$  и затем из (IV,19) или (IV,20) определить  $M/m$ .

Из всех описанных здесь методов определения массы, последний является наиболее точным, так как кривизна и пробег могут быть довольно надёжно определены из промеров резких следов. Однако часто измерения позволяют установить только нижнюю границу пробега. В этих случаях указанный метод даёт только верхний предел массы частицы. В таблице XV приведены значения массы мезотрона ( $M/m$ ), полученные разными авторами по измерениям кривизны и пробега. Достаточно хорошее согласие полученных результатов подтверждает точность этого метода.

Таблица XV

Масса мезотрона, найденная из измерений кривизны и пробега

Автор	$H\rho$ в $10^4$ эрстед·см	$R$ в см воздуха	$\frac{H\rho}{R} \cdot 10^{-3}$	$\frac{H\rho}{M/m} \cdot 10^{-2}$	$M/m$
Броде, Макферсон и Старр (1936) . . . . .	5,5	$> 18$	$< 3,06$	$> 2,7$	$< 204$
Корсон и Броде (1938) Нишиза и Такеучи (1937) . . . . .	5,5	$> 4$	$< 13,5$	$> 1,55$	$< 350$
Андерсон и Недер- мейер (1936) . . . . .	3,87	6,5	5,95	2,1	184
	1,74	770	0,226		220

г) Определение массы по изменению кривизны. В главе IV, § 2 был описан метод измерения потери импульса частицы, основанный на применении металлических перегородок внутри камеры Вильсона. Величина изменения импульса является важным параметром, позволяющим определить массу частицы. Этот метод был использован Корсоном и Броде (1938) и подробно рассмотрен Вилером и Ладенбургом (1941).

Из уравнений (IV,11) и (V,11) при  $Z=1$  мы имеем:

$$\frac{d(H\rho)}{dx} = \frac{1}{300} c \frac{dp}{dx} = \frac{1}{300} \frac{1}{\beta} \frac{dE}{dx} = i [\beta (1 - \beta^2)^{1/2}]. \quad (\text{IV},22)$$

Так как зависимость  $(dE/dx)_{\text{ион}}$  от  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$  известна (V,9), то приведенное уравнение позволяет вычислить величину  $d(H\rho)/dx$ , соответствующую некоторому заданному значению  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ . Полученные этим способом значения  $d(H\rho)/dx$  приведены в таблице XXV

и графически изображены на рис. 21. Пользуясь этой кривой, по измеренному значению  $d(H\rho)/dx$  можно найти соответствующее ему  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$  и затем из уравнения (IV,19) определить массу ча-

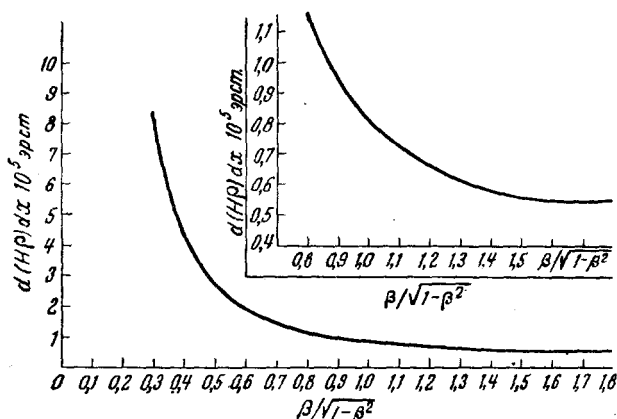


Рис. 21. Кривая зависимости величины  $d(H\rho)/dx$  от  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ .

стицы  $M/m$ . Значения массы мезотрона, полученные этим методом Андерсоном и Недермейером (1936), приводятся в таблице XVI.

д) Определение массы из наблюдений упругих соударений. Метод определения массы по данным, полученным из наблюдения упругого соударения частицы с электроном, является наиболее прямым. В приложении 3а показано, что если  $T$  — кинетическая энергия, передаваемая электрону при столкновении с первичной частицей массы  $M$  и импульса  $p$ , а  $\theta$  — угол между направлениями движения первичной частицы и выбитого электрона, то имеет место следующее соотношение:

Таблица XVI

Масса мезотрона, полученная из измерений изменения кривизны

$(H\rho)_{\text{ср}}$ в $10^5$ эрст · см	$\frac{d(H\rho)}{dx} \cdot 10^{-5}$	$M/m$
3,27	0,67	161
2,20	2,67	250
6,15	0,522	226

$$T = 2mc^2 \frac{p^2 c^2 \cos^2 \theta}{\{mc^2 + (p^2 c^2 + M^2 c^4)^{1/2}\}^2 - p^2 c^2 \cos^2 \theta}. \quad (\text{IV, 23})$$

Следы первичной частицы и вторичного электрона наблюдаются с помощью камеры Вильсона, помещенной в сильное магнитное поле. Величины  $p$  и  $T$ , найденные из измерения кривизны первичной частицы и вторичного электрона, и угол  $\theta$  позволяют определить массу  $M$  первичной частицы.

По сравнению с ранее описанными, преимущество этого метода состоит в том, что он базируется на основных законах физики — законах сохранения энергии и импульса, тогда как в предыдущих методах используются формулы, имеющие ограниченное значение. Однако применимость этого метода ограничивается тем, что упругие столкновения частиц с электронами происходят крайне редко. Недавно Юз (1941) и Лэпренс-Ринге с сотрудниками (1941) получили фотографии упругих столкновений мезотрона с электроном. Масса первичных частиц, найденная по этим снимкам с помощью описанного метода, соответственно составляет 180 *m* и 240 *m*.

## V. ПРИЛОЖЕНИЯ

### § 1. Давление паров воды и этилового спирта при различных температурах и разных составах смесей

Таблица XVII

Давление водяных паров и паров этилового спирта при разных температурах (Landolt und Bornstein, Phys. Chem. Tabellen)

Температура в градусах С	Давление в мм Hg		Температура в градусах С	Давление в мм Hg	
	вода	этиловый спирт		вода	этиловый спирт
35	42,188		5	6,54	17,70
30	31,834	78,41	4	6,01	16,62
28	28,35	70,09	3	5,68	15,69
25	23,76	59,03	2	5,29	14,60
24	22,38	55,70	1	4,92	13,65
23	21,07	52,54	0	4,58	12,73
22	19,83	49,54	—1	4,25	
21	18,65	46,69	—2	3,95	
20	17,54	44,00	—2,8		9,49
19	16,48	41,45	—3,0	3,67	
18	15,48	39,05	—4,0	3,40	
17	14,53	36,77	—5,0	3,16	
16	13,64	34,62	—6,0	2,93	
15	12,79	32,60	—7,0	2,71	
14	11,99	30,69	—8,0	2,51	
13	11,23	28,89	—9,0	2,32	
12	10,52	27,19	—10,0	2,14	6,47
11	9,84	25,59	—10,6		5,20
10	9,21	24,08	—11,0	1,98	
9	8,61	22,66	—12,0	1,83	
8	8,05	21,31	—13,0	1,68	
7	7,51	20,04	—16,5		3,23
6	7,01	18,84	—24,6		1,72

Таблица XVIII

Давление паров спирта и паров воды при разных  
концентрациях смеси вода—этиловый спирт

Процентное содержание этилового спирта (по весу)	Парциальное давление паров в мм Hg			
	20°C		40°C	
	Вода	Этиловый спирт	Вода	Этиловый спирт
0	17,5	0,0	54,3	0,0
10	16,8	6,7	51,6	26,9
20	15,9	12,6	47,6	43,5
30	15,1	17,1	46,2	54,7
40	14,7	20,7	45,5	62,5
50	14,5	23,5	44,6	68,2
60	14,1	25,6	42,9	74,8
70	13,1	28,0	40,5	82,8
80	11,3	31,2	35,9	91,8
90	7,5	35,8	24,7	106,4
98	1,9	42,4	6,5	123,0
100	0,0	43,6	0,0	134,0

Таблица XIX

Значения величины  $C_p/C_v$

Вещество	$k = C_p/C_v$	Вещество	$k = C_p/C_v$
Воздух . . . . .	1,401	Метиловый спирт . . .	1,256
Аргон . . . . .	1,667	Этиловый спирт . . .	1,133
CO <sub>2</sub> . . . . .	1,300	Водяные пары . . . .	1,305

§ 2. Энергия, пробег, скорость и величина  $H_r$  для электронов, протонов и альфа-частиц

Таблица XX

Энергия, пробег, скорость и магнитная кривизна для электронов

$\beta$	$p/Mc$ или $\beta (1 - \beta^2)^{1/2}$	Энергия в MeV	$H_r$ в $10^5$ эрсед·см	Пробег в см возд. при 76 см Hg и 15° C	Пробег в г/см <sup>2</sup> Al
0,10	0,1005	0,00257	0,00171	0,04	0,00005
0,15	0,1517	0,00584	0,00258		
0,20	0,2042	0,01053	0,00348	0,23	0,00027
0,25	0,2582	0,01675	0,00440		
0,30	0,3145	0,02466	0,00536	1,00	0,0012
0,35	0,3736	0,03448	0,00636		
0,40	0,4364	0,04652	0,00743	3,40	0,0041
0,45	0,5039	0,06117	0,00858		
0,50	0,5773	0,07900	0,00893	7,3	0,0087
0,525	0,6168	0,08934	0,01051		
0,550	0,6585	0,1008	0,01122		
0,575	0,7276	0,1135	0,01197		
0,600	0,750	0,1277	0,01278	17,9	0,0215
0,625	0,800	0,1435	0,01365		
0,650	0,8554	0,1613	0,01458		
0,675	0,915	0,1815	0,01559		
0,700	0,980	0,2044	0,01670	37,5	0,045
0,725	1,052	0,2308	0,01793		
0,750	1,134	0,2614	0,01931		
0,775	1,23	0,2984	0,02089		
0,800	1,33	0,3404	0,02271	83,0	0,10
0,810	1,38	0,3602	0,02353		
0,820	1,43	0,3816	0,02440		
0,830	1,49	0,4049	0,02535		
0,840	1,55	0,4305	0,02637		
0,850	1,61	0,4587	0,02749		
0,860	1,69	0,4901	0,02871		
0,870	1,77	0,5251	0,03006		
0,880	1,85	0,5645	0,03156		
0,890	1,95	0,6093	0,03325		
0,900	2,06	0,6609	0,03517	217,0	0,26
0,910	2,195	0,7230	0,03739		
0,920	2,34	0,7923	0,03999		
0,930	2,53	0,8787	0,04310		
0,940	2,76	0,9861	0,04693		
0,950	3,04	1,125	0,05182	437,0	0,525
0,960	3,43	1,313	0,05842		
0,970	3,98	1,590	0,06797		
0,980	4,93	2,056	0,08389	860,0	1,03
0,990	7,018	3,109	0,11950	1300,0	1,57
0,995	9,962	4,602	0,16970		
0,996	11,147	5,204	0,19060		
0,997	12,881	6,087	0,21940		
0,998	15,788	7,568	0,26890		
0,999	22,344	10,911	0,38060		

Таблица XXI

Энергия, пробег и скорость для альфа-частиц

Скорость в $10^9$ см/сек	$\beta^2 \cdot 10^3$	$P/Mc$ или $\beta (1 - \beta^2)^{1/2}$	Энергия в MeV	$H\rho$ в $10^5$ эрсред·см	Пробег в см воздуха при 76 см Hg и 15° C
0,75	0,626	0,0249	1,167	1,555	0,55
0,80	0,712	0,0266	1,328	1,659	0,62
0,85	0,804	0,0282	1,499	1,763	0,70
0,90	0,901	0,030	1,681	1,867	0,90
0,95	1,004	0,0316	1,873	1,971	0,91
1,00	1,113	0,0332	2,075	2,074	1,04
1,05	1,227	0,0348	2,288	2,178	1,18
1,10	1,346	0,0366	2,511	2,282	1,32
1,15	1,471	0,0382	2,745	2,386	1,48
1,20	1,602	0,0398	2,989	2,490	1,67
1,25	1,739	0,0415	3,244	2,594	1,87
1,30	1,881	0,0432	3,509	2,698	2,09
1,35	2,028	0,0447	3,785	2,802	2,33
1,40	2,181	0,0464	4,071	2,906	2,58
1,45	2,340	0,0480	4,368	3,010	2,86
1,50	2,504	0,0497	4,674	3,114	3,17
1,55	2,673	0,0515	4,991	3,218	3,50
1,60	2,849	0,0531	5,319	3,322	3,85
1,65	3,029	0,0548	5,658	3,426	4,24
1,70	3,216	0,0565	6,008	3,530	4,65
1,75	3,408	0,0581	6,367	3,635	5,09
1,80	3,605	0,0598	6,737	3,739	5,57
1,85	3,808	0,0614	7,117	3,843	6,08
1,90	4,017	0,0632	7,508	3,947	6,62
1,95	4,231	0,0648	7,910	4,052	7,20
2,00	4,451	0,0666	8,322	4,156	7,82
2,05	4,677	0,0681	8,745	4,260	8,48
2,10	4,907	0,0700	9,178	4,369	9,18
2,15	5,144	0,0714	9,622	4,469	9,92
2,20	5,386	0,0730	10,077	4,574	10,71
2,25	5,633	0,0749	10,543	4,678	11,54
2,30	5,887	0,0765	11,018	4,783	12,42
2,35	6,145	0,0780	11,504	4,888	13,43
2,40	6,410	0,0800	12,001	4,992	14,32
2,45	6,680	0,0821	12,508	5,137	15,35
2,50	6,955	0,0831	13,027	5,202	16,44

Таблица XXII  
Энергия, пробег и скорость для протонов

$V_0$ в $10^9$ см/сек	$\beta^2 \cdot 10^3$	$P/Mc$ или $\beta(1 - \beta^2)^{1/2}$	Энергия в MeV	$H\rho$ в $10^5$ эрсед-см	Пробег в см воздуха при 76 см Hg и 15° C
1,0	1,113	0,03334	0,522	1,044	0,8
1,2	1,602	0,04005	0,753	1,253	1,4
1,4	2,181	0,04675	1,025	1,463	2,3
1,6	2,849	0,05343	1,340	1,673	3,6
1,8	3,605	0,06014	1,697	1,883	5,3
2,0	4,451	0,0668	2,095	2,093	7,5
2,2	5,386	0,0737	2,536	2,304	10,4
2,4	6,410	0,0804	3,021	2,514	14,0
2,6	7,523	0,0872	3,649	2,725	18,4
2,8	8,724	0,0938	4,120	2,936	23,9
3,0	10,015	0,1008	4,734	3,148	30,4
3,2	11,395	0,1077	5,391	3,360	38,2
3,4	12,863	0,1142	6,092	3,573	47,4
3,6	14,442	0,1212	6,838	3,786	58,2
3,8	16,063	0,1280	7,628	4,000	70,5
4,0	17,804	0,1350	8,463	4,214	84,8
4,2	19,629	0,1420	9,343	4,428	101,3
4,4	21,543	0,1482	10,270	4,643	119,9
4,6	23,547	0,1558	11,240	4,858	140,8
4,8	25,638	0,1622	12,250	5,075	164,6
5,0	27,819	0,1690	13,310	5,293	191,1

## § 3. Зависимость удельной ионизации, пробега и изменения импульса от скорости частицы

а) Удельная ионизация. У быстрых частиц средняя потеря энергии на ионизацию и возбуждение выражается следующей формулой: [Росси и Грейзен (1941)]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{2\pi n e^4 Z^2}{mV^2} \left\{ \ln \frac{2mv^2 T_m}{I^2(1 - v^2/c^2)} - 2 \frac{v^2}{c^2} \right\}, \quad (\text{V}, 1)$$

где  $M$  — масса частицы,  $v = \beta c$  — её скорость,  $Ze$  — заряд,  $n$  — число электронов в 1 см<sup>3</sup> тормозящей среды,  $I$  — средняя энергия возбуждения, равная для воздуха 11,5  $Z$  или 82,6 eV (Вильсон (1941)), а  $T_m$  — максимальная кинетическая энергия, которая может быть передана электрону при упругом столкновении. В приведённой формуле масса первичной частицы входит только в  $T_m$ , иными словами, потеря энергии практически не зависит от  $M$ .

Максимальную энергию  $T_m$  можно определить, пользуясь законом сохранения энергии и импульса. Если  $E$  — полная энергия первичной частицы, а  $T$  — кинетическая энергия, которую она при столкновении передаёт электрону, то закон сохранения энергии даёт:

$$(E - T)^2 = E_r^2 = (p_r c)^2 + M^2 c^4, \quad (\text{V}, 2)$$

где  $E_r$  и  $p_r$  — энергия и импульс первичной частицы после соударения.

Далее из закона сохранения импульса следует:

$$p_r^2 c^2 = p_e^2 c^2 + p^2 c^2 - 2pc p_e c \cos \theta, \quad (V,3)$$

где  $p_e$  — импульс электрона после столкновения, а  $\theta$  — угол между направлением его вылета и траекторией первичной частицы.

Исключая с помощью этого уравнения  $p_r$  из (V,2) и выражая  $p_e$  через кинетическую энергию  $T$  электрона, получим:

$$T(E + mc^2) = pc \cos \theta [T(T + mc^2)]^{1/2}. \quad (V,4)$$

Или после упрощения:

$$T = 2mc^2 \frac{p^2 c^2 \cos^2 \theta}{(E + mc^2)^2 - p^2 c^2 \cos^2 \theta}, \quad (V,5)$$

откуда для максимальной энергии имеем:

$$T_m = 2mc^2 \frac{p^2 c^2}{m^2 c^2 + M^2 c^4 + 2Emc^2}. \quad (V,6)$$

При  $M \gg m$  и  $E \ll \left(\frac{1}{2} M/m\right) Mc^2$

$$T_m = 2mc^2 \frac{p^2}{M^2 c^2} = 2mc^2 \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}. \quad (V,7)$$

Критическая энергия  $E_c$ , ниже которой уравнение (V,7) сохраняет силу, равна  $10^{12}$  eV для протонов и  $10^{10}$  eV для мезотронов с массой 200. Следовательно, можно считать, что для всех практических целей величина  $T_m$  даётся уравнением (V,7) и не зависит от массы первичной частицы, являясь функцией только её скорости.

Подставляя значение  $T_m$  из (V,7) в (V,1), получаем:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi ne^4 Z^2}{m\beta^2 c^2} \left\{ \ln \frac{2m\beta^2 c^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right\}. \quad (V,8)$$

Подставляя сюда числовые значения для воздуха  $n = 3,9 \cdot 10^{20}$ ,  $I = 82,6$  eV [Вильсон (1941)] и полагая  $Z = 1$ , получим следующее выражение для  $dE/dx$  в eV на 1 см воздуха:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2 \cdot 10^2}{\beta^2} \left\{ 9,43 + 2 \ln \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{1/2}} - \beta^2 \right\}. \quad (V,9)$$

Таблица XXIII

Значения величины  $(-dE/dx)$  в функции от  $p/Mc$

$p/Mc$ или $\beta(1 - \beta^2)^{1/2}$	$-(dE/dx)$ в $10^3$ eV на см воздуха	$p/Mc$ или $\beta(1 - \beta^2)^{1/2}$	$-(dE/dx)$ в $10^3$ eV на см воздуха
0,126	45,2	0,894	3,28
0,18	25,9	1,15	2,83
0,255	14,8	1,39	2,69
0,315	10,8	1,61	2,52
0,366	8,7	2,68	2,41
0,411	7,4	4,74	2,49
0,60	4,68		



Таблица XXIV

Значения величины  $RZ^2/(M/m)$  в функции от  $p/Mc$

$p/Mc$ или $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$	$RZ^2/(M/m)$ $R$ выражено в $10^{-2}$ см возд. при норм. условиях	Примечания
0,02	0,05	По данным Ливинг- стона и Бете (1937)
0,04	0,10	
0,06	0,275	
0,08	0,70	
0,10	1,60	
0,12	3,0	
0,14	5,25	
0,16	8,40	
0,18	12,35	Из приближенной формулы Эйлера и Гейзенберга
0,25	21,00	
0,30	41	
0,35	61	
0,40	102	
0,45	183	
0,50	265	

Таблица XXV

Значения  $d(Hp)/dx$  в свинце в функции от  $p/Mc$

$p/Mc$ или $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$	$\beta$	$d(Hp)/dx$ в $10^5$ эрстед·см на 1 см. свинца
0,3	0,288	8,33
0,4	0,372	4,33
0,5	0,449	2,71
0,6	0,515	1,91
0,7	0,574	1,45
0,8	0,625	1,15
0,9	0,667	0,94
1,0	0,706	0,80
1,1	0,739	0,72
1,2	0,768	0,67
1,3	0,793	0,62
1,4	0,814	0,56
1,5	0,832	0,545
1,6	0,848	0,543
1,8	0,874	0,542

Величины  $(-dE/dx)$ , вычисленные для разных значений  $p/Mc$  или  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ , приводятся в таблице XXIII.

Описанный способ вычисления потери энергии справедлив для всех частиц, у которых потерями на излучение можно пренебречь. На рис. 20

величина потерь изображена графически (кривая 1). Эта кривая может быть использована для определения массы частицы по производимой ею ионизации (см. IV, § 4).

б) Вычисление пробега в функции от  $p/Mc$ . В таблице XXIV даются значения  $RZ/(M/m)$  в зависимости от величины  $p/Mc$  или  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ . Первые девять значений взяты из кривой Ливингстона и Бете (1937). Они получены из экспериментального определения пробега альфа-частиц и протонов. Для получения зависимости пробега быстрых космических частиц от их энергии мы используем приближённое вычисление Эйлера и Гейзенберга (1938). Пренебрегая в уравнении (V,8) слабой зависимостью  $dE/dx$  от  $\ln[\beta/(1-\beta^2)^{1/2}]$ , можно приближённо написать

$$-dE/dx = \frac{aZ^2}{\beta^2}, \quad (V,10)$$

где  $a = 2,5 \cdot 10^3$  eV на 1 см воздуха. Тогда для пробега мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} R &= \int \frac{dE}{-dE/dx} = \frac{1}{aZ^2} \int \beta^2 dE, \\ \text{и так как } E^2 &= p^2 c^2 + M^2 c^4, \text{ то:} \\ dE &= \frac{pc^2}{E} dp = \beta c dp. \end{aligned} \right\} \quad (V,11)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} R &= \frac{c}{aZ^2} \int_0^p \beta^3 dp = \frac{c}{aZ^2} \int_0^p \frac{p^3 dp}{(p^2 + M^2 c^2)^{3/2}} = \\ &= \frac{c}{aZ^2} \left[ \frac{2M^2 c^2 + p^2}{(M^2 c^2 + p^2)^{1/2}} \right]_0^p = \frac{Mc^2}{aZ^2} \left[ \frac{2 + (p/Mc)^2}{[1 + (p/Mc)^2]^{1/2}} - 2 \right]. \end{aligned} \quad (V,12)$$

График зависимости величины  $RZ^2/(M/m)$  от  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$  изображён на рис. 20. Эти данные могут быть использованы для определения массы частицы (см. IV, § 4).

в) Вычисление  $d(Hp)/dx$  в функции от  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ . Пользуясь вычисленными значениями  $dE/dx$ , с помощью уравнения (IV,22) можно величину  $d(Hp)/dx$  легко выразить в виде функции от  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ . Данные, полученные этим путём, приводятся в таблице XXV.

Таким образом измерение потери импульса, происходящей при прохождении частицы через свинец, помещённый в камере Вильсона, позволяет определить массу частицы. Примеры использования этого метода приводились в IV, § 4.

§ 4. Основные соотношения для комптоновского рассеяния  $\gamma$ -лучей. Элементарная теория эффекта Комптона хорошо известна. Пусть  $h\nu$  и  $h\nu'$  — соответственно энергии падающего и рассеянного кванта,  $\theta$  и  $\varphi$  — углы, которые образуют рассеянный квант и электрон отдачи с направлением движения первичного кванта.

Тогда, применяя законы сохранения, можем написать:

$$h\nu = h\nu' + mc^2 \left( \frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}} - 1 \right), \quad (V,13)$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + \frac{m\beta c}{(1-\beta^2)^{1/2}} \cos \varphi, \quad (V,14)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta - \frac{m\beta c}{(1-\beta^2)^{1/2}} \sin \varphi. \quad (V,15)$$

Вводя обозначения

$$h\nu/mc^2 = \gamma; \quad h\nu'/mc^2 = \gamma_1; \quad \frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}} - 1 = T/mc^2 = \gamma_2; \quad (V,16)$$

уравнения (V,13), (V,14) и (V,15) можно переписать в такой форме:

$$\begin{aligned} \gamma &= \gamma_1 + \gamma_2; & \gamma &= \gamma_1 \cos \theta + (\gamma_2^2 + 2\gamma_2)^{1/2} \cos \varphi; \\ 0 &= \gamma_1 \sin \theta - (\gamma_2^2 + 2\gamma_2)^{1/2} \sin \varphi. \end{aligned} \quad (V,17)$$

Отсюда получаем:

$$\gamma_1 = \frac{\gamma}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}, \quad (V,18)$$

$$\gamma_2 = \frac{\gamma^2(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} = \frac{2\gamma^2}{1 + 2\gamma + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}, \quad (V,19)$$

$$\operatorname{ctg} \varphi = (1 + \gamma) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}. \quad (V,20)$$

При изменении  $\theta$  от  $0^\circ$  до  $180^\circ$ , угол  $\varphi$  меняется от  $90^\circ$  до  $0^\circ$ . С уменьшением  $\varphi$  от  $90^\circ$  до  $0^\circ$  энергия, передаваемая электрону.

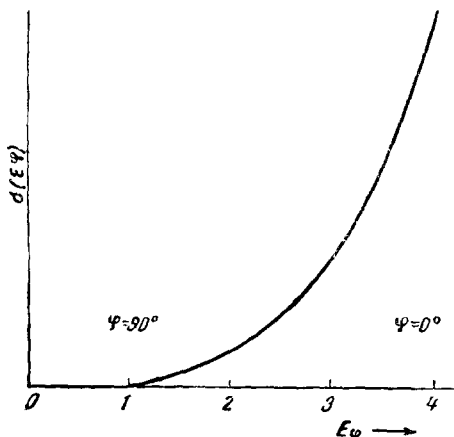


Рис. 22. Дифференциальное поперечное сечение эмиссии комптоновских электронов, как функция от  $E_\varphi$  для  $h\nu = 2,5 \cdot 10$  eV.

возрастает от нуля до максимального значения  $\frac{2\gamma^2}{1+2\gamma}$ , т.е. на  $2\gamma(1+2\gamma)$  часть энергии первичного кванта. При малых  $\gamma$  электрону передаётся незначительная энергия.

Дифференциальное поперечное сечение для отклонения кванта на угол, лежащий между  $\theta$  и  $\theta + d\theta$ , рассчитанное на единицу телесного угла и на один электрон, выражается формулой

$$\sigma(\gamma, \theta) = \frac{r_0^2}{2} \frac{(1 + \cos^2 \theta)}{\{1 + \gamma(1 - \cos \theta)\}^2} \left\{ 1 + \frac{\gamma^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)} \cdot \frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \right\}, \quad (V, 21)$$

где  $r_0 = e^2/mc^2$ .

Дифференциальное сечение для вылета комптоновского электрона в направлении  $\varphi$ , отнесённое к единице телесного угла и к одному электрону, равно

$$\sigma(\varepsilon, \varphi) = \frac{[2(1+x)]^{1/2}}{\pi} \frac{32r_0^2(1+\gamma)^2}{\{\gamma^2 + 4\gamma + 2 - \gamma^2 \cos 2\varphi\}^2} \times \\ \times \left[ 1 + \frac{2(1 + \cos 2\varphi)}{(\gamma^2 + 2\gamma + 2) - (\gamma^2 + 2\gamma) \cos 2\varphi} \left\{ \frac{\gamma^2(1 + \cos 2\varphi)}{\gamma^2 + 4\gamma + 2 - \gamma^2 \cos 2\varphi} - \right. \right. \quad (V, 22) \\ \left. \left. - \frac{(\gamma + 1)^2(1 - \cos 2\varphi)}{\gamma^2 + 2\gamma + 2 - (\gamma^2 + 2\gamma) \cos 2\varphi} \right\} \right].$$

Кривая рис. 22 даёт зависимость величины  $\sigma(\varepsilon, \varphi)$  от энергии  $E_\varphi$ , передаваемой электрону. Эта кривая соответствует  $\gamma = 5$ , т. е.  $h\nu = 2,5 \cdot 10^6$  eV. При  $\varphi = 0$   $\sigma(\varepsilon, \varphi)$  и  $E_\varphi$  имеют максимальное значение. Передаваемая электрону энергия равна в этом случае:

$$(\gamma_2)_{\max} = \frac{2\gamma^2}{1 + 2\gamma}. \quad (V, 23)$$

Таблица XXVI

Значения  $H\varphi$  комптоновских электронов и соответствующие энергии электронов и  $\gamma$ -лучей

$H\varphi$ в $10^3$ эрстед·см	$T$ в MeV	Энергия $\gamma$ -лучей в MeV
1,00	0,08	0,19
1,50	0,17	0,309
2,00	0,28	0,436
2,50	0,40	0,570
3,00	0,52	0,710
3,50	0,65	0,850
4,00	0,80	0,99
4,50	0,93	1,14
5,00	1,08	1,28
5,50	1,22	1,43
6,00	1,37	1,57
6,50	1,51	1,72
7,00	1,65	1,86
7,50	1,80	2,01
8,00	1,95	2,16
8,50	2,09	2,31
9,00	2,24	2,46
9,50	2,31	2,60
10,00	2,53	2,76

По измеренному значению  $H\rho$ , соответствующему этой максимальной энергии, можно определить энергию кванта, которым образован комптоновский электрон. Из (V,23) имеем:

$$\gamma = \frac{\gamma_2 + (\gamma_2^2 + 2\gamma_2)^{1/2}}{2} \quad (V,24)$$

и так как

$$T = E - mc^2 = [(eH\rho)^2 + m^2c^4]^{1/2} - mc^2,$$

то

$$\gamma_2 + 1 = [(eH\rho/mc^2)^2 + 1]^{1/2}$$

и

$$\gamma_2(\gamma_2 + 2) = (eH\rho/mc^2)^2.$$

Используя эти равенства из (V,24), окончательно получаем:

$$\gamma = \frac{(y^2 + 1)^{1/2} + y - 1}{2}, \quad (V,25)$$

где  $y = \frac{eH\rho}{mc^2}$ .

В таблице XXVI сопоставлены значения  $H\rho$  комптоновских электронов со значениями их энергии и энергией первичных квантов.

Измеряя магнитную кривизну комптоновских электронов и пользуясь этой таблицей, можно определить энергию  $\gamma$ -лучей, которыми эти электроны выбиваются.

## ЛИТЕРАТУРА

Ниже даётся список работ и руководств общего характера, о которых упоминалось в данной статье. Хотя этот перечень и не является исчерпывающим, тем не менее в нём представлены публикации, освещающие все стороны работы с камерой Вильсона. Экспериментальные работы, данные которых были использованы, но на которые в тексте не было сделано ссылок, также включены в этот список. Метод камеры Вильсона получил столь широкое распространение в лабораториях всего мира, и материал, полученный с её помощью, так велик, что авторы, ограниченные объёмом статьи и временем, не могли, к сожалению, отдать должное всем исследователям, работающим в этой области.

При написании этого обзора авторы широко использовали материалы из упоминавшихся в тексте руководств общего характера и отдельных статей, опубликованных в различных научных журналах. Многие из диаграмм воспроизведены нами с оригиналов, помещённых в этих журналах. Авторам этих работ мы выражаем нашу признательность.

J. Aitken, *Collected Scientific Papers 1880—1916* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1923).

T. Alper, *Zschr. f. Physik* **76**, 172 (1932).

On the  $\delta$ -rays and the range-velocity relation of slow electrons.

C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **41**, 405 (1932).

Energies of cosmic-ray particles.

C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **44**, 406 (1933).

Cosmic-ray negative and positive electrons.

- C. D. Anderson and S. H. Neddermeyer, *Phys. Rev.* **50**, 263 (1936).  
Cloud-chamber observations of cosmic rays at 4300 meters elevation and at sea level.
- P. Auger, *J. de phys. et rad.* **6**, 208 (1925).  
On composite photoelectric effect.
- P. Auger, and P. Ehrenfest, *J. de phys. et rad.* **6**, 285 (1935).  
Counter controlled cloud-chamber results at different altitudes.
- P. Auger and P. Ehrenfest, *J. de phys. et rad.* **8**, 204 (1937).  
Showers produced by cosmic rays.
- R. H. Bacon, E. N. Grisewood and C. W. Merwe, *Phys. Rev.* **59**, 531 (1941).  
The Radioactivity of  $Mn^{56}$  and  $I^{128}$ .
- F. Barendse and G. F. Sizoo, *Physica* **6**, 1077 (1939).  
Cloud-chamber with electrical automatic control.
- H. Bauer, *Physik. Zschr.* **37**, 627 (1936).  
Portable Wilson cloud-chamber.
- J. A. Bearden, *Rev. Sci. Inst.* **6**, 256 (1935).  
Wilson chamber with an increased time of sensitivity.
- C. Beck, *Rev. Sci. Inst.* **12**, 602 (1941).  
Optimum liquid combination for cloud-chamber.
- R. A. Becker, W. A. Fowler and C. C. Lauritsen, *Phys. Rev.* **62**, 186 (1942).  
Short range  $\alpha$ -particles from fluorine bombarded with protons.
- H. J. Bhabha, *Proc. Roy. Soc.* **166**, 501 (1938).  
On the theory of heavy electrons and nuclear forces.
- P. C. Bhattacharya, *Proc. Nat. Inst. Sci. Ind.* **7**, 275 (1941).  
A search for the double proton.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **102**, 294 (1922).  
On the analysis of  $\alpha$ -ray photographs.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **103**, 62 (1923).  
The study of forked  $\alpha$ -ray tracks.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **107**, 349 (1925).  
Ejection of protons from nitrogen nuclei.
- P. M. S. Blackett, *J. Sci. Inst.* **4**, 433 (1927).  
An automatic cloud-chamber for the rapid production of  $\alpha$ -ray photographs.
- P. M. S. Blackett, *J. Sci. Inst.* **6**, 184 (1929).  
a) On the automatic use of Wilson cloud-chamber.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **123**, 619 (1929).  
b) Double camera for artificial disintegrations.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **135**, 132 (1932).  
On the collision loss of  $\alpha$ -particles and  $H$ -particles.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **146**, 281 (1934).  
Technique of counter controlled Wilson chamber.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **154**, 564 (1936).  
The measurement of the energy of cosmic rays.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **159**, 1 (1937).  
Measurement of cosmic-ray energy spectrum.
- P. M. S. Blackett and R. Brode, *Proc. Roy. Soc.* **154**, 573 (1936).  
Curvature measurement and energy spectrum of cosmic rays.
- P. M. S. Blackett and D. S. Lees, *Proc. Roy. Soc.* **134**, 658 (1931).  
Range velocity relation of  $\alpha$ -rays.
- P. M. S. Blackett and D. S. Lees, *Proc. Roy. Soc.* **134**, 658 (1932).  
a) The range velocity of recoil atoms.
- P. M. S. Blackett and D. S. Lees, *Proc. Roy. Soc.* **136**, 325 (1932).  
b) On the photography of artificial disintegration collision by  $\alpha$ -rays.
- P. M. S. Blackett and G. P. S. Occhialini, *Proc. Roy. Soc.* **139**, 699 (1933).  
Some photographs of the tracks of penetrating radiations.

- P. M. S. Blackett and J. G. Wilson, Proc. Roy. Soc. **160**, 304 (1937).  
Energy loss of cosmic-ray particles in metal plates.
- P. M. S. Blackett and J. G. Wilson, Proc. Roy. Soc. **165**, 290 (1938).  
Scattering of cosmic-ray particles in matter.
- F. Bloch, Ann. d. Physik **16**, 285 (1933).  
a) Stopping power of matter for swiftly moving charged particles.
- F. Bloch, Zschr. f. Physik **81**, 363 (1933).  
b) Stopping power of atoms with several electrons.
- N. Bohr, Phys. Rev. **58**, 864 (1940).  
Successive transformations in nuclear fission.
- N. Bohr, J. K. Boggild, K. J. Brostrom, and T. Lauritsen, Phys. Rev. **58**, 839 (1940).  
Velocity range relation for fission fragments.
- N. Bohr, J. K. Boggild, K. J. Brostrom, and T. Lauritsen, Phys. Rev. **59**, 270 (1941).  
Velocity range relation for fission fragments
- T. W. Bonner, Phys. Rev. **59**, 237 (1941).  
Determination of the energy of neutrons.
- T. W. Bonner and W. M. Brubaker, Phys. Rev. **49**, 778 (1936).  
a) The disintegration of nitrogen by slow neutrons.
- T. W. Bonner and W. M. Brubaker, Phys. Rev. **50**, 308 (1936).  
b) Disintegration of Be, B, and carbon by deuterons.
- T. W. Bonner and L. M. Mott-Smith, Phys. Rev. **46**, 258 (1934).  
Energy spectrum of neutrons from the disintegration of F, B, and Be by  $\alpha$ -particles.
- D. M. Bose, B. Chaudhuri, and M. Sinha, Phys. Rev. **65**, 341 (1944).  
Cosmic-ray meson spectra.
- W. H. Bostick, Phys. Rev. **61**, 557 (1942).  
Cloud-chamber photographs at 4300 meters altitude.
- H. Brinkman, K. Akad. Amsterdam. Proc. **39**, 1185 (1939).  
a) Continuously active cloud-chamber.
- H. Brinkman, Physica **6**, 519 (1939).  
b) Wilson chamber with several expansions per second.
- R. B. Brode, Rev. Mod. Phys. **11**, 222 (1939).  
Specific ionization of high speed particles.
- R. B. Brode, H. G. Macpherson, and M. A. Starr, Phys. Rev. **50**, 587 (1936).  
The heavy particle component of cosmic radiation.
- K. J. Brostrom, J. K. Boggild, and T. Lauritsen, Phys. Rev. **58**, 651 (1940).  
Cloud-chamber studies of fission fragment track.
- K. J. Brostrom, J. K. Boggild, and T. Lauritsen, Phys. Rev. **59**, 275 (1941).  
Range and straggling of fission fragments.
- W. M. Brubaker and T. W. Bonner, Rev. Sci. Inst. **6**, 143 (1935).  
Automatic high pressure Wilson cloud-chamber.
- J. Chadwick, N. Feather, and Davies, Proc. Camb. Phil. Soc. **30**, 357 (1934).
- J. Chadwick, N. Feather, and E. Bretscher, Proc. Roy. Soc. **163**, 366 (1937).  
Range, angle, projection of protons from photo-disintegration of deuterium.
- F. C. Champion, Proc. Roy. Soc. **134**, 672 (1932).  
a) The distribution of energy in the  $\beta$ -ray spectrum of RaE.
- F. C. Champion, Proc. Roy. Soc. **136**, 631 (1932).  
b) On some close collisions of fast  $\beta$ -particles with electrons photographed by expansion method.
- F. C. Champion, Proc. Roy. Soc. **153**, 353 (1936).  
Scattering of fast  $\beta$ -particles by nitrogen nuclei.

- F. L. Code, Phys. Rev. **59**, 229 (1941).  
Scattering of mesotrons in tungsten.
- D. R. Corson and R. B. Brode, Phys. Rev. **53**, 773 (1938).  
The specific ionization and mass of cosmic-ray particles.
- D. R. Corson and R. L. Thornton, Phys. Rev. **55**, 509 (1939).  
Disintegration of uranium.
- Coulier, J. de Pharm. et de Chimie **22**, 165 (1875).
- H. R. Crane, Rev. Sci. Inst. **8**, 440 (1937).  
Cloud-chamber for nuclear disintegration studies.
- H. R. Crane, Phys. Rev. **53**, 789 (1938).  
New experimental evidence for a neutrino.
- H. R. Crane, E. R. Gaerttner, and J. J. Turin, Phys. Rev. **50**, 302 (1936).  
A cloud-chamber study of the Compton effect.
- H. R. Crane and O. H. Halpern, Phys. Rev. **56**, 232 (1939).  
Experiments on the recoil of nucleus in  $\beta$ -decay.
- M. Curie, J. de phys. et rad. **4**, 170 (1923).  
Distribution of  $\alpha$ -ray ranges.
- I. Curie and F. Joliot, J. de phys. et rad. **4**, 494 (1933).  
Penetrating radiation.
- L. F. Curtiss, Bur. Stand. J. Research **4**, 663 (1930).  
A new method of analyzing  $\alpha$ -ray photographs.
- L. F. Curtiss, Bur. Stand. J. Research **8**, 579 (1932).  
Simplified automatic cloud-chamber.
- B. R. Curtiss and J. R. Richardson, Phys. Rev. **57**, 1121 (1940).  
Radiations from radioactive In (116).
- O. Dahl, L. R. Hafstad, and M. A. Tuve, Rev. Sci. Inst. **4**, 373 (1933).  
Permanently sealed chamber with metallic sylvphon bellows.
- P. I. Dee, Nature **133**, 564 (1934).  
Disintegration of the diplon.
- P. I. Dee, Proc. Roy. Soc. **148**, 623 (1935).  
Cloud track method for artificial transmutations.
- P. I. Dee and C. W. Gilbert, Proc. Roy. Soc. **149**, 200 (1935).  
The transmutation of heavy hydrogen investigated by the cloud track method.
- P. I. Dee and C. W. Gilbert, Proc. Roy. Soc. **154**, 294 (1936).  
The disintegration of boron into three  $\alpha$ -particles.
- P. I. Dee and E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. **141**, 733 (1933).  
Transmutations of Li and B.
- L. A. Delsasso, W. A. Fowler, and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **48**, 848 (1935).  
Protons from the disintegration of Li by deuterons.
- L. A. Delsasso, W. A. Fowler, and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **51**, 391 (1937).  
a) Energy and absorption of the  $\gamma$ -radiation from  $\text{Li}^1 + \text{H}^1$ .
- L. A. Delsasso, W. A. Fowler, and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **51**, 527 (1937).  
b) Gamma-radiations from F bombarded with protons.
- A. J. Dempster, Rev. Sci. Inst. **5**, 158 (1934).  
Automatic Wilson cloud-chamber of simple design.
- P. Duham and M. Margules, Zschr. f. Physik. Chemie **35**, 483 (1900).  
Observations on the vapor pressure of binary liquid mixtures.
- J. R. Dunning, Phys. Rev. **45**, 586 (1934).  
Emission and scattering of neutrons.
- H. Euler and W. Heisenberg, Ergeb. d. exakt. Naturwiss. **17**, 1 (1938).  
Theoretical considerations for the interpretations of cosmic radiation.
- L. Farkas, Zschr. f. physik. Chemie **125**, 236 (1927).  
Rate of formation of drops in supersaturated vapor.



- N. Feather, Proc. Roy. Soc. **136**, 709 (1932).  
Collisions of neutrons with nitrogen nuclei.
- N. Feather, Proc. Roy. Soc. **141**, 194 (1933).  
a) Collisions of  $\alpha$ -particles with F nuclei.
- N. Feather, Proc. Roy. Soc. **142**, 689 (1933).  
b) Collision of neutrons with light nuclei.
- N. Feather and F. Nimmo, Proc. Camb. Phil. Soc. **25**, 198 (1929).  
Distribution of ranges of  $\alpha$ -particles.
- H. Flood, Zschr. f. physik. Chemie **170**, 294 (1934).  
Formation of drops in supersaturated ethyl alcohol water vapor mixture.
- W. A. Fowler, L. A. Delsasso, and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **49**, 561 (1936).  
Radioactive elements of low atomic numbers.
- W. A. Fowler and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **51**, 1103 (1937).  
Radioactive  $\alpha$ -particles from  $\text{Li}^1 + \text{H}^2$ .
- W. A. Fowler, E. R. Gaerttner, and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **53**, 628 (1938).  
 $\gamma$ -radiation from B bombarded with protons.
- J. A. Froemke, C. R. Bloomquist, and E. X. Anderson, Zschr. f. physik. Chemie **166**, 305 (1933).  
Formation of drops in methyl alcohol water vapor mixture.
- D. K. Froman and J. C. Stearns, Rev. Mod. Phys. **10**, 133 (1938).  
Cosmic-ray showers and bursts.
- L. Fussell, Rev. Sci. Inst. **10**, 321 (1939). Exhaust valve for pneumatic cloud-chamber.
- E. R. Gaerttner and L. A. Pardue, Phys. Rev. **57**, 386 (1940).  
 $\gamma$ -radiations from N bombarded with deuterons.
- T. N. Gautier and A. E. Ruark, Phys. Rev. **57**, 1040 (1940).  
Composition of mixed vapor in cloud-chamber.
- I. A. Getting, Rev. Sci. Inst. **10**, 332 (1939).  
A cloud-chamber control circuit.
- L. Grosev, N. Dobrotin, and J. Frank, Comptes rendus, U. S. S. R. **3—6**, 289 (1936). Stereocomparator for work with cloud-chamber.
- O. Hahn and F. Strassman, Naturwiss. **27**, 11 (1939).  
Fission tracks in Wilson chamber.
- J. Halpern and H. R. Grane, Phys. Rev. **55**, 260 (1939).  
The internal conversion coefficient in the  $\text{F}^{19} + \text{H}^1$  reaction and measurements on the  $\gamma$ -ray spectrum.
- J. Hamilton, W. Heitler, and H. W. Peng, Phys. Rev. **64**, 78 (1943).  
Cosmic-ray mesons.
- W. D. Harkins, D. M. Gans, and H. W. Newson, Phys. Rev. **47**, 52 (1935). The disintegration of the nuclei of light atoms by nitrogen.
- W. E. Hazen, Rev. Sci. Inst. **13**, 247 (1932). Some operating characteristics of the Wilson cloud-chamber.
- W. E. Hazen, Phys. Rev. **64**, 7 (1943). Electrons in equilibrium with the penetrating component of cosmic-rays in lead at 10 000 ft. and at sea level.
- W. E. Hazen, Phys. Rev. **65**, 67 (1944) a) Cascade showers and nuclear disintegrations.
- W. E. Hazen, Phys. Rev. **65**, 259 (1944) b) Average, energy loss of mesons in air.
- G. Herzog, J. Sci. Inst. **12**, 153 (1935). A large cloud-chamber.
- G. Herzog, Helv. Phys. Acta **10**, 68 (1937).  
Wilson chamber for projection purpose.
- G. Herzog, Phys. Rev. **59**, 117 (1941).  
Cloud track of cosmic-rays in the stratosphere.
- G. Herzog and W. H. Bostick, Phys. Rev. **59**, 122 (1941).  
Cloud-chamber picture of cosmic-rays at 29,000 ft. altitude.

- Hilsch, *Physik. Zschr.* **40**, 594 (1939).  
Cloud-chamber for lecture experiments.
- R. Holm, *Zschr. f. Physik.* **101**, 138 (1936).  
Cloud-chamber investigation of electric discharges through gases.
- D. J. Hughes, *Phys. Rev.* **57**, 592 (1940). Positive excess and electron component in the cosmic-ray spectrum.
- D. J. Hughes, *Phys. Rev.* **60**, 414 (1941). Cloud-chamber photographs of slow mesotron pair.
- L. Janossy, *Phys. Rev.* **64**, 345 (1943). Note on the production of cosmic-ray mesons.
- W. Jenstchke and F. Prankai, *Physik. Zschr.* **40**, 706 (1939).  
Nuclear disintegration products of U.
- T. H. Johnson, J. G. Barry, and R. P. Shutt, *Phys. Rev.* **57**, 1047 (1940).  
Direct evidence of the proton component of cosmic radiation.
- T. H. Johnson, S. D. Benedetti, and R. P. Shutt, *Rev. Sci. Inst.* **14**, 265 (1943). A hydrostatically supported cloud-chamber of new design at high pressures.
- T. H. Johnson and R. P. Shutt, *Phys. Rev.* **61**, 380 (1942).  
Track of a decaying mesotron in cloud-chamber.
- F. Jolliot, *J. de phys. et rad.* **5**, 216 (1934).  
Wilson apparatus for variable pressures.
- F. Jolliot, *Comptes rendus* **208**, 647 (1939).  
Trajectories of products of uranium fission.
- C. C. Jones, *Rev. Sci. Inst.* **8**, 319 (1937).  
Time delay circuit for Wilson cloud-chamber.
- C. C. Jones and A. E. Ruark, *Am. Phil. Soc. Proc.* **82**, 353 (1940).  
Apparatus for viewing and measurements on stereoscopic cloud-chamber photographs.
- H. Jones, *Rev. Mod. Phys.* **11**, 235 (1939). Energy distribution and positive excess of mesotrons.
- H. Jones and D. J. Hughes, *Rev. Sci. Inst.* **11**, 79 (1940).  
Magnet and cloud-chamber for cosmic-ray studies.
- Kiessling, *Naturwiss. Verein d. Hamburg—Altona* **8** (1884).
- P. Kipfer, *Nature* **135**, 431 (1935).  
A high pressure Wilson cloud-chamber.
- F. Kirchner and H. Neuert, *Physik. Zschr.* **36**, 54 (1935).  
On the transformation of Be by slow protons.
- P. Kunze, *Zschr. f. Physik.* **80**, 559 (1933). a) Magnetic de-flections of the cosmic radiations in the Wilson chamber.
- P. Kunze, *Zschr. f. Physik.* **83**, 18 (1933). b) Investigations of cosmic-rays in the Wilson chamber.
- P. Kunze, *Physik. Zschr.* **42**, 405 (1941). A portable cloud-chamber for demonstration purposes.
- F. N. D. Kurie, *Rev. Sci. Inst.* **3**, 655 (1932). Use of Wilson chamber for measuring the range of  $\alpha$ -particles from weak sources.
- F. N. D. Kurie, *Phys. Rev.* **45**, 904 (1934). New mode of disintegrations induced by neutrons.
- T. H. Laby, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **208**, 445 (1908).  
The supersaturation and nuclear condensation of certain organic vapors.
- W. E. Lamb, *Phys. Rev.* **58**, 696 (1940). Passage of fission fragments through matter.
- W. E. Lamb, *Phys. Rev.* **59**, 687 (1941).  
Range of fission fragments.
- R. M. Langer, *Phys. Rev.* **56**, 851 (1938).  
Growth of droplets in Wilson chamber.
- A. Langsdorf, *Rev. Sci. Inst.* **10**, 91 (1939). A continuously sensitive diffusion cloud-chamber.

- P. Leprince-Ringuet, and J. Crussard, *J. de Phys. et rad* **8**, 207 (1937). Study of high energy cosmic particles in the Bellevue electromagnet.
- W. K. Lewis and E. Y. Murphee, *J. Am. Chem. Soc.* **46**, 1 (1924).  
Relation between vapor pressure and vapor composition in binary mixtures of volatile liquids.
- W. B. Lewis and C. E. Wynn-Williams, *Proc. Roy. Soc.* **136**, 349 (1932).  
The range of  $\alpha$ -particles from radioactive emanations and A products.
- M. S. Livingston, *Am. Phys. Teach.* **4**, 33 (1936).  
Projection cloud-chambers.
- M. S. Livingston and H. Bethe, *Rev. Mod. Phys.* **9**, 285 (1937).  
Nuclear dynamics.
- J. J. Livingood and G. T. Seaborg, *Rev. Mod. Phys.* **12**, 30 (1940).  
A table of induced radioactivities.
- G. L. Locher, *J. Frank. Inst.* **216**, 673 (1933). a) Cloud-chamber photographs of cosmic-ray stosses.
- G. L. Locher, *Rev. Sci. Inst.* **7**, 471 (1933).  
b) Wilson cloud-chamber for portable use.
- D. H. Loughridge and H. C. Trueblood, *Phys. Rev.* **46**, 323 (1934).  
Organic liquids suitable for cloud expansion works.
- A. C. B. Lovell, *Proc. Roy. Soc.* **172**, 568 (1939). Showers produced by penetrating cosmic-rays.
- H. Maier-Leibnitz, *Zschr. f. Physik.* **112**, 569 (1939).  
Investigations with slow Wilson chambers.
- L. Meitner, *Zschr. f. Physik.* **37**, 481 (1926).  
Long range  $\alpha$ 's from Th C.
- L. Meitner and K. Philip, *Zschr. f. Physik.* **87**, 484 (1934).  
Further measurements with neutrons.
- J. M. W. Miliatz and G. A. W. Rutgers, *Physica.* **7**, 13 (1940).  
Total and specific ionization of Po  $\alpha$ -particles.
- L. Mott-Smith, *Rev. Sci. Inst.* **5**, 346 (1934).  
A high pressure Wilson chamber.
- E. B. Murrell and C. L. Smith, *Proc. Roy. Soc.* **173**, 410 (1939).  
Transmutations of Na by deuterons.
- U. Nakaya and F. Yamasaki, *Proc. Roy. Soc.* **148**, 446 (1939).  
Applications of Wilson chamber to the study of spark discharge.
- S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **51**, 884 (1937).  
Note on the nature of cosmic-rays.
- H. Neurt, *Physik. Zschr.* **36**, 629 (1935). Range measurements, of fragments of a light element bombarded by fast protons.
- H. Neurt, *Physik. Zschr.* **37**, 629 (1936).  
Simple Wilson chamber.
- C. E. Nielson and W. M. Powell, *Phys. Rev.* **63**, 384 (1943).  
Mesotron mass and heavy tracks on Mt. Evans.
- Y. Nishina, M. Takeuchi, and T. Ichimiya, *Phys. Rev.* **52**, 1198 (1937).  
On the nature of the cosmic-ray particles.
- R. Peierls, *Report Prog. Phys.* **6**, 78 (1939).  
The meson.
- C. F. Powell, *Proc. Roy. Soc.* **119**, 553 (1928). Condensation phenomenon at different temperatures.
- W. Powell, *Phys. Rev.* **58**, 474 (1940).  
Photon production of mesotrons.
- W. Powell, *Phys. Rev.* **61**, 670 (1942).  
Stars and protons at 14, 125 ft.
- H. Raether, *Zschr. f. Physik.* **94**, 567 (1935).  
Gas discharge in a cloud-chamber.
- H. Raether, *Physik. Zschr.* **37**, 560 (1936).  
Electrical discharge in cloud-chamber.

- H. Raether, *Physik. Zschr.* **38**, 990 (1937). Examination of electron surge in the expansion chamber.
- H. Raether, *Zschr. f. Physik.* **110**, 611 (1938). Ionizing radiation accompanying a spark discharge.
- G. Rathenau, *Physica* **5**, 427 (1938). Simple Wilson chamber for demonstration purpose.
- Lord J. W. S. Rayleigh, *Collected Scientific Papers 1899—1920* (Cambridge University Press, Cambridge, England), том I, стр. 415.
- W. M. Rayton and T. R. Wilkins, *Phys. Rev.* **51**, 818 (1937).  
A Wilson cloud-chamber investigation of the alpha-particles from uranium.
- J. R. Richardson, *Phys. Rev.* **53**, 124 (1938). a) Radiations produced from artificially produced radio elements.
- J. R. Richardson, *Rev. Sci. Inst.* **9**, 152 (1938).  
b) Valve control circuits for Wilson chamber.
- J. R. Richardson, *Phys. Rev.* **55**, 609 (1939). Radiations from radioactive substances,  $Au^{198}$ ,  $Eu^{152}$ ,  $Ag^{106}$ ,  $Cu^{64}$ ,  $N^{18}$ .
- J. R. Richardson and L. E. E. Mo, *Phys. Rev.* **53**, 234 (1938).  
Photo-disintegration of  $H^2$  by  $\gamma$ -rays from  $Na^{24}$ .
- J. R. Richardson and F. N. D. Kurie, *Phys. Rev.* **50**, 999 (1936).  
The radiations emitted from artificially produced radioactive substances.
- H. O. W. Richardson and A. Leigh-Smith, *Proc. Roy. Soc.* **162**, 391 (1937).  $\beta$ -rays of Ra D.
- F. Richarz, *Ann. d. Physik.* **19**, 639 (1906). The value of the ratio of specific heats for a mixture of two gases.
- D. Roaf, *Proc. Roy. Soc.* **153**, 568 (1936).  
Disintegration of B by  $\alpha$ -particles.
- M. Rohr, *The formation of images in optical instruments* (Dept. of Scientific and Industrial Research, H. M. Stationary Office, London, 1920).
- B. Rossi and K. Greisen, *Rev. Mod. Phys.* **13**, 240 (1941).  
Cosmic-ray theory.
- B. Rossi, L. Janossy, R. Rochester, and M. Bound, *Phys. Rev.* **58**, 762 (1940). Production of secondary ionizing particles by non-ionizing agents.
- Lord Rutherford, W. B. Lewis, and B. V. Bowden, *Proc. Roy. Soc.* **142**, 347 (1933). Analysis of long range-particles from radium C' by the magnetic focusing method.
- L. Scharer, *Ann. d. Physik.* **35**, 619 (1939). Condensation of supersaturated vapor on ions.
- G. T. Seaborg, *Rev. Mod. Phys.* **16**, 1 (1944).  
Table of isotopes.
- R. L. Sen Gupta, *Proc. Nat. Inst. Sci. Ind.* **9**, 295 (1943).  
Specific ionization of cosmic-ray particles.
- L. Seren, *Phys. Rev.* **62**, 204 (1942). Cloud-chamber study of collision electrons in equilibrium with mesons.
- T. Shimizu, *Proc. Roy. Soc.* **99**, 425 (1921). A reciprocating expansion apparatus for detecting ionizing rays.
- K. Shinohara and M. Hatoyama, *Phys. Rev.* **59**, 461 (1941).  
Pair production in the field of electrons.
- R. P. Shutt, S. D. Benedetti, and T. H. Johnson, *Phys. Rev.* **62**, 552 (1942). Cloud-chamber track of a decaying mesotron.
- G. C. Simpson, *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **67**, 99 (1941).  
On the formation of cloud and rain.
- M. Sinha, *Trans. Bose Res. Inst.* **15**, 191 (1943).  
Cloud-chamber study of shower production in lead.
- G. J. Sizoo and F. Barendregt, *Physica* **6**, 1085 (1939).  
Production of positrons by  $\beta$ -particles.

- D. Skobelzyn, *Zschr. f. Physik.* **43**, 354 (1927). Intensity distribution in the spectrum of  $\gamma$ -rays from Ra C.
- D. Skobelzyn, *Zschr. f. Physik.* **54**, 686 (1929).  
On a new type of fast  $\beta$ -rays.
- L. B. Snoddy and C. D. Bradley, *Phys. Rev.* **45**, 432 (1934). A method for investigating electrical breakdown process.
- J. C. Street and E. C. Stevenson, *Rev. Sci. Inst.* **7**, 347 (1936).  
Design and operation of counter-controlled Wilson chamber.
- J. C. Street and E. C. Stevenson, *Phys. Rev.* **52**, 1003 (1937).  
New evidence for the existence of a particle of mass intermediate between the proton and electron.
- J. E. Thomas and W. E. Ramsay, *J. Frank. Inst.* **227**, 789 (1939).  
Small cloud-chamber for electron showers.
- G. Tohmfor and M. Volmer, *Ann. d. Physik.* **33**, 109 (1938).  
Production of condensation nuclei in the presence of electrical charges.
- J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **46**, 528 (1898). Charge carried by Röntgen ions.
- F. Trey, *Physik. Zschr.* **39**, 343 (1938). A new radially expanding cloud-chamber.
- F. Trey, *Physik. Zschr.* **41**, 415 (1940). Production of clouds in gases saturated with water vapor by removal of heat from the vapor by conduction.
- B. Trumpy, *Zschr. f. Physik.* **111**, 338 (1939). Secondary processes of the soft and penetrating components of cosmicrays.
- J. J. Turin and H. R. Crane, *Phys. Rev.* **52**, 63 (1937).  
a) The absorption of high energy electrons, часть I.  
J. J. Turin and H. R. Crane, *Phys. Rev.* **52**, 610 (1937).  
b) The absorption of electrons, часть II.
- R. E. Vollrath, *Rev. Sci. Inst.* **7**, 409 (1936).  
Continuously active cloud-chamber.
- M. Volmer and A. Weber, *Zschr. f. physik. Chemie* **119**, 277 (1926). Number of drops formed per second in supersaturated space.
- M. Volmer and H. Flood, *Zschr. f. physik. Chemie* **170**, 273 (1934). Drop formation in saturated ethyl alcohol water vapor.
- H. Walke, E. J. Williams, and G. R. Evans, *Proc. Roy. Soc.* **171**, 360 (1939).  
K electron capture, nuclear isomerism and the long period activities of titanium and scandium.
- C. G. Webb, *Phil. Mag.* **19**, 927 (1935).  
On the scattering of light by water drops.
- J. A. Wheeler and R. Ladenburg, *Phys. Rev.* **60**, 754 (1941).  
Mass of meson by the method of momentum loss.
- E. J. Williams, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **35**, 512 (1939).  
a) Sensitive time of a Wilson expansion chamber.
- E. J. Williams, *Proc. Roy. Soc.* **172**, 194 (1939).  
b) Some observations on cosmic-ray using a large randomly operated cloud chamber.
- E. J. Williams and G. R. Evans, *Nature* **145**, 818 (1940).  
Transformation of mesons into electrons.
- E. J. Williams and E. Pickup, *Nature* **141**, 684 (1938).  
Heavy electrons in cosmic-rays.
- E. J. Williams and G. E. Roberts, *Nature* **145**, 102 (1940).  
Track of a decay electron.
- E. J. Williams and F. R. Terroux, *Proc. Roy. Soc.* **126**, 289 (1930).  
Investigations on the passage of fast  $\beta$  particles through gas.
- C. T. R. Wilson, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **189**, 265 (1897). Condensation of water vapor in the presence of dust free air and other gases.
- C. T. R. Wilson, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **192**, 403 (1899). a) On the condensation nuclei produced in gases by the action of Röntgen rays, uranium rays, ultraviolet light and other agents.

- C. T. R. Wilson, Phil. Trans. Roy. Soc. **193**, 289 (1899).  
 b) On the comparative efficiency as condensation nuclei of positively and negatively charged ions.
- C. T. R. Wilson, Phil. Mag. **7**, 681 (1904). Condensation method of demonstrating the ionization of air.
- C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. **85**, 285 (1911).  
 Cloud-chamber technique.
- C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. **87**, 277 (1912).  
 Cloud-chamber technique.
- C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. **104**, 1, 192 (1923). Investigation on  $\alpha$ -rays and  $\beta$ -rays by the cloud method.
- C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. **142**, 88 (1933).  
 New type of expansion cloud-chamber.
- C. T. R. Wilson and J. G. Wilson, Proc. Roy. Soc. **148**, 523 (1935). Faling cloud-chamber and radially expanding cloud-chamber.
- J. G. Wilson, Nature **142**, 73 (1938). Production of secondary electrons by cosmic-ray particles.
- J. G. Wilson, Proc. Roy. Soc. **174**, 73 (1940). Scattering of mesotrons in metal plates.
- K. Zuber, Helv. Phys. Acta **11**, 366 (1938).  
 Automatic Wilson cloud-chamber.

## Общие обзоры

1. K. K. Darrow, Introduction to Contemporary Physics (D. Van Nostrand Company, Inc., New York, 1939).
2. H. Geiger, Handbuch der Physik (Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin, 1927), том 22.
3. R. Glazebrooke, Dictionary of Applied Physics (Macmillan and Company, London, 1927), том 4.
4. W. Heitler, Quantum Theory of Radiation (The Clarendon Press, Oxford, 1935).
5. Lord Rutherford, J. Chadwick, and C. D. Ellis, Radiation, from Radioactive Substances (Cambridge University Press, Cambridge Englands 1935).
6. M. N. Saha and B. N. Srivastava, A Treatise on Heat (Indian Press, Allahabad, India, 1935).
7. M. N. Saha and N. K. Saha, A Treatise on Modern Physics (Indian Press, Allahabad, India, 1934).
8. J. J. Thomson, Application of Dynamics to Physics and Chemistry (Macmillan and Company, London, 1838).
9. J. J. Thomson and G. P. Thomson, Conduction of Electricity through Gases (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1928), том 1.
10. F. A. B. Ward, Atom Tracks (London, 1937).

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**ПЕРВЫЙ РАБОТАЮЩИЙ СИНХРОТРОН НА 8 МИЛЛИОНОВ  
ЭЛЕКТРОН-ВОЛЬТ**

Ф. К. Говард и Д. Е. Барнес<sup>1</sup> построили небольшой синхротрон на 8 миллионов электрон-вольт. Принцип синхронного ускорения частиц был предложен В. И. Векслером<sup>2,3</sup> и Е. Мак Милланом<sup>4</sup> и состоит в том, что в ускорителе типа циклотрона медленно изменяется магнитное поле<sup>5,6,7,8</sup>. Рост магнитного поля позволяет в среднем сохранить постоянство частоты обращения частицы, несмотря на то, что её энергия увеличивается. Как известно, период обращения электрона равен  $T = \frac{2\pi\epsilon}{ecH}$ , где  $\epsilon$  — полная энергия, а  $H$  напряжён-

ность магнитного поля. В синхротроне в среднем  $\frac{\epsilon}{H}$  — постоянная величина. Таким образом резонансное ускорение частиц происходит до тех пор, пока растёт магнитное поле. В. И. Векслер показал, что для сохранения постоянства  $\frac{\epsilon}{H}$  нет необходимости подбирать закон изменения  $H$ , а лишь следует адиабатически непрерывно увеличивать его значение.

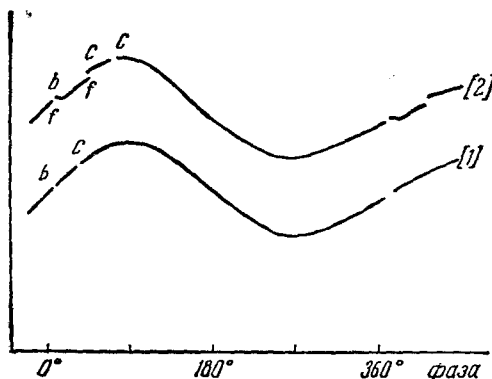
Ф. К. Говард и Д. Е. Барнес для быстрой проверки основных принципов синхронного ускорения частиц решили использовать имеющийся в их распоряжении бетатрон на 4 миллиона электрон-вольт. Этот бетатрон обладал рядом особенностей и являлся одной из ранних моделей Керста<sup>9</sup>.

Радиус равновесной бетатронной орбиты равнялся 7,5 см. Но электроны совершали движение на этом радиусе только незначительное время, так как при фазе магнитного поля  $24^\circ$  относительно минимального значения (это значит, что в этот момент магнитное поле равнялось  $H_{\max} \sin 24^\circ$ ) сердечник магнита начинает насыщаться. Электроны, недополучая энергии от магнитного поля, движутся по спирали с уменьшающимся радиусом, и когда фаза магнитного поля равняется  $90^\circ$  ударяются о мишень, находящуюся на радиусе 4,6 см. В этот момент поле на орбите ( $r = 7,5$  см) достигает 2000 гаусс. Эффективный 50-периодный ток в намагничивающих катушках равнялся 35 ампер. Повышение тока до 70 ампер, т. е. до максимального значения, достигаемого без пробоя, не увеличивало конечной энергии электронов, так как в этом случае сердечник насыщался уже при фазе в  $12^\circ$  и электроны ударялись о мишень при фазе в  $30^\circ$ , т. е. когда поле достигало лишь половины своего нового максимального значения.

Ф. К. Говард и Д. Е. Барнес решили полностью использовать возможности магнита превратив бетатрон в синхротрон. Для этой цели была изготовлена самыми простыми средствами высокочастотная система. В поле магнита была помещена фарфоровая тороидальная вакуумная камера, покрытая аквадагом. Высокая частота возбуждалась в четверть-волновом резонаторе типа коаксиальной линии с помощью небольшой петли. Частота равнялась 640 мегациклов/сек. Электроны получали энергию в щели, проходя сквозь резонатор. Резонатор не мог быть сделан сплошным, так как в этом случае токи Фуко привели бы к возмущению электронной орбиты. Поэтому он был изготовлен

из 26 проволок, отстоящих друг от друга на расстоянии 1/16 дюйма и смонтированных на дистироловых распорках. Проволочки были связаны вместе в пучностях тока. В я система была изогнута, чтобы охватывать ускорительную камеру. Такая система обладала рядом недостатков, так как поле было очень неоднородно и ослаблялось фарфоровыми стенками камеры. Но её простота искунала все недостатки. Средняя доставляемая мощность равнялась 1 ватту. Амплитуда напряжения не превышала 100 вольт и устанавливалась за 10 микросекунд. Можно было регулировать продолжительность действия электрического поля и момент включения.

Контроль работы ускорителя осуществлялся следующим образом. На горизонтальные пластины осциллографа подавалось напряжение питающего электромагнит тока. С вертикальными пластинами осциллографа были связаны генератор и гайгеровские счётчики, регистрирующие наличие излучения. Всё время, пока высокая частота подавалась в резонатор, синусоида смещалась на постоянную величину. Кривая 1 на рисунке изображает осциллограмму, когда ускоритель работал как бетатрон (без высокочастотного электрического поля); кривая 2 изображает осциллограмму для синхротрона. Буква *b* показывает момент инжекции, *c* — сигнал от счётчиков, а *f* — интервал времени, в течение которого включена высокая частота.



1 — схема осциллограммы бетатрона; 2 — схема осциллограммы синхротрона.

На кривой 1 (бетатрон) сигнал от счётчиков получается при фазе в  $36^\circ$ . На кривой 2 сигнал от счётчиков приходит при фазе  $80^\circ$ . Однако счётчики срабатывают также и при  $130^\circ$ . Это показывает, что не все частицы были захвачены в синхронный режим работы и ускорялись до тех же энергий, что и раньше. Таким образом, с помощью ничтожных средств авторы увеличили максимально достигаемую энергию в 2 раза и получили электроны с энергией 8 миллионов электрон-вольт.

Рентгеновский пучок направлялся в ионизационную камеру. При включении высокой частоты ионизация возрастала в 4 раза. Было подсчитано, что если бы все электроны были ускорены до 8 миллионов электрон-вольт, то ионизация возрасла бы в 6 раз. Авторы отмечают, что ионизация возрастала при повышении амплитуды высокой частоты, а также при увеличении скорости возрастания амплитуды.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. F. K. Loward and D. E. Barnes, *Nature* **158**, 413.
2. В. И. Векслер, *ДАН* **44**, № 9, 393 (1944).
3. V. I. Veksler, *Journ. of Phys.* **9**, 153 (1945).
4. E. M. Millan *Phys. Rev.* **68**, 143 (1945).
5. M. Rabinovich, *Journ. of Phys.* **10**, 523 (1946).
6. D. M. Dennison and T. H. Berlin, *Phys. Rev.* **70**, 58 (1946).
7. N. N. Frank, *Phys. Rev.* **70**, 177 (1946).
8. Z. Foldy and D. Bohm, *Phys. Rev.* **70**, 249 (1946).
9. D. W. Kerst, *Phys. Rev.* **60**, 47 (1941).

М. С. Рабинович



## КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ СЧЁТЧИК

Идея использования кристалла  $\text{AgCl}$  для счёта радиоактивных излучений принадлежит Ван-Хердену. Работы его изложены в книге \*), которая, безусловно, заслуживает внимания физиков, работающих в этой области.

Измерение энергии  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения в настоящее время производится рядом методов, из которых основными являются магнитный  $\beta$ -спектрограф и камера Вильсона. Для измерения со слабыми препаратами эти методы не пригодны. Энергию  $\alpha$ -частицы можно определять также с помощью ионизационной камеры. Для этого необходимо пропорционально усилить импульс от частицы и тогда по его величине можно судить об энергии. Ионизационная камера должна иметь такую глубину, чтобы внутри её укладывался весь пробег  $\alpha$ -частицы. Применение подобной методики к электронам невозможно, так как их пробег в воздухе не сантиметры, как у  $\alpha$ -частицы, а несколько метров. Камера таких больших размеров не пригодна для использования.

Если бы удалось найти вещества, в которых  $\beta$ -частицы имеют незначительный пробег и в которых ионизация тем не менее достаточно велика, чтобы можно было наблюдать отдельную частицу и измерить величину ионизации, которую она создаёт, то мы получили бы тем самым способ измерения энергетических спектров слабых препаратов. Кроме того, необходимо, чтобы так же, как в газе, величина ионизации, производимая частицей, была бы однозначной функцией энергии.

Ряд физиков пыгались работать с жидкими ионизационными камерами (Яффе) и с камерами, содержащими газ под большим давлением (Краус и Клей). Подобные камеры удовлетворяют поставленным условиям, однако из-за сильной рекомбинации ионизационный ток составляет лишь  $1/3$ — $1/10$  от величины тока в обычной камере для  $\alpha$ -частиц той же энергии. Время собирания зарядов у таких камер велико ( $10^{-2}$ — $10^{-1}$  сек.). Оба эти обстоятельства делают их применение затруднительным. Наблюдение импульсов от отдельной частицы в таких камерах вообще невозможно. Перспективы использования твёрдого тела для этой цели были ещё менее утешительны. Ионизационный ток, наблюдавшийся, например, при облучении слюды  $\alpha$ -частицами, составлял лишь  $1/1000$  от соответствующего тока в газе.

Ван-Херден обнаружил, что в отличие от других твёрдых тел, приготовленный соответствующим образом кристалл  $\text{AgCl}$ , охлаждённый до температуры жидкого воздуха, обладает интересующими нас свойствами. Кристалл  $\text{AgCl}$  имел диаметр 4 см и толщину 4 мм. Две его противоположные грани были посеребрены и служили электродами. Собирающее напряжение употреблялось около 2000 вольт. Импульсы с помощью соответствующего усилителя записывались на плёнку.

В первой серии опытов такой кристалл помещался в  $\beta$ -спектрограф в качестве индикатора электронов. При этом кристалл облучался моноэнергетическими электронами, энергия которых могла задаваться. Оказалось, что импульсы для электронов данной энергии группируются вблизи вполне определённой величины, которая, в свою очередь, оказалась пропорциональной энергии электронов. Величина импульса соответствует тому, что электрон затрачивает 7,6 эВ на перевод электрона кристаллической решётки в зону проводимости. Время собирания электронов определяется их подвижностью в зоне проводимости. Оно порядка  $10^{-6}$  сек. Это обстоятельство выгодно отличает кристалл от ионизационной камеры и оправдывает наименование «кристаллический счётчик».

Ряд обстоятельств осложняет эффект даже при использовании моноэнергетических электронов. Они приводят к тому, что, помимо основной, наиболее интенсивной, группы импульсов имеются импульсы меньшей величины. В ос-

\*) The Crystalcounter. A new instrument of Nuclear Physics. By P. J. Van Heerden. N. V. Noord — Hollandsche Uitgevers Maatschappij, Amsterdam, 1945.

новном это происходит из-за того, что, в результате рассеивания электронов, их пробег в кристалле различен. Этот эффект можно, повидимому, устранить. Тогда, резюмируя, можно сказать, что для изучения  $\beta$ -спектров слабых препаратов этот метод вполне применим и имеет то преимущество, что позволяет использовать телесный угол  $4\pi$ , а не такие малые углы, как в  $\beta$ -спектрографе.

Во второй серии опытов автор с помощью кристалла изучал  $\gamma$ -спектры Ra ( $B+C$ ) и Th ( $B+C$ ). Попытка эта не увенчалась успехом. Автору не удалось получить повторяемых результатов. Объясняется это, повидимому, тем, что  $\gamma$ -лучи дают вторичные электроны разной энергии. Кроме того, сами  $\gamma$ -спектры достаточно сложны. Таким образом, хотя применение кристалла для измерения  $\gamma$ -спектров заманчиво, оно вряд ли возможно.

При применении кристалла для регистрации  $\alpha$ -частиц и других тяжёлых частиц необходимо учесть, что для них рекомбинация значительнее, чем для электронов. Автор показал, что импульсы, получаемые в кристалле от  $\alpha$ -частиц, в 4—5 раз меньше по величине, чем от электронов той же энергии.

Совершенно очевидно, что возникновение тока в кристалле под действием электронов объясняется тем, что электроны так же, как фотоны, при фотоэффекте переводят электрон в зону проводимости. В книге имеется раздел, где автор пытается дать теоретическое объяснение тому факту, что не все кристаллы, обнаруживающие фотоэлектрический эффект (например, алмаз, цинковая обманка), чувствительны к электронам.

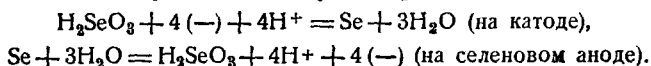
*И. Я. Барит*

### ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИЙ СЕЛЕНОВЫЙ ФОТОЭЛЕМЕНТ

Прежние попытки изготовить электролитические селеновые фотоэлементы не приводили к положительным результатам: получаемые фотоэлементы обладали низкой чувствительностью и быстро теряли свои фотоэлектрические свойства<sup>1,2</sup>. Гиппель, Шульман и Риттнер<sup>3</sup>, повидимому, впервые дали метод изготовления электролитического фотоэлемента, действительно пригодного для измерительных целей. Получаемые ими селеновые фотоэлементы при внешнем напряжении  $\sim 2$  В дают ток короткого замыкания порядка 1000  $\mu\text{A}/\text{Lm}$  (при темновом токе 0,2—2,0  $\mu\text{A}$  и поверхности 2  $\text{cm}^2$ ); они обладают хорошей линейностью в широких пределах внешних сопротивлений и интенсивностей и, что очень важно, могут работать в течение многих месяцев, не меняя своих свойств. Спектральная кривая чувствительности этих фотоэлементов почти та же, что и у сухих селеновых фотоэлементов.

Изготовление электролитического селенового фотоэлемента несложно: в стеклянный сосуд с раствором  $\text{SeO}_2$  погружаются 2 металлических электрода (Pt или нержавеющая сталь), покрытых электролитически осажденным Se. Анодное покрытие при этом должно иметь большую толщину, так как от этого зависит время жизни фотоэлемента. В рецензируемой статье достаточно подробно описываются способы покрытия электродов.

Как сообщают авторы, фотоэлементы, содержащие в качестве электролитов  $\text{HCl}$ ,  $\text{H}_2\text{PO}_4$ ,  $\text{H}_2\text{SO}_4$  и др., обнаруживали фоточувствительность, но слой селена на катоде быстро разрушался, и фотоэлементы выбывали из строя. Достаточно чувствительные, долгоживущие и стабильные фотоэлементы были получены лишь с применением раствора  $\text{SeO}_2$ . В этом случае катод не разрушается, так как происходят следующие реакции:



Авторы подчёркивают, что для получения высокой чувствительности применяемые вещества (Se,  $\text{SeO}_2$ ) должны иметь высокую степень чистоты. Загрязнение Se (обычное) и другими металлами свыше нескольких миллионных до-

лей уменьшало чувствительность получаемых фотоэлементов во много раз, увеличивало темновой ток, нарушало линейность и т. д.

Судя по материалам реферируемой статьи недостатками получаемых фотоэлементов являются: зависимость темнового тока от температуры, инерционность, сказывающаяся уже при небольших частотах, и значительные вариации качеств получаемых образцов.

### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Reinganum, Phys. Zschr. 8, 293. 1907.
2. C. G. Fink and D. K. Alpern, Trans. Am. El. Soc. 62, 369, 1932.
3. A. Hippel, J. H. Schulmann and E. S. Rittner, J. Appl. Phys. 17, 215, 1946.

А. Ильина

### НОВЫЙ МЕТОД ИНФРАКРАСНОЙ ФОТОГРАФИИ

Известные методы инфракрасной фотографии на сенсibilизированных фотопластинках и с использованием эффекта Гершеля дают возможность фиксировать лишь коротковолновые инфракрасные лучи. «Эвапорография» по Черни пригодна и для длиноволновых инфракрасных лучей. Метод этот слишком сложен, и он не вышел за пределы лабораторных опытов.

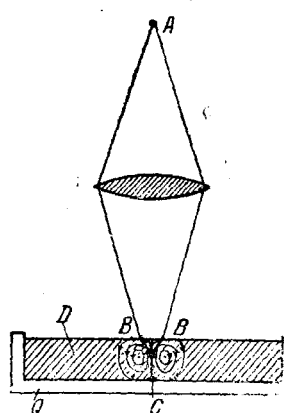


Рис. 1. Схема расположения опыта: A—угольная лампа, L—линза, Q—плоская стеклянная кювета, D—взвесь частиц пицеина в керосине, B—токи нагревающейся жидкости, C—слой оседающих на дно частиц пицеина.

Гейнц (Journ. de Physique VII, 293, 1946) предлагает новый способ инфракрасной фотографии, основанный на том, что часть тонкого слоя жидкости, нагреваемая инфракрасными лучами в том месте, где получается изображение, начинает подниматься вверх, и циркуляция, получающаяся в этом месте, оставляет на дне кюветы следы в виде скопления частиц, примешанных к данной жидкости. На рис. 1 видно расположение опыта. На рис. 2 представлен снимок нити угольной лампы, полученный этим методом. Рядом приведен обычный снимок. Снимки спектров ртутной дуги, приведенные в оригинальном сообщении, воспроизвести трудно, так как линии там очень слабы.

Наилучшие результаты Гейнц получает с суспензией порошка алюминия (размер частиц  $\sim 0,01$  м.м) в амиловом спирте (1 грамм на  $50$  см<sup>3</sup>) и с пицеино-керосиновой взвесью. Последняя готовится следующим образом:  $100$  см<sup>3</sup> керосина ( $d = 0,81$ ) смешивается с  $15$  г пицеина. Жидкость нагревается в колбе Эрленмейера до кипения и фильтруется через гигроскопическую вату при  $60-80^\circ$ . Эта концентрированная суспензия может сохраняться долго. Для съемки берут, например, плоскую кювету со стеклянным дном  $5 \times 5$  см и наливают туда  $\sim 10$  капель полученной взвеси и такое количество керосина, чтобы в кювете получился слой в  $1,2-1,5$  м.м \*). Осторожно размешивая, получают однородную эмульсию. Перед употреблением налитый раствор выдерживается в течение нескольких часов, причём частицы пицеина оседают тонким слоем на дно. Перед съемкой суспензия опять взбалтывается.

\*) Слой такой толщины даёт наибольшую чувствительность метода.

После этого на поверхность жидкости проектируется изображение снимаемого объекта. После съёмки картина, образованная частицами пицеина на дне юкветы, освещается обычным светом, пропущенным через 5—10 см воды (для исключения тепловых воздействий), и фотографируется на обычной пластинке.

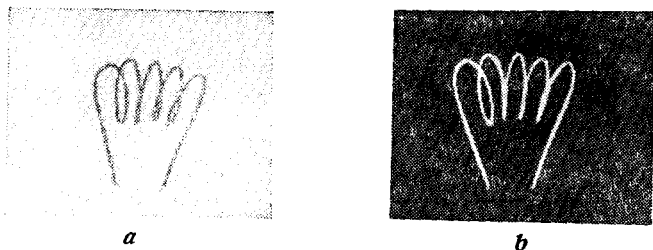


Рис. 2, *a* — «инфракрасная фотография» нити лампы, полученная с помощью керосиново-пицеиновой смеси, *b* — обычная фотография той же нити.

Гейнц сообщает, что в обычных условиях, при экспозициях в несколько секунд, чувствительность метода того же порядка, что и у термоэлектрических методов. Применение больших экспозиций (до 45 сек) даёт возможность зарегистрировать потоки излучения в 20 раз более слабые, чем обнаруживаемые лучшими термостолбиками с гальванометрами наибольшей чувствительности.

*А. Ильина*

## НАИМЕНОВАНИЯ И ХИМИЧЕСКИЕ СИМВОЛЫ ЭЛЕМЕНТОВ С АТОМНЫМИ НОМЕРАМИ 43, 85, 87, 95 и 96

В результате обширных работ по трансмутации элементов, помимо многочисленных изотопов ранее известных элементов, появились новые элементы, заполняющие в периодической системе места, оставшиеся до последнего времени не занятыми. Эти новые, искусственно создаваемые элементы входят в обиход современной химии и физики наряду со стабильными «естественными» элементами и в связи с этим назрела необходимость в присвоении им наименований и химических символов. В течение последних месяцев предложены наименования и символы для следующих элементов:

К. Перье и Е. Сегре, впервые в 1937 г. получившие путём нейтронной бомбардировки молибдена элемент 43, предложили назвать его «технецием» — символ *«Te»* — (technetium), от греческого *τεχνητός*, подчёркивая тот факт, что он является первым искусственно созданным элементом.

Д. Р. Корсон, К. Р. Меккензи и Е. Сегре, изготовившие в 1940 г. изотоп элемента 85 с массой 211, предложили, по аналогии с более лёгкими галлоидами — хлором (chlorine), бромом (bromine) и иодом (iodine), назвать его «астатином» — символ *At* — (astatine), от греческого слова *ἀστατός*, неустойчивый.

Ф. А. Панет, по согласованию с М. Пэри, открывшей в 1939 г. элемент 87, предложил назвать его «францием» — символ *Fa* — (francium) по аналогии с полонием.

Г. Т. Сиборг, Р. А. Джемс, Л. О. Морган и А. Джизоро, открывшие и исследовавшие при участии Дж. Г. Гамильтона и его группы физиков в 1945 г. элементы 95 и 96 присвоили им, по аналогии с их более лёгкими гомологами — европием и гадолинием названия: элемент 95 — «америчий» (Americium) — символ *Am*, элемент 96 — «кюриий» (Curium) — символ *Cu*.

Вопрос о наименовании и символе для элемента с атомным номером 61 остаётся пока открытым.

*Г. Р.*

## PERSONALIA

## НОБЕЛЕВСКАЯ ПРЕМИЯ ПО ФИЗИКЕ ЗА 1946 г.

Нобелевская премия по физике за 1946 г. присуждена 16 ноября истекшего года П. В. Бриджмену за его работы в области физики сверхвысоких давлений и, в частности, за аппаратуру, позволившую достигнуть давлений порядка нескольких сот тысяч атмосфер. Перси Виллиам Бриджмен (Percy William Bridgeman) родился 21 апреля 1882 г. В 1904 г. он окончил Гарвардский университет (США). В стенах этого университета, профессором физики которого он становится в 1919 г., протекает вся его научная деятельность, целиком посвящённая физике сверхвысоких давлений. В этой области Бриджмену принадлежат основные экспериментальные идеи (самоуплотняющиеся затворы, коническая камера с супортом, применение карболоя и др.), позволившие ему расширить доступный для количественных физических исследований интервал давлений с 3000 ат сперва до 20 000, затем до 50 000 и, наконец, до 100 000 ат и достигнуть рекордных давлений до 425 000 ат. Им проделаны обширные исследования сжимаемости, фазовых превращений, вязкости и других свойств вещества. В частности, им получено экспериментальное доказательство отсутствия критической точки на кривой плавления, обнаружено большое количество полиморфных превращений, в том числе необратимый переход жёлтого фосфора в чёрный и открыт особый вид разрушения материалов под высоким давлением, так называемый «пинч-эффект». Краткий очерк его сорокалетней работы, приведшей к более чем стократному увеличению области технически осуществимых давлений и возникновению целой новой отрасли физики, дан самим Бриджменом в одной из последних статей (русский перевод, см. УФН, XXIX, вып. 3—4, 305, 1946).

Бриджмен является автором ряда книг, из которых «Физика высоких давлений» и «Теория размерностей» имеются в русском переводе. Недавно им опубликован исчерпывающий критический обзор всех работ в области физики высоких давлений вплоть до 1946 г. (см. УФН, XXXI, вып. 1, 2 и 3 1947).

За его работы в 1917 г. ему присуждена медаль Румфорда американской Академии наук, членом которой он состоит, в 1932 г. — медаль Крессона Франклиновского института и в 1933 г. — медаль Розебума голландской Академии наук.

---

## ХРОНИКА

МАРТОВСКАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК  
АКАДЕМИИ НАУК СССР

18 марта в Москве состоялась очередная сессия Отделения физико-математических наук Академии наук СССР.

На утреннем заседании доктор физико-математических наук И. Я. Померанчук сделал доклад «О неоднозначности устранения бесконечностей квантовой теории полей». Как известно, современная квантовая теория поля приводит к расходящимся выражениям трёх типов: так называемым «чётным», имеющим классическую природу и связанным с представлением о точечной частице, «нечётным», имеющим чисто квантовый характер и обязанным своим происхождением особенностям квантования поля и существованию нулевой энергии осциллятора и, наконец, «логарифмическим», — к которым приводит дираковская теория вакуума. Все предпринимавшиеся до сих пор попытки избавиться от этих расходимостей путём введения в теорию тех или иных «форм-факторов», определяющих «структуру» элементарной частицы, либо наталкивались на невозможность удовлетворить основным требованиям теории относительности, либо, как например, в случае предельного  $\lambda$ -процесса Дирака, избавляли теорию только от одного типа расходимостей, в полной мере сохраняя остальные.

Докладчику удалось разыскать целый класс таких форм-факторов, которые в совокупности с предельным  $\lambda$ -процессом как удовлетворяют релятивистским требованиям, так и освобождают теорию от всех расходимостей одновременно. Однако варьируя вид форм-фактора, можно обратить расходящиеся выражения не только в ноль, но и в любое конечное число. Таким образом, положение с квантовой теорией поля кардинально изменилось. Место, предполагавшейся ранее невозможности избавиться от расходящихся выражений без коренной ломки теории заступила неоднозначность такого избавления. По мнению докладчика, в связи с этим возникает альтернатива: либо можно, опираясь, например, на экспериментальные измерения масс элементарных частиц, найти некоторые пути для отбора тех или иных форм-факторов из числа возможных, и тогда можно будет построить строгую теорию, свободную от расходимостей, но не способную объяснить наблюдаемого спектра масс. Такая теория была бы значительным шагом вперёд, но, оставаясь ограниченной, являлась бы только временной «рабочей» теорией — «теорией переходного времени», по выражению докладчика, — либо неоднозначность форм-фактора является принципиальной и неустранимой, и тогда единственный путь развития — радикальное преобразование всей теории.

В дискуссии по докладу выступили академик С. И. Вавилов, член-корреспондент Академии наук СССР Б. М. Вулл и член-корреспондент Украинской Академии наук Н. Н. Боголюбов.

Член-корреспондент Украинской Академии наук Н. Д. Моргулис сообщил результаты проделанного им совместно с П. Г. Борзяком и Б. И. Дятловицкой комплексного исследования оптических и фотоэлектрических свойств реального современного сурьмяно-цезиевого катода. На стенки трубки (частично покрытые платиной) испарением наносился слой сурьмы, подвергавшийся

затем обработке цезием. Толщина получавшегося таким образом катода монотонно менялась вдоль трубки, постепенно сходя на-нет. С помощью монохроматического светового зонда были получены интерференционные картины (в проходящем и отражённом свете) для различных длин волн видимого спектра. Сопоставление экспериментально наблюдаемых интерференционных картин с результатами их теоретического расчёта (проделанного для различных комбинаций значений коэффициента преломления и коэффициента поглощения) позволило впервые с большой степенью надёжности определить оптические константы сурьмяно-цезиевого катода. Оказалось, что коэффициент поглощения непрерывно растёт с уменьшением длины волны, а коэффициент преломления испытывает изменения, характерные для области аномальной дисперсии. Одновременно оказалось возможным тщательно определить толщину катода в различных участках трубки.

С помощью того же зонда была изучена фотоэлектрическая эмиссия в различных участках катода как при освещении катода со стороны эмитирующей поверхности, так и при освещении его с обратной стороны (сквозь слой). Выяснилось, что в обоих случаях распределение фототока вдоль трубки имеет необычный характер, образуя ряд максимумов и минимумов. Последние в точности следуют распределению энергии световой волны в непосредственной близости к эмитирующей поверхности катода, получающемуся из анализа интерференционной картины. Отсюда, равно как и из анализа теоретических уравнений для фототока следует, что эффективная глубина зоны выхода фотоэлектронов имеет порядок всего около 100 Å, а также ряд других выводов, существенных для проблемы фотоэффекта.

Вечернее заседание было посвящено новым результатам исследований атмосферных ливней космических лучей. С докладом о так называемых «узких» ливнях выступил член-корреспондент Академии наук СССР А. И. Алиханян.

Руководимая им и академиком А. И. Алихановым группа, работающая на горе Алагёз, с 1943 г. занимается изучением атмосферных ливней. В результате этой работы, наряду с «широкими» атмосферными ливнями, Оже были обнаружены ливни, охватывающие площадь, не превышающую нескольких квадратных метров и имеющие плотность в несколько частиц на квадратный метр. При этом было установлено, что узкие ливни генетически не связаны с ливнями Оже. Количество узких ливней больше количества ливней Оже и возрастает от уровня моря до высоты 3200 м примерно в 2,5—3 раза. Измерения показывают, что проникающая способность частиц в центре ливня больше, чем на периферии, причём в 5,5 см свинца поглощается около 50% ливневых частиц.

Весь комплекс данных о проникающей способности ливневых частиц, в том числе отсутствие размножения в свинце, свидетельствует о том, что они не являются ни электронами, ни протонами.

Наблюдения над отклонением ливневых частиц магнитным полем, проделанные с большим магнитом Алагёзской экспедиции, показали, что жёсткая компонента, в основном, состоит из частиц с энергией  $\sim 1$  MeV и, повидимому, является мезотронной. Мягкая компонента испытывает значительно большие отклонения в магнитном поле и не является мезотронной. Не исключена возможность, что она состоит из частиц с массой, промежуточной между массой мезотрона и протона, — варитронов. Малый диаметр ливней заставляет предполагать, что они образуются на небольшой высоте.

Доклад кандидата физико-математических наук Н. А. Добротина был посвящён работе по изучению широких атмосферных ливней Оже, проделанной в 1946 г. на Памире аспирантом ФИАН Г. Т. Зацепиным и дипломантами В. В. Миллером, А. Л. Розенталь и Л. Х. Эйдуком под руководством академика Д. В. Скобелына. Энергия частиц, генерирующих такие ливни, составляет, как известно,  $10^{14}$ — $10^{17}$  электрон-вольт, что позволяет предполагать, наряду с каскадным механизмом размножения, наличие некоторых ядерных процессов.



Одним из объектов изучения был «средний квадратичный радиус» ливней, мало зависящий от энергии частиц. Разработанная авторами методика, использовавшая четырёхкратные совпадения, сводила число случайных совпадений до долей процента и позволила провести изучение распределения частиц в ливне при расстояниях между регистрирующими приборами вплоть до 1000 метров (вместо доступных ранее 300 метров). Выяснилось, что на больших расстояниях число совпадений значительно превышает предсказываемое каскадной теорией. Аналогичные результаты получились и при выделении жёсткой, проникающей через 12 см свинца, компоненты.

Измерение проникающей способности ливневых частиц для двух- и трёхкратных совпадений показало, что ливни с большой плотностью имеют большую проникающую способность, чем ливни с малой плотностью. Сопоставление поглощения в алюминии и свинце показало, что основную роль в поглощении ливневых частиц, проникающих через 12—16 см свинца, играют радиационные потери, т. е. частицы являются электронами или фотонами, а не мезонами, как это предполагалось ранее. Однако в составе ливней имеются и мезоны, составляющие заметную долю частиц в ливнях с малой плотностью.

Далее, было найдено, что частицы с высокой энергией рассеяны в ливне на значительно (в сотни раз) большей площади, чем это следует из каскадной теории. Не согласующимся с каскадной теорией оказалось и изменение плотности ливней с высотой от уровня моря до 3800 м. Исследования плотности ливней на высотах 3800—4800 м над уровнем моря показали, что энергетический спектр порождающих ливни первичных частиц имеет вид степенной функции  $E^{-\gamma}$ , где  $\gamma \cong 1,8$ .

Изложенные результаты свидетельствуют, что каскадная теория, учитывающая лишь электромагнитное взаимодействие, не в состоянии дать полного описания процессов образования ливней.

В дискуссии приняли участие академик А. И. Алиханов, член-корреспондент Академии наук А. И. Алиханян, Г. Т. Зацепин и др.

### БИБЛИОГРАФИЯ

J. Millman and S. Seely, *Electronics*, 1941. Mc Graw Hill Co. N. V.  
(Дж. Милман и С. Сили, *Электроника*), стр. 721.

Как большинство современных американских книг по электронике, настоящая книга является обработкой курса лекций, читанных для студентов-электротехников.

Содержание этой книги видно из её оглавления: I. Введение (стр. 1—14), II. Движение заряженных частиц в электрическом и магнитном полях (стр. 15—62), III. Применения законов движения частиц в приложенных полях (стр. 63—110), IV. Электроны в металлах (стр. 111—142), V. Явления на поверхности металлов (стр. 143—181), VI. Характеристики термоионных катодов (стр. 182—203), VII. Высоковакуумный диод (стр. 204—232), VIII. Кинетическая теория газов (стр. 233—260), IX. Элементарные явления в газах (стр. 281—287), X. Электрический разряд в газах (стр. 288—323), XI. Технические газоразрядные лампы (стр. 324—361), XII. Выпрямители (стр. 362—418), XIII. Управляемые выпрямители (стр. 419—452), XIV. Фильтры для выпрямителей (стр. 453—477), XV. Фотоэффект и фотоэлементы (стр. 478—500), XVI. Характеристики триодов (стр. 501—511), XVII. Триод как элемент цепи (стр. 512—550), XVIII. Многоэлектродные лампы (стр. 551—572), XIX. Усилители напряжения (стр. 573—624), XX. Усилители мощности (стр. 625—676). Приложения: Авторский и предметный указатель. В конце каждой главы приведено некоторое количество задач, а также указатели основной как монографической, так и оригинальной литературы.

Если не касаться 8-ми глав, в которых рассматриваются разные технические применения электронных приборов, то остальные 14 глав посвящены изложению вопросов физической электроники. Рассматриваемые здесь вопросы изложены, по своему характеру, в весьма разном стиле и могут быть разделены на две категории.

К первой категории относятся, в основном, вопросы вакуумной электроники (гл. II, III, IV, V и др.), изложение которых следует признать в общем весьма удачным; материал изложен здесь ясно, вполне современно, в сопровождении необходимых выводов, рисунков и т. п. Приятно удивляет в этой книжке многочисленное использование потенциальных диаграмм поверхностей металла, например, при рассмотрении работы выхода, контактной разности потенциалов и т. п.

Достаточно обстоятельно рассмотрено движение электронов в электрических и магнитных полях и приложения, например, к случаю катодного осциллографа, магнетрона и т. п. Хорошо и современно изложена физика металлов и их поверхности, электронной эмиссии и т. д. Всё же, даже и здесь, подобно многим аналогичным случаям, «пострадали» такие большие разделы как, например, современная электронная оптика, эффективные катоды и т. п., изложению которых, как правило, явно «не везёт» в подобных книгах.

Наконец, нужно отметить, как весьма положительную особенность этой книги, наличие в ней весьма большого количества — 348 — задач,

а также библиографического указателя монографической и оригинальной литературы.

С другой стороны, ко второй категории следует отнести изложение газового разряда и электронных приборов, которое оставляет желать много лучшего. Изложение этих вопросов, как правило, весьма краткое и поверхностное, и от чтения этих разделов у читателя, вероятно, останется весьма неважный осадок, особенно по сравнению с изложением первой части. Достаточно, например, сказать, что на все типы газовых разрядов отведена всего одна X глава в 35 страниц, из которых, например, на дугу — всего 4 страницы; на все элементарные процессы газового разряда также одна IX глава — 27 страниц и т. д., и всё это на фоне такого подробного изложения вакуумной электроники.

Подобное впечатление поверхностности остаётся и от чтения глав, посвящённых электронным лампам и фотоэлементам, изложение которых почему-то оказывается после газоразрядных приборов.

Таким образом, у авторов получилась книга, оставляющая у читателя двойственное впечатление — как весьма хорошее, так и весьма слабое. Указанные выше положительные особенности этой книги, несомненно, весьма существенны и учёт их при составлении учебной литературы по электронике представляется весьма желательным.

*Н. Д. Моргулис*

**Д. И. Блохинцев.** Акустика неоднородной движущейся среды. Гостехиздат, Москва — Ленинград. 1946. стр. 220. Цена 7 руб. 50 коп.

Ко всякой монографии, каковой является и книга Д. И. Блохинцева, естественно предъявить два требования: она должна содержать с достаточной полнотой современное состояние излагаемой области и давать стимул к дальнейшей творческой работе. Интересная и свежая книга Д. И. Блохинцева вполне удовлетворяет этим требованиям; вдобавок она в значительной мере содержит собственные его работы.

Первые две главы книги содержат вывод уравнений, управляющих звуковыми волнами в движущейся неоднородной среде; Д. И. Блохинцев исходит при этом выводе из весьма общей точки зрения, учитывая ряд обычно забываемых эффектов — диффузию, влияние силы тяжести и т. д., почему уравнения оказываются пригодными «на все случаи жизни». Всё то, что можно было сделать в этом вопросе с феноменологической точки зрения (вся книга носит феноменологический характер), автором сделано; вопрос вывода уравнений теперь можно считать законченным.

Как один общий и весьма полезный результат, отметим обобщённую теорему Кирхгоффа, удобную в акустике движущейся среды не менее, чем обычная теорема Кирхгоффа в акустике покоящейся среды.

Дальнейшие главы книги являются приложением общих результатов к частным случаям. Здесь следует отметить ряд новых результатов: теорию движущегося источника звука, вывод эффекта Допплера, исследование вихревого звука, в частности теорию звукообразования дорожки Кармана, возбуждение резонатора потоком воздуха и, в особенности, исследование поведения и ветрозащиты приёмника звука, находящегося в потоке.

Вопрос этот весьма важен практически, но имевшиеся до сих пор работы не были достаточно глубоки; здесь Д. И. Блохинцев дал не только более убедительную и полную, чем было до сих пор, теорию, но и ряд практических результатов.

Изложена также теория звукообразования пропеллера и явления при движении тел со сверхзвуковой скоростью.

Повторяем, книга живая и ценная; относительно несовершенство книги можно сделать только несколько мелких замечаний. Желательно было бы при

выводах более чёткое разделение лагранжевой и эйлеровой точек зрения, иначе читателю приходится задумываться, как, например, уравнение состояния, относящееся к единице объёма, превращается в уравнение, относящееся к единице массы.

Утверждение Д. И. Блохинцева, что «контрольная поверхность», опираясь на которую мы подсчитываем звуковое поле винта, должна быть выбрана на некотором расстоянии от плоскости винта, практически не нужно, и выбор за контрольную поверхность самой плоскости винта даёт достаточно хорошее согласие с опытом.

Издана книжка удовлетворительно, но формат её мал, и нет переплёта.

*Н. Н. Андреев*



Ред. актор Г. В. Розенберг. Техн. редактор Н. А. Тумаркина. Подписано к печати 19/VI 1947 г. 10,5 п. л., 12,95 уч.-изд. л. 50000 тип. зн. в печ. л. А06323  
Тираж 5000 экз. Цена книги 10 руб. Заказ № 7263.

1-я Образцовая тип. треста «Полиграфкнига» Огиза при Совете Министров СССР.  
Москва, Валуевая, 28.