

55

Г43

# СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ

КНИГА 45

ВИКТОР ГЕСС

## ИОНИЗАЦИЯ АТМОСФЕРЫ И ЕЕ ПРИЧИНЫ

★

1930

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

# СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ

ПОД РЕДАКЦИЕЙ А. Д. АРХАНГЕЛЬСКОГО, В. Ф. КАГАНА,  
В. А. КОСТИЦЫНА, П. П. ЛАЗАРЕВА, Л. А. ТАРАСЕВИЧА

КНИГА 45

ВИКТОР ГЕСС

## ИОНИЗАЦИЯ АТМОСФЕРЫ И ЕЕ ПРИЧИНЫ

... 1934 г.  
Гесс В. Г.  
Ионизация атмосферы  
причины и следствия  
разнообразные факторы  
данные 1934 г.

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

53  
Г-43

В И К Т О Р Г Е С С

211

# ИОНИЗАЦИЯ АТМОСФЕРЫ И ЕЕ ПРИЧИНЫ

*Перевод с немецкого*

*В. И. БАРАНОВА*

20/12 - 30076  
18990

Р.С.Ф.С.Р.  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
Библиотека Ленинского  
Политехникума  
№ 6349

БИБЛИОТЕКА  
Моск. механ.  
ин-та  
бесприписов



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

МОСКВА ☆ 1930 ☆ ЛЕНИНГРАД

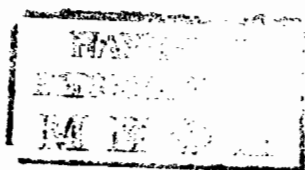
551.594/2

VICTOR F. HESS

DIE ELEKTRISCHE LEITFÄHIGKEIT DER ATMO-  
SPHÄRE UND IHRE URSACHEN

Проверено  
в 1948 г.

Всего 787588



Гарант № А—59894

Гиз Н—10 № 36754

Заказ № 85

12<sup>1</sup>/<sub>4</sub> п. л.

Тираж 3000

Типография Госиздата «Красный пролетарий», Москва, Краснопролетарская, 16.

8-45

## ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ.

Цели и задачи настоящей книги достаточно подробно обрисованы автором в предисловии к немецкому изданию. В. Ф. Гесс является глубоким знатоком атмосферного электричества, и с его именем связан ряд весьма ценных оригинальных исследований как в этой области, так и в смежных дисциплинах (радиоактивность и т. д.). Достаточно упомянуть, что Гессу принадлежит честь открытия проникающего излучения (космических лучей) и доказательства его космического происхождения.

Для русского читателя перевод книги Гесса особенно ценен тем, что кроме несколько устаревшей монографии проф. В. Н. Оболенского и перевода краткого руководства Н. Келера на русском языке нет сколько-нибудь подробного изложения основ учения об атмосферном электричестве.

Настоящий перевод сделан с немецкого оригинала 1926 г., причем в него внесены все дополнения и изменения автора для английского издания 1927 г.

Книга Гесса не ставит себе целью изложения всего объема атмосферно-электрических явлений. Целый ряд вопросов названной дисциплины (земное поле, грозовое электричество и т. д.) не нашел себе места в этой книге. Однако изложенная автором с большой полнотой и ясностью проблема ионизации атмосферы и ионизационного баланса является одной из наиболее актуальных в данной области. Это находит себе подтверждение в ее стремительном развитии за последние годы.

*В. Баранов.*

Апрель 1930 г.

## *ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА К НЕМЕЦКОМУ ИЗДАНИЮ.*

Со времени появления последних обзорных работ по атмосферному электричеству на немецком языке, а именно монографий Гоккеля (A. Gockel (1908)) и Махе и Швейдлера (H. Mache и E. v. Schweidler (1909)), прошло уже почти два десятилетия. Прогресс, имевший место за это время, вполне может быть сравнен с тем, что было сделано за период от 1899 до 1909 г., когда применение учения о газовых ионах и открытие радиоактивных веществ в почве, в водах и атмосфере выдвинуло новое поле для атмосферно-электрических исследований.

Наши сведения об электропроводности атмосферы были существенно расширены и углублены. Атмосферно-электрические явления на океанах были совершенно выяснены обширными исследовательскими рейсами Института Карнеги в Вашингтоне во всех морях. Во время полетов на воздушных шарах в Европе был открыт новый источник ионизации: излучение большой проникающей силы, поступающее в земную атмосферу сверху, так называемое проникающее излучение (ультра-гамма-излучение). На поверхности земли и для первых 10 километров высоты (тропосфера) влияние этого излучения и прочих ионообразующих факторов достаточно хорошо выяснено как с качественной, так и с количественной стороны.

Новые сведения были также получены с различных сторон о верхних слоях атмосферы (стратосфера), в которых возникают полярные сияния и высокая проводимость которых имеет столь важное значение для распространения радиотелеграфных и телефонных волн.

С другой стороны, значительно подвинулось исследование рекомбинации ионов и «ионоуничтожающих процессов». Таким образом стало возможным, по крайней мере для тропосферы, дать законченную картину средней интенсивности ионообразующих и ионоуничтожающих процессов в



количественном согласии с опытом. Однако мы еще далеки до полного объяснения всех деталей регулярных колебаний проводимости, ионизации и т. д.

Именно потому, что эта область атмосферного электричества, по крайней мере в грубых чертах, представляет нечто законченное, мне показалось желательным дать в этой книге обзор современного состояния наших знаний об ионизации атмосферы и ее причинах.

Книга предназначена для широкого круга читателей; любители геофизики, метеорологии, в особенности аэрологии, радиотелеграфии и телефонии, геологии и астрономии, далее электротехники, моряки, воздухоплаватели, а также все образованные люди найдут, надеюсь, в этой книге кое-что интересное. Для широких кругов читателей помещены в соответствующих местах вводные главы из учения о газовых ионах, электропроводности газов и основах радиоактивности. По мере возможности в отдельных главах особо изложены методы и результаты наблюдений.

Литературные указания достаточно подробно обнимают как новые, так и основные старые работы, чтобы дать читателю возможность углубляться в специальные вопросы. Однако, естественно, пришлось отказаться от цитирования менее важных работ и результатов наблюдений. Литература использована до конца 1925 г.

В отдельных главах, где этого требовало быстрое развитие, включены и позднейшие работы до марта 1926 г.

Исчерпывающая библиография будет дана в более подробной работе по атмосферному электричеству, подготовляемой к печати проф. Бендорфом (Грац) и мною.

С большим удовольствием выражаю благодарность своим коллегам, которые помогли мне присылкой оттисков, письменными сообщениями и советами: прежде всего д-ру Бауэру, директору Департамента земного магнетизма Института Карнеги в Вашингтоне, проф. Гоккелю в Фрейбурге (Швейцария), проф. Коварикку (Нью-Гэвен), проф. Швейдлеру (Инсбрук) и проф. Виганду (Штутгарт — Гогенгейм).

Грац (Штирия), Физический институт  
университета, июнь 1926 года.

*В. Ф. Гесс.*

## *ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА К АНГЛИЙСКОМУ ПЕРЕВОДУ.*

Когда в январе 1927 года было решено подготовить английское издание этой книги, немецкое издание было уже опубликовано около шести месяцев назад. Вследствие исключительно быстрого развития некоторых вопросов атмосферного электричества необходимо было написать заново две главы: о проникающем (ультра-гамма) излучении (§ 23) и о свойствах и ионизации верхних слоев атмосферы (§ 28). При этом принято во внимание большинство значительных работ 1926 г., а также то, что было доступно в январе 1927 года. Остальная часть книги осталась о общем без изменений за исключением небольшого числа мелких добавлений. Я надеюсь, что книга представит интерес для английских читателей особенно потому, что это единственный общий трактат по атмосферной ионизации, появляющийся на английском языке.

В заключение выражаю благодарность переводчику книги, м-ру Кодду, за внимательную работу, облегчившую для меня просмотр английского перевода.

Гельголанд

Июнь 1927 г.

*В. Ф. Гесс.*



# ОГЛАВЛЕНИЕ.

Стр.

Предисловие к русскому изданию . . . . .	V
Предисловие к немецкому изданию . . . . .	VI
Предисловие к английскому переводу . . . . .	VIII

## Глава первая. — ВВЕДЕНИЕ.

§ 1. Основные факты об электропроводности, электрическом поле и электрических токах в атмосфере . . . . .	1
---	---

## Глава вторая. — ПРОВОДИМОСТЬ АТМОСФЕРЫ.

§ 2. Основы учения о газовых ионах . . . . .	4
§ 3. Ионизирующие и ионизирующие процессы . . . . .	8
§ 4. Свободный ток и ток насыщения . . . . .	10
§ 5. Электрическая проводимость атмосферы . . . . .	13
§ 6. Измерения рассеяния электричества в воздухе и их применение к определению проводимости . . . . .	16
§ 7. Основы метода Гердиена для определения проводимости (аспирационный метод) и его усовершенствование Суанном . . . . .	22
§ 8. Результаты наблюдений проводимости атмосферы . . . . .	29
§ 9. Счет ионов — теоретические принципы, приборы и источники ошибок . . . . .	35
§ 10. Результаты счета ионов . . . . .	39
§ 11. Измерения средней подвижности ионов . . . . .	43
§ 12. Результаты измерений средней подвижности ионов . . . . .	46
§ 13. Измерение подвижности и числа больших ионов . . . . .	48

## Глава третья. — ИОНИЗАТОРЫ АТМОСФЕРЫ.

§ 14. Обзор всех имеющих значение источников ионизации. Ионизаторы не радиоактивного происхождения . . . . .	54
§ 15. Радиоактивные вещества и их излучения . . . . .	59
§ 16. Радиоактивность горных пород и вод . . . . .	62
§ 17. Радиоактивность и ионизация почвенного воздуха . . . . .	70
§ 18. Твердые радиоактивные продукты распада в атмосфере . . . . .	77
А. Качественные методы . . . . .	—
Б. Количественные методы . . . . .	81

§ 19. Результаты измерений содержания радия-А в атмосфере посредством аспирационного прибора Гердиена . . . . .	86
1) Среднее значение содержания радия-А вблизи земной поверхности . . . . .	87
2) Перечисление в единицы эманации . . . . .	88
3) Наблюдения над морем . . . . .	89
§ 20. Прямые методы определения содержания эманации радия в воздухе и результаты этих измерений . . . . .	91
1) Метод абсорбции . . . . .	92
2) Метод адсорбции . . . . .	92
3) Метод конденсации . . . . .	94
4) Метод дезаманирования . . . . .	95
5) Результаты . . . . .	96
§ 21. Равновесие эманации в атмосфере . . . . .	98
§ 22. Радиоактивность атмосферных осадков . . . . .	102
§ 23. Проникающее излучение в атмосфере . . . . .	103
1) Историческое введение и обзор . . . . .	—
2) Методы измерения . . . . .	107
3) Полное излучение и его компоненты . . . . .	111
4) Остаточное излучение (излучение стенок) . . . . .	112
5) Излучение воздуха и земли . . . . .	114
6) Космическое ультра-гамма-излучение (Höhenstrahlung) . . . . .	118
а) Наблюдения с башен, на горах и при полетах на аэроста- тах и аэропланах . . . . .	118
б) Наблюдения ультра-гамма-излучения на поверхности земли . . . . .	121
с) Исследования при высоких давлениях . . . . .	122
д) Коэффициент поглощения ультра-гамма-излучения . . . . .	123
е) Направление и колебания интенсивности ультра-гамма- излучения . . . . .	128
ф) Гипотезы о происхождении ультра-гамма-излучения . . . . .	130
г) Сравнение ионизации, производимой ультра-гамма-излуче- нием, с другими тремя компонентами ионизации в зам- кнутом сосуде . . . . .	136
§ 24. Дыхание почвы . . . . .	137

#### Глава четвертая.—ИОНОУНИЧТОЖАЮЩИЕ ПРОЦЕССЫ.

§ 25. Адсорбция и диффузия ионов . . . . .	141
§ 26. Воссоединение (рекомбинация) ионов . . . . .	142

#### Глава пятая.—ИОНИЗАЦИОННЫЙ БАЛАНС АТМОСФЕРЫ.

§ 27. Количественные соотношения при совместном действии ионоуни- тожающих и ионообразующих процессов . . . . .	152
1) Ионизационный баланс над сушей . . . . .	—

Стр.

2) Ионизационный баланс над морем . . . . . 156

3) Ионизация в свободной атмосфере до границ тропосферы . . 157

§ 28. Электрическая проводимость и ионизация верхних слоев атмосферы . . . . . 159

1) Строение и физические свойства верхних слоев атмосферы . —

2) Гипотезы об ионизации верхних слоев атмосферы . . . . . 163

3) Распространение электрических волн по поверхности земли и влияние ионизации верхних слоев атмосферы . . . . . 167

4) Экспериментальное определение высоты слоя Хивисайда . . . 175

5) Атмосферные искажения в беспроводной телеграфии и телефонии и их отношение к атмосферно-электрическим и метеорологическим явлениям . . . . . 177

Библиография . . . . . 180

Именной указатель . . . . . 181

Предметный указатель . . . . . 183

## ГЛАВА ПЕРВАЯ.

### ВВЕДЕНИЕ.

#### § 1. ОСНОВНЫЕ ФАКТЫ ОБ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ, ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКАХ В АТМОСФЕРЕ.

Первые исследования проводимости атмосферы восходят еще к Кулону (1785 год); он показал, что каждый металлический проводник, помещенный в воздухе, постепенно теряет свой заряд и что эта потеря заряда («рассеяние электричества») сводится отнюдь не к плохой изоляции подставок, поддерживающих проводник, но к, правда ничтожной, электрической проводимости воздуха.

До восьмидесятых годов XIX столетия лишь немногие ученые занимались ближайшим изучением такого рассеяния электричества. Ложный взгляд, что влажный воздух проводит электричество лучше, чем сухой, мог сохраниться таким образом в течение целого столетия. Некоторые точные исследования, стоявшие в противоречии с этим взглядом, не принимались во внимание: из работ подобного рода особенно следует упомянуть работы Маттеуччи (C. Matteucci)<sup>1</sup> и Варбурга (E. Warburg)<sup>2</sup>.

В 1887 году Линс (F. Linss)<sup>3</sup> показал, что рассеяние электричества в ясную погоду, т. е. при сухом воздухе, будет наибольшим. Он обнаружил также закономерности колебаний рассеяния, т. е. потерь заряда в единицу времени в связи с временем года.

---

<sup>1</sup> Ann. Chim. Phys. (3) 27, 133, (1849); 28, 385, (1850).

<sup>2</sup> Pogg. Ann. 145, 578, (1872).

<sup>3</sup> Météoreol. Z. S. 4, 345, (1887); Elektrot. Z. S. 11, 506, (1890).

При тогдашнем состоянии знания об электропроводности газов не могло быть дано удовлетворительного толкования явлениям рассеяния электричества в воздухе. Только открытие и исследование рентгеновских и беккерелевых лучей дало мощный толчок к дальнейшим исследованиям в этой области. Стало известным, что под действием этих лучей проводимость всех газов может быть искусственно увеличена в огромной степени, и была основана теория ионной проводимости в газах. Согласно этой теории, в газах, подобно тому как и в электролитах, существуют положительно и отрицательно-заряженные частицы (например атомы, молекулы или группы молекул). В зависимости от величины своего заряда эти частицы или газовые ионы движутся в электрическом поле в направлении силовых линий или в направлении, ему противоположном. Приложение учения о газовых ионах к объяснению явлений, имеющих место в атмосферном воздухе, является заслугой двух немецких ученых — Эльстера (J. Elster) и Гейтеля (H. Geitel): они дали наконец удовлетворительное толкование явлениям электрического рассеяния.

В то время как Кулон принимал, что частицы воздуха, пыль и водяные пары приобретают свой заряд посредством соприкосновения с заряженными телами и таким образом уносят заряд, теперь было доказано существование заряженных частиц в газе независимо от присутствия заряженных тел. «Рассеяние» электричества состоит таким образом не в том, что заряд проводника стекает в воздух, но что он нейтрализуется ионами противоположного знака, притягивающимися к поверхности проводника благодаря силам электрического взаимодействия.

Изложение исследования электрической проводимости атмосферы естественно должно начинаться с рассмотрения основ учения о газовых ионах.

Но перед этим уместно будет сообщить некоторые сведения об электрическом поле в атмосфере.

Уже начиная с опытов Лемоннье (Le Monnier) (1752 г.) было известно, что между воздухом и землей, независимо от места и времени даже и при ясном небе, существует электрическая разность потенциалов. Если посредством электроскопа определить разность потенциалов между поверхностью земли и точкой, лежащей на 1 м выше этой по-

верхности, то в зависимости от времени года эта разность в среднем составляет от 100 до 300 вольт. Вышележащие точки на высотах 2, 3, 4 м над почвой обнаруживают разность потенциалов по отношению к земле примерно в 2, 3, 4 раза больше. Таким образом в атмосфере существует меняющееся в зависимости от времени и места падение потенциала — градиент, составляющий по вертикали от 100 до 300 вольт на метр. Этот градиент показывает, что между землей и атмосферой существует электрическое поле, которое коротко называют земным полем. Естественно, что земное поле в полной силе обнаруживается только в открытой местности. Под деревьями воздух защищен от влияния земного поля. На больших высотах градиент потенциала быстро уменьшается.

Одновременное существование электрического поля и электрической проводимости обуславливает в атмосфере постоянный электрический ток, идущий в вертикальном направлении. Так как при нормальных условиях земля по отношению к атмосфере заряжена отрицательно, т. е. земное поле направлено вниз, то положительное электричество течет обыкновенно к поверхности земли. Средняя интенсивность этого «вертикального тока проводимости» в атмосфере составляет  $2 \cdot 10^{-16}$  ампер на квадратный сантиметр поверхности земли. Будучи просуммирован по всей поверхности земли, этот ток соответствовал бы постоянно текущему току приблизительно в 1000 ампер.

Вертикальные токи проводимости не являются единственными токами, встречающимися в земной атмосфере. Кроме них имеют важное значение еще «конвекционные токи». Под ними разумеют электрические массы, связанные с каплями дождя, снежными хлопьями и так далее и таким образом переносимые к поверхности земли.

Все эти явления, далее грозовое электричество, земные токи и другие образуют предмет учения об атмосферном электричестве. Настоящая книга ограничивается изложением только одной части этого учения. Для читателей, которые хотят получить более подробные сведения по атмосферному электричеству, в добавлении приведен список как кратких, так и более подробных руководств в этой области.

## ГЛАВА ВТОРАЯ.

### ПРОВОДИМОСТЬ АТМОСФЕРЫ.

#### § 2. Основы учения о газовых ионах.

Экспериментально установлено, что каждый газ всегда содержит в себе положительно или отрицательно заряженные носители электричества. Короче их называют носителями или ионами. Их заряд равен элементарному электрическому заряду— $4,77 \cdot 10^{-10}$  Э.С.Е. Ионы с многократным элементарным зарядом встречаются сравнительно редко. Массы ионов, встречающихся в газе, варьируют внутри очень широких границ.

Представим себе какой-нибудь газ, например воздух, в пространстве между двумя металлическими пластинами, из которых одна заземлена, а другая соединена с источником электрического напряжения. Обыкновенный воздух всегда и повсюду содержит в себе ионы, которые главным образом производятся излучениями радиоактивных веществ, рассеянных в очень незначительных количествах в атмосфере, горных породах и т. п.

Если теперь на металлические пластины наложить напряжение, то положительные ионы будут двигаться по направлению электрических силовых линий, отрицательные в противоположном направлении. Их движение будет ускоряться до тех пор, пока сопротивление воздуха не станет равным ускоряющей электрической силе. Это состояние, как показывает простое вычисление, даже для самых тяжелых из всех встречающихся ионов, достигается меньше, чем через  $10^{-5}$  сек. Начиная с этого момента оба иона различных знаков движутся с характеристичной для них скоростью, зависящей от



их величины и силы поля, по направлению к электродам, где они отдают свой заряд.

Скорость газовых ионов пропорциональна силе действующего электрического поля. Скорость, которую ион приобретает в поле силою равной единице, назовем подвижностью иона (она обыкновенно выражается в вольтах на сантиметр). В дальнейшем подвижность будем обозначать  $k_+$  и  $k_-$  для положительных и соответственно отрицательных ионов.

В общем различают два главных класса ионов: малые (легкоподвижные) и большие (тяжелоподвижные) носители. Благодаря разнице в их размерах, эти ионы ведут себя в электрическом поле совершенно различно. Кроме того существует еще третий класс ионов, могущих нести только отрицательный заряд — это электроны. Они хорошо известны в состоянии очень быстрого движения, как катодные лучи и как бета-лучи радиоактивных элементов. В газах при атмосферном давлении их можно обнаружить только в отдельных случаях, как, например в очень чистом азоте, гелии, аргоне и др. благородных газах.

Франку (J. Franck) удалось показать, что подвижность отрицательных ионов в этих газах приблизительно в 100 раз больше, чем подвижность положительных, в то время как в воздухе, кислороде, двуокиси углерода и так далее отрицательные ионы только в  $1\frac{1}{2}$  раза подвижнее, чем положительные. Аномально высокая подвижность отрицательных ионов в азоте объясняется их аномально малой величиной; благодаря прибавлению незначительных примесей других газов, например кислорода, она тотчас же принимает нормально малое значение.

Свободные электроны, как носители электричества, встречаются поэтому в газах только в исключительных случаях, например в чистом азоте электроны, не прилипая к молекулам, могут существовать длительный промежуток времени. Для объяснения такого поведения электронов, Ленард (Lepard) принимает, что каждый отдельный электрон попеременно то присоединяется к газовым молекулам, то освобождается и что этот процесс протекает во всех газах достаточно однообразно. В азоте и инертных газах ионы, образовавшиеся на электроде вследствие такого налипания молекул

газа, не так устойчивы, как например в воздухе или кислороде. Франк напротив защищал взгляд, что «электроносывающая сила» («электронное сродство») различных газообразных элементов по существу различна. Уэллш (Е. М. Wellisch) высказал третье предположение: он отрицает взаимодействие, соответственно прилипание и освобождение электронов в смысле Ленарда, и думает, что газы первоначально отличаются процентным составом электронов, который сам зависит от давления газа. Окончательно разрешить вопрос в пользу какой-либо из трех упомянутых теорий до сих пор еще не удалось.

Так как в воздухе не установлено никаких носителей отрицательного электричества с ненормально большой подвижностью, то свободные электроны не могут встречаться в нем при нормальных давлениях в значительном процентном отношении. Разберем теперь два главных класса ионов, которыми обуславливается проводимость электричества в атмосфере.

1. Легкие ионы (часто называемые также «моль-ионы»). В воздухе, не содержащем пыли, подвижность большей части нормальных «легких» ионов (от 1 до 2 см/сек при силе поля  $1 \frac{\text{вольт}}{\text{см}}$ ) обоего знака значительно ниже, чем подвижность, вычисленная теоретически в предположении, что по размерам эти ионы не больше, чем молекулы или атомы.

Поэтому принимают, что эти нормальные или «малые» ионы состоят из группы молекул (порядка 10), расположенных вокруг несущей заряд центральной молекулы и, очевидно, представляющих из себя достаточно устойчивые системы.

В газах при нормальном давлении, как показывает опыт, отдельные атомы или молекулы («Atom-Ionen» или «Molekül-Ionen»), несущие заряд, не устойчивы, т. е. они очень быстро переходят благодаря налипанию в упомянутые выше «легкие» комплексные ионы.

Этими легкими ионами, подвижность которых в газах при атмосферном давлении выражается преимущественно величиною порядка 1 см/сек: вольт/см и обуславливается, как будет показано ниже, электрическая проводимость свободной атмосферы.

2. «Тяжелые» или «большие» ионы, называемые также ионами Ланжевена.

Если в газе положительные или отрицательные малые ионы или электроны прилипнут к так называемым конденсационным ядрам (пылинки и др.) или к каплям тумана, то образуются ионы чрезвычайно большой массы, которые называются «ионами Ланжевена» (по имени открывшего их ученого) или тяжелыми ионами. Мы будем их называть большими ионами, так как подвижность таких частиц в сопротивляющейся среде (например в воздухе) зависит только от их величины, точнее от поперечного сечения, но не от их массы. Большие ионы в соответствии с их величиною движутся в электрическом поле много медленнее, чем малые ионы. В большом числе они существуют и в чистом деревенском воздухе, но естественно в значительно больших количествах в воздухе городов, богатом всевозможными продуктами сгорания. В зависимости от их размеров подвижности больших ионов варьируют в очень широких пределах: самые большие имеют подвижность от  $0,0005 \text{ см/сек} : \text{вольт/см}$ , самые малые около  $0,01$ . Между ионами с такими подвижностями и малыми ионами ( $1 \text{ см/сек} : \text{вольт/см}$ ) могут быть помещены так называемые промежуточные ионы, открытые Поллоком (Pollock) в Сиднее; однако их существование может быть с несомненностью установлено только при определенных условиях влажности. Их подвижность по крайней мере в 10 раз меньше, чем у малых ионов. По своей природе они во всяком случае должны быть родственны тяжелым ионам.

Различие в подвижности малых и больших ионов становится наиболее наглядным, если вычислить время, которое при определенных условиях требуется ионам на прохождение расстояния между двумя пластинами воздушного конденсатора.

Если расстояние между пластинами  $10 \text{ см}$ , а наложенный потенциал, например,  $200 \text{ вольт}$ , то малый ион приобретает скорость  $30 \text{ см/сек}$ , и все расстояние между пластинами пройдет в  $\frac{1}{3}$  секунды, тогда как для большого иона для прохождения того же самого расстояния потребовалось бы от 500 до 1 000 секунд.

### § 3. ИОНООБРАЗУЮЩИЕ И ИОНОУНИЧТОЖАЮЩИЕ ПРОЦЕССЫ.

Как упомянуто, в воздухе повсюду непрерывно протекают явления, благодаря которым образуются ионы. Ионообразующие факторы называют ионизаторами. Интенсивность ионизатора определяется числом пар ионов ( $q$ ), которые он производит в  $1 \text{ см}^3$  в 1 секунду (ионизирующая сила). Наблюдаемое ионизационное состояние атмосферы определяется совместным действием многих ионизаторов и поэтому оно подвержено сильным колебаниям, зависящим от времени и места.

Благодаря непрерывному действию этих ионизаторов, число ионов, находящихся в единице объема, непрерывно увеличивалось бы, если бы не существовало процессов, которые эти ионы уничтожают.

Эти явления можно подразделить на две группы, одна из которых охватывает ионоуничтожающие процессы, а другая оказывает влияние на распределение ионов в газе:

*1. Ионоуничтожающие процессы:* а) воссоединение с ионами противоположного знака, б) прилипание <sup>1</sup> к большим незаряженным частицам (потеря подвижности), например к пылинкам, частицам тумана и т. д.

*2. Удаление ионов:* а) посредством диффузии и адсорбции, в) действующими электрическими силами (электрическая конвекция).

Важнейший ионоуничтожающий процесс — воссоединение или рекомбинация (называемый также молизацией): если в газовом объеме находятся друг около друга положительные и отрицательные ионы, то в силу электростатического притяжения разноименных зарядов должна обнаруживаться тенденция к воссоединению каждого иона с ионом противоположного заряда, причем, вероятно, ранее связанные в комплекс молекулярные группы распадаются на отдельные молекулы.

---

<sup>1</sup> Называть ионоуничтожением наложение малых ионов на ядра по существу не совсем последовательно и противоречит сказанному ранее. Однако это обозначение является обычным и может быть оправдано фактами, приведенными ниже.

Рекомбинация, очевидно, будет происходить тем чаще, чем больше существует в газе ионов каждого знака. Поэтому по аналогии с законом действия масс Гульдберга—Вааге (Guldberg и. Waage) принимаем, что число ионов, исчезающих вследствие рекомбинации в секунду, пропорционально как времени, так и числу положительных и отрицательных ионов в единице объема:  $\alpha \cdot n_+ \cdot n_-$ . Коэффициент  $\alpha$  называется коэффициентом воссоединения. Его размерность  $1 \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$ .

Пусть теперь действующими ионизаторами производится ( $q$ ) пар ионов в секунду в  $1 \text{ см}^3$ , тогда изменение в числе ионов, имеющих на лицо в какой-либо момент времени, выразится следующим соотношением:

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha \cdot n^2,$$

при условии, если существует одинаковое количество положительных и отрицательных ионов. При одновременном действии ионизатора и рекомбинации должно установиться стационарное состояние ( $\frac{dn}{dt} = 0$ ), при котором число ионов следующим образом зависит от  $\alpha$  и  $q$

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}.$$

Было установлено, что это соотношение подтверждается также эмпирически во всех тех случаях, где кроме обыкновенной рекомбинации не действуют другие ионоуничтожающие процессы (ср. § 26).

Рассмотрим теперь второй из упомянутых выше процессов — прилипание малых ионов к пылинкам и конденсационным ядрам. Хотя здесь не имеет место уничтожение ионов в собственном смысле, однако малые ионы так сильно теряют свою подвижность в электрическом поле, что они для многих процессов, например электропроводности атмосферы, практически едва ли уже могут быть приняты во внимание. Поэтому этот процесс (потеря подвижности) мы будем рассматривать как особый род ионоуничтожения.

Диффузия ионов сказывается там, где в газе существует падение концентрации ионов, например, у пограничной по-

верхности между сильно ионизованным почвенным воздухом и относительно бедным ионами свободным воздухом. Естественно, что при этом существует непосредственное движение ионов в места их меньшей концентрации.

Адсорбция ионов обнаруживается в тех местах, где ионизованный газ граничит с поверхностью жидкого или твердого проводника. Действие посредством влияния каждого отдельного иона на соседнюю стенку вызывает движение его по направлению к этой поверхности, где он в конце концов теряет свой заряд и перестает существовать как ион. Действие адсорбции распространяется на близкие к стенкам чрезвычайно тонкие слои (приблизительно 0,1 мм толщиной); во многих же случаях этим действием можно пренебречь.

Наконец надо упомянуть о переносе ионов электрическими силами, которые во многих случаях могут вызывать очень значительное уменьшение числа существующих ионов. В свободной атмосфере этот перенос вообще очень незначителен, так как сколько ионов благодаря электрической конвекции исчезает из рассматриваемого объема воздуха, столько же приносится из прилежащих воздушных областей.

#### § 4. Свободный ток и ток насыщения.

Представим себе два электрода, разделенных промежуточком, заполненным воздухом, который, как мы знаем, всегда слабо ионизован. Если теперь между обоими электродами установить разность напряжений, то начинает течь ток, хотя и очень слабый, так как находящиеся в газе ионы будут увлекаться к электродам в противоположных направлениях, где они и отдают свой заряд. Но благодаря этому процессу будет изменяться бывшее прежде (без поля) распределение ионов. Пока электрическое поле очень слабо, число движущихся в конвекционном токе ионов можно пренебречь в сравнении с числом вообще существующих ионов, т. е. число ионов в  $1 \text{ см}^3$  («число ионов») практически так же велико, как и без поля, и будет преобладать уничтожение ионов путем воссоединения.

Сила тока на единицу сечения (плотность тока) равна полному количеству электричества, протекающего в секунду

через площадку  $1 \text{ см}^2$ , перпендикулярную к направлению силовых линий. Если  $n_+$  и  $n_-$  числа положительных и отрицательных ионов в  $1 \text{ см}^3$ ,  $e$  — заряд иона (элементарный заряд),  $k_+$  и  $k_-$  подвижности ионов обоих знаков и  $E$  — сила поля, то плотность тока

$$j = e(n_+k_+ + n_-k_-) \cdot E. \quad (1)$$

$$\Lambda = e \cdot (n_+k_+ + n_-k_-) \quad (2)$$

называют удельной электрической проводимостью или полной проводимостью воздуха.

$\Lambda$  можно разложить на 2 члена  $\lambda_+$  и  $\lambda_-$ , так что

$$\Lambda = \lambda_+ + \lambda_-; \quad \lambda_+ = e \cdot n_+ \cdot k_+; \quad \lambda_- = e \cdot n_- \cdot k_-$$

которые называются положительной полярной и соответственно отрицательной полярной проводимостью. Полная проводимость есть сумма обеих полярных проводимостей.

Плотность тока при условии выполнения (1) пропорциональна наложенной разности потенциалов, т. е. здесь имеет силу закон Ома. В этом случае ток называется «свободным» (омическим) током.

На прилагаемом чертеже, выражающем зависимость между током и напряжением, это соответствует первой линейно-возрастающей части кривой.

Если теперь наложенное напряжение продолжает возрастать, то число ионов, увлекаемых в единицу времени к электродам, становится все больше и больше. Благодаря этому наступает заметное уменьшение числа ионов, находящихся в  $1 \text{ см}^3$  газа. Проводимость газа падает, и поэтому сила тока уже не возрастает больше пропорционально силе поля, но медленнее.

В характеристической кривой это соответствует участку «полунасыщенного тока». Этот участок кривой вогнут относительно оси абсцисс, в то время как первая часть кривой — прямая, наклон которой по отношению к оси абсцисс пред-

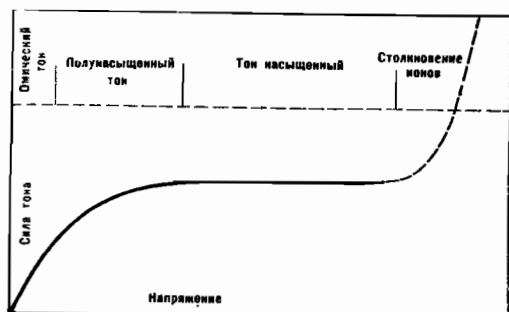


Рис. 1. Кривая зависимости тока от напряжения в ионизированном газе.



ставляет из себя величину полной проводимости газа, еще не нарушенную конвекцией ионов.

При дальнейшем возрастании напряжения, убыль ионов из каждого элемента объема, благодаря электрической конвекции, начинает преобладать над уничтожением ионов благодаря воссоединению, в то время как число пар ионов ( $q$ ), производимых в секунду при постоянном ионизаторе, остается неизменным. Таким образом при высоких значениях силы поля будет наконец достигнуто такое состояние, при котором практически все образующиеся в секунду ионы будут достигать электродов. В этом случае сила тока будет

$$I_s = \varepsilon \cdot q \cdot V,$$

т. е. равна произведению элементарного заряда на ( $q \cdot V$ ) — полное число ионов, образующихся в секунду во всем объеме газа, заключенном между электродами. Этот ток называется током насыщения. Он характеризуется тем, что при дальнейшем возрастании напряжения сила тока остается постоянной, при условии, если не появляется новых ионизаторов. На кривой это соответствует ее горизонтальной части.

Сила поля, необходимая для достижения таких состояний, варьирует весьма значительно в зависимости от рода и силы ионизатора и иных условий эксперимента. В нормальном свободном воздухе для достижения тока насыщения вообще достаточна сила поля от 10 до 50 вольт на 1 см. Начиная с полей такой силы в сторону увеличения, ток останется постоянным.

Только, если напряжение достигнет исключительно больших значений, снова наступают изменения. Это произойдет потому, что наконец появляется новый вторичный источник ионизации — так называемая ионизация через столкновение.

Таким образом, если скорость, сообщаемая ионам электрическим полем, превышает известную критическую величину, то эти быстро движущиеся ионы производят благодаря столкновению с нейтральными молекулами новые ионы, которые с своей стороны, приобретая большую скорость, производят благодаря столкновениям новые ионы. Так, при сильных полях вместе с напряжением происходит необычайное возрастание ионизации и силы тока, которое выражается сильным подъемом последней пунктирной части характеристической кривой на рис. 1.

В атмосферном электричестве ионизация через столкновение играет роль только в светящихся разрядах (гроза, огни св. Эльма).

## § 5. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ АТМОСФЕРЫ.

Данные на странице 11 формулы для полярной и полной проводимости не являются строго верными вследствие того, что в воздухе, как было уже упомянуто, встречаются группы ионов весьма различных подвижностей.

Пусть например в воздухе находятся ( $m$ ) групп ионов с различными подвижностями  $k_1 \dots k_m$  и в каждой группе существует  $n_1 \dots n_m$  ионов в  $1 \text{ см}^3$ , тогда строгая формула для полярной проводимости принимает вид выражения суммы следующего рода

$$\lambda_+ = \sum_{v=1}^m \varepsilon \cdot n_v^+ \cdot k_v^+, \quad \lambda_- = \sum_{v=1}^m \varepsilon \cdot n_v^- \cdot k_v^-.$$

Так как однако малые ионы в среднем имеют подвижность почти в 1 000 раз большую, чем большие ионы, число же последних бывает лишь в крайнем случае в 50 раз больше, чем первых, то—в вышеприведенных выражениях сумм—члены, соответствующие тяжелоподвижным ионным группам, играют вообще лишь малую роль. Например, на Эйфелевой башне, в Париже, число больших ионов в 50 раз больше, чем малых (Ланжевен). Вставляя это в верхнюю формулу и, принимая во внимание, что подвижность больших ионов имеет в тысячу раз меньшее значение, видим, что доля их участия в проводимости составляет только  $\frac{1}{20}$ , т. е. 5% доли малых ионов. В деревенском воздухе, бедном пылью, их доля еще меньше.

Поэтому мы имеем право данными на стр. 11 формулами пользоваться как приближенными для определения полной проводимости, вставляя в них для  $k$  среднее значение, которое лишь немного отличается от величины подвижности малых ионов.

Из всего сказанного совершенно ясно, что потеря заряда проводника, помещенного в свободную атмосферу, в данном месте и для данного времени должна находиться в законо-

мерной связи с существующей в данный момент проводимостью воздуха.

Рассмотрим теперь эту связь, причем целесообразно различать здесь два случая: неподвижного и движущегося воздуха.

*1. Неподвижный воздух.* Представим себе проводник, соединенный с электрометром или электроскопом, например металлический шар, помещенный в покоем воздухе в пространстве значительного объема, например в комнате.

Когда проводник заряжен, со всех сторон по направлению к шару начинает течь ток. Это можно отчетливо обнаружить уже через несколько минут, наблюдая падение потенциала при помощи электрометра. Если, к примеру, шар заряжен положительно, то отрицательные ионы движутся по направлению к внешней поверхности шара. Вблизи проводника образуется избыток ионов противоположного знака. Число таких ионов на  $1 \text{ см}^3$  там значительно выше числа ионов, заряженных одноименно с проводником. Поэтому в воздушном пространстве, непосредственно прилегающем к поверхности проводника, образуется свободный пространственный заряд, по знаку противоположный заряду проводника. Это создает в указанной области искажение поля: падение потенциала вблизи поверхности проводника будет значительно больше и благодаря этому скорость ионов, движущихся к проводнику, увеличится. Коротко, весь этот комплекс явлений мы назовем «электродным действием»; оно играет заметную роль в различных атмосферно-электрических измерениях.

Обусловленные электродным действием изменения в распределении ионов, их скорости и силе поля вблизи проводника, выставленного в неподвижном воздухе, делают связь между потерей заряда проводника и проводимостью воздуха еще более сложной. Как доказано экспериментально, здесь имеет силу открытый еще Кулоном<sup>1</sup> так называемый закон рассеяния: потеря в единицу времени заряда проводника, помещенного в покоем или движущемся воздухе, пропорциональна существующему еще в данный момент заряду

$$\frac{dQ}{dt} = a \cdot Q.$$

<sup>1</sup> С. А. Coulomb, Мém. de l'Acad. Paris 1785, p. 616.

Однако фактор пропорциональности  $a$  в случае покоящегося воздуха другой, чем для воздуха движущегося, и в последнем случае при незначительной скорости движения будет зависеть еще от этой последней.

Искажение поля упомянутым «электродным действием» легко может быть вычислено в случае неподвижного воздуха <sup>1</sup> при некоторых упрощающих предположениях, и потому для этого случая установлена связь между полной проводимостью и эмпирически определенным фактором  $a$  закона рассеяния. Но это едва ли имеет для нас практическое значение, так как случай вполне покоящегося воздуха в свободной атмосфере почти совершенно не встречается, и даже самые незначительные воздушные течения делают невозможным предположение о приложимости выведенной формулы.

2. *Движущийся воздух.* Теоретически этот случай разобран Рикке (E. Riecke) <sup>2</sup>. Если движение ветра достаточно сильно, то можно принять, что поле не искажается накоплением ионов вблизи проводника, т. е. что вышеупомянутое электродное действие не имеет места благодаря движению воздуха. В таком случае имеет силу закон, по которому отнесенная к секунде потеря заряда положительно заряженного шара пропорциональна отрицательной полярной проводимости

$$-\frac{dQ}{dt} = 4\pi \cdot \lambda_- \cdot Q_+ \text{ и } -\frac{dQ}{dt} = 4\pi \cdot \lambda_+ \cdot Q_-.$$

Согласно Рикке, эти формулы имеют силу независимо от величины скорости движущегося воздуха при условии, если она превосходит известную критическую величину. Экстраполяция на состояние покоящегося воздуха таким образом невозможна. Как показал Томсон (loc. cit.), точно так же и в покоящемся воздухе коэффициент рассеяния пропорционален полной проводимости, в то время как в воздухе движущемся он просто равен  $4\pi$ —краткой полярной проводимости. Формула Рикке, как показал Суанн (W. F. G. Swann) имеет силу для проводника любой формы, например для натянутой проволоки. Тот же автор вычислил для этого

<sup>1</sup> J. J. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, 2 nd. ed. Cambridge 1906.

<sup>2</sup> Ann. d. Phys. (4) 12, 52 (1903); Gött. Nachr. s. 1, 32, 38, 39 (1903).

случая, что скорости воздуха меньше, чем  $20 \text{ см/сек}$ , иногда уже недостаточны для строгой приложимости формулы Рикке. Значение этой скорости зависит от прочих условий опыта и в точности неизвестно.

## § 6. ИЗМЕРЕНИЯ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСТВА В ВОЗДУХЕ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПРОВОДИМОСТИ.

Еще Кулон установил, что потеря заряда проводника, помещенного в воздухе, в большой степени зависит от проводимости воздуха, которая в общем невелика и в меньшей степени от неизбежных потерь благодаря несовершенству изолирующих подставок. Указанный (стр. 14) открытый им закон рассеяния, представленный в интегральной форме, гласит

$$Q_t = Q_0 e^{-at},$$

откуда можно легко получить коэффициент рассеяния  $a$ , если определить заряд системы в начале измерения и спустя время  $t$  минут.

Господствовавший почти целое столетие взгляд, что влажный воздух проводит лучше сухого, был впервые экспериментально опровергнут Линсом (Linss) (1887 г.), который показал, что в сухом воздухе потеря заряда составляет приблизительно  $1\%$  в минуту. Это соответствует величине  $a = 0,01$ .

Общий интерес подобные измерения могли получить только тогда, когда на основании ионной теории около 1900 года стала понятна сущность электропроводности в воздухе, и когда два немецких ученых, Эльстер и Гейтель<sup>1</sup>, сконструировали портативный инструментарий для измерения коэффициента рассеяния; с ним было произведено очень большое число измерений в самых различных местностях.

Установка Эльстера и Гейтеля изображена на рис. 2. Она состоит из электроскопа с листочками, изоляция которого перенесена внутрь электроскопа, и на стержень, несущий листок, на штифте  $6 \text{ см}$  длины насажено рассеивающее

<sup>1</sup> Phys. ZS, 1, 11, 245 (1899); Ann. d. Phys., (4) 2, 425 (1900).

тело — замкнутый и вычерненный цилиндр 10 см высоты и 5 см ширины. Чтобы защитить находящуюся под открытым небом систему от искажающего действия электрического поля, прибор был снабжен еще широким открытым снизу цилиндром, укрепленным на штативе непосредственно над выходящим наружу рассеивателем. Сами наблюдения состоят

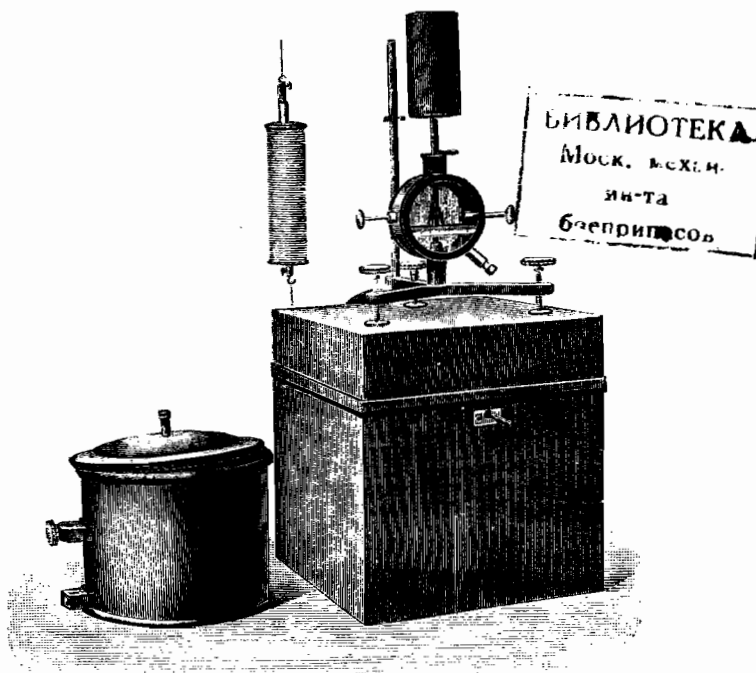


Рис. 2. Рассеивающий аппарат Эльстера и Гейтеля.

из четырех отсчетов потенциала электроскопа: из измерения рассеяния в собственном смысле по одному отсчету в начале и конце времени, выбранного для наблюдений, и так называемой пробы изоляции, состоящей из 2 отсчетов при удаленном рассеивающем теле. Обыкновенно эта потеря напряжения так мала, что составляет меньше 1% потери напряжения через рассеяние. Если она больше, то ее величина должна учитываться, как поправка, но при этом при вычислении следует принимать во внимание увеличение емкости системы при надетом рассеивающем теле. Точные указания к выполнению измерений и вычислению коэффициента рас-

сеяния содержатся в специальных работах по атмосферному электричеству (см. список в конце этой книги).

Как показали позднейшие исследования, особенно Шеринга (H. Schering), измерения коэффициента рассеяния сильно обесцениваются благодаря применению охранного цилиндра, так как полученные таким образом результаты зависят в первую очередь от ветра и от проветривания пространства между рассеивающим телом и охранным цилиндром и не могут служить мерою проводимости воздуха. Дело в том, что в этом пространстве, если электроскоп обычно заряжен от 100 до 200 вольт, практически достигнут уже ток насыщения, и поэтому потеря напряжения на каждую минуту уже не будет пропорциональна напряжению в каждый данный момент; наоборот, эта потеря оказывается независимой от напряжения.

Таким образом, не говоря уже о том, что необходимое условие для выполнения измерений проводимости (свободный ток, подчиняющийся закону  $Oma$ ) не выполнено, получение сравнимых результатов невозможно еще и потому, что продувание прибора меняется в зависимости от состояния ветра. Поэтому такие измерения скоро оставили, и аппаратом пользуются без охранного цилиндра с свободно выступающим рассеивающим телом. Измерения производятся в местах, хорошо защищенных от влияния земного поля, например на открытой с боков и закрытой сверху террасе, в беседке и т. д. Измерения рассеяния с такой установкой, как с аппаратом Эльстера-Гейтеля, так и с другими простыми приспособлениями, дают, как показал Швейдлер<sup>1</sup>, приблизительную меру для полярной проводимости. Точной пропорциональности с полярной проводимостью ожидать нельзя, так как свободный ток существует только для той части рассеивающего тела, которая выходит выше шейки электроскопа. Поэтому, чем больше будет сделана емкость рассеивающего тела относительно подводки к электроскопу, тем лучше выполнена пропорциональность между рассеянием и проводимостью. Если рассеивающее тело находится слишком близко к заземленной оболочке электроскопа, то свободный ток не обеспечен, отчего в дальнейшем было отдано предпочтение установкам, у ко-

<sup>1</sup> Wiener. Ber. (II a), 115, 1239 (1906); 118, 91 (1909); 125, 998 (1916).



торых рассеивающее тело связано с электроскопом длинным проводом. Швейдлер (loc. cit.) и другие путем параллельных измерений рассеяния и абсолютного значения полярной проводимости, произведенных по методам, описанным далее, определили приблизительное значение переводных множителей, которые позволяют из наблюдаемых значений рассеяния вычислить проводимость. Позднее Гоккель<sup>1</sup> для измерений рассеяния пользовался двунитным электрометром Вульффа<sup>2</sup> с непосредственно насаженным в качестве рассеивающего тела металлическим стержнем 50 см высоты и 5 мм толщины. В этом случае свободный ток гарантирован почти для всей длины стержня.

Еще более точной, правда несколько менее удобной, является установка, данная Шерингом<sup>3</sup>. Здесь рассеивающим телом служит шар 10 см в диаметре или толстый цилиндрический штифт 25 см длины и 15 см толщины, который при помощи каучукового изолятора на шелковых нитях свободно повешен в месте, не подверженном влиянию земного поля, и соединен с электроскопом или электрометром очень тонкой проволокой длиной в 60 см.

Фактически всюду течет свободный ток, т. е. часть тока насыщения в самом электроскопе будет исчезающе мала.

Обозначим через  $K$  емкость одного рассеивающего тела,  $C + K$  — емкость электроскопа с рассеивающим телом,  $V$  первоначальное напряжение. Тогда потеря заряда всей системы в единицу времени будет  $(C + K) \cdot \frac{dv}{dt}$  и это по стран. 15 равно  $4\pi$  — кратному произведению начального заряда только одного рассеивающего тела,  $KV$  и полярной проводимости  $\lambda_{\pm}$ ; таким образом

$$\lambda_{\pm} = -\frac{1}{4\pi} \cdot \frac{(C + K)}{K \cdot V_{\pm}} \cdot \frac{dV_{\pm}}{dt}$$

Знак  $(+)$  относится к отрицательному заряду рассеивающего тела и обратно, так как потерю заряда рассеивающего тела вызывают ионы противоположного знака.

<sup>1</sup> A. Gockel, Luftelektrizität (Leipzig, Hirzel), s. 19.

<sup>2</sup> Phys. Z. S., 8, 246, 527, (1907).

<sup>3</sup> Diss. Göttingen (1904); Ann. d. Phys. (4) 20, 174 (1904).

Такая же формула имеет силу, если, по позднейшему предложению Шеринга<sup>1</sup>, в качестве рассеивающего тела пользоваться соединенной с электрометром горизонтально натянутой проволокой, длиной приблизительно 20 м. Сама проволока окружена заземленной проволочной сеткой с большими петлями, укрепленной концентрически с ней на расстоянии 50 см. Эта установка особенно пригодна для непрерывных регистраций, например с помощью механически регистрирующего квадрантного электрометра Бенндорфа<sup>2</sup>. Если необходимо одновременно регистрировать обе полярные проводимости, то естественно для этого необходимы две одинаковые проволочные системы с двумя электрометрами. Такие регистрирующие установки применялись непрерывно в течение долгого времени на различных атмосферно электрических станциях, как например Потсдам (Келер), Тайхов-Грац (Бенндорф), Зеегам (Швейдлер) и Давос (Дорно).

Суанн (Swann)<sup>3</sup> показал, что проволочный метод Шеринга, если даже обеспечен свободный ток, может иногда давать слишком малые значения проводимости. На внешней поверхности заземленной сетки, благодаря влиянию земного поля, как правило, связаны отрицательные заряды. Поэтому, если протекающий сквозь проволочную сетку воздух имеет скорость меньше, чем приблизительно 20 см в секунду, то вблизи сетки будет иметь место скопление ионов, которое их неискаженному распределению не соответствует. Таким образом сеточное сооружение следует устанавливать в таком месте, где возможно меньше сказывается земное поле, например под деревьями в саду. По Келеру и Маркграфу (Kähler u. Markgraf)<sup>4</sup> это имеет место в установках Потсдамской обсерватории.

Теория регистраций проводимости была разработана Бенндорфом<sup>5</sup>. Самый удобный из всех трех методов следующий: рассеивающая проволока автоматически через правиль-

<sup>1</sup> Göttinger Nachr., s. 201 (1908).

<sup>2</sup> H. Benndorf, Phys. Z. S., 7, 98 (1906).

<sup>3</sup> Terr. Magn. 19, 23 — 37 (1914).

<sup>4</sup> Meteorol. Z.S., 28, 202, (1911) и 41, 65, (1924).

<sup>5</sup> Winner Ber. (II a) 118, 1192 (1909).

ные интервалы заряжается до определенного потенциала, потом она изолируется, и электрометрически отмечается падение потенциала под влиянием проводимости свободного воздуха. Вычисленное среднее значение за интервал наблюдения (например 10 минут) идентично с средним значением  $\bar{\lambda}$  за весь интервал  $\tau$ :

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \lambda \, dt,$$

где  $\lambda$  означает мгновенное значение полярной проводимости.

Что же касается результатов измерения рассеяния, особенно многочисленных между 1900 и 1910 годами, то они ниже вкратце приведены вместе с абсолютными измерениями проводимости. Естественно, что теперь значение старых единичных измерений, произведенных при помощи прибора Эльстера-Гейтеля, отходит совершенно на задний план, особенно там, где существуют более точные измерения, произведенные хотя бы при помощи проволочного метода Шеринга или даже регистраций. Рассмотрение мало определенных измерений рассеяния с охранным цилиндром выходит из рамок этой книги.

Так как прибор Эльстера и Гейтеля, как дорожный инструмент, находит еще кое-где себе применение даже и в настоящее время, то в заключение следует сообщить переходный множитель, который позволяет вычислить приблизительное значение полярной проводимости из измерений рассеяния.

Если выразить скорость разряда эльстер-гейтелевского электроскопа с рассеивающим телом при среднем напряжении  $V$  в вольтах в минуту, то по Швейдлеру<sup>1</sup> полярная проводимость в электростатической системе мер получится из

$$\lambda_{\pm} = -4,54 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{V_{\pm}} \cdot \frac{dV_{\pm}}{dt}.$$

<sup>1</sup> Loco cit., s. 18.

§ 7. Основы метода Гердиена определения проводимости (аспирационный метод) и его усовершенствование Суанном.

Для определения проводимости воздуха Гердиен<sup>1</sup> (H. Gerdien) предложил метод, устраняющий главные источники ошибок методов, описанных в предыдущих параграфах (изменение распределения ионов вблизи заряженного проводника при покоящемся или слабо движущемся воздухе и т. д., все то, что мы называли «электродным действием»).

Этот метод состоит в том, что через цилиндрический конденсатор при помощи вентилятора просасывается постоянный ток воздуха. Внешний электрод цилиндрического конденсатора заземлен, в то время как внутренний соединен с листочковым электроскопом (у новых аппаратов с двунитным электрометром Вульфа) и заряжен до умеренного напряжения (порядка 100 вольт).

Как мы еще позднее увидим, сходная в принципе установка может применяться также и для определения числа ионов в единице объема и их подвижности. Зеленый<sup>2</sup> (J. Zelenu) первый предложил метод, о котором идет речь, к определению ионных констант. Он назвал его «методом перпендикулярных скоростей» и применил его впервые для измерения подвижности. Эберт (H. Ebert) разработал этот метод для определения плотности ионов, а Гердиен, как было уже упомянуто, к определению абсолютной проводимости. Аспирационный метод занимает в атмосферно-электрических исследованиях выдающееся место, поэтому необходимо разобрать теорию такого «аспиратора».

Все аспирационные аппараты состоят из цилиндрического конденсатора, внешний электрод которого представляет трубу (радиус  $r_a$ ), по оси которой в качестве внутреннего электрода помещен относительно тонкий цилиндрический штифт (длина  $l$  и радиус  $r_i$ ). На одном конце трубы находится приводимый в движение рукой или мотором небольшой вентилятор, позволяющий просасывать воздух через трубу с достаточной скоростью (до 4 м/сек.) Такой аппарат изображен на рис. 3.

<sup>1</sup> Phys. Z.S., 6, 800, (1905); Terr. Magn. 10 69 (1905).

<sup>2</sup> Trans. Roy. Soc. (A), 195, 193 (1900).

Пусть  $V$  разность потенциалов между внутренним и внешним электродами,  $G$ —скорость воздушного потока,  $r$ —расстояние любой точки внутри трубы до оси, которую мы выбираем как ось  $x$ , тогда как ось  $y$  к ней перпендикулярна и направлена вверх. Согласно основным уравнениям электростатики сила поля в любой точке внутри цилиндрического конденсатора на расстоянии  $r$  от заряженного внутреннего электрода будет равна:

$$\frac{V}{r \log r_a/r_i}$$

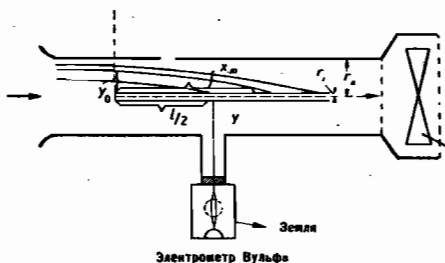


Рис. 3. Аспиратор Гердиена.

Если теперь  $k$  подвижность ионов, которые увлекаются потоком воздуха в направлении оси  $x$ , то эти ионы под влиянием силы электрического поля отклоняются в сторону электрода перпендикулярно к направлению тока воздуха и опишут параболический путь, уравнение которого

$$y_0^2 - y^2 = \frac{2kV}{G \log r_a/r_i} \cdot x. \quad (1)$$

В этом уравнении  $y_0$  означает перпендикулярное расстояние точки от оси, на котором рассматриваемый ион входит в цилиндрический конденсатор ( $x=0$ ). Полагая  $y_0=r_a$ ,  $y=r_i$ , получим максимальное расстояние  $X_m$ , при котором ионы вообще будут еще оседать на внутреннем электроде

$$x_m = \frac{G (r_a^2 - r_i^2) \log r_a/r_i}{2kV} \quad (2)$$

Если под  $k$  понимать среднюю подвижность ионов одного знака, то при малых разностях потенциала  $V$ , очевидно, не все ионы из протянутого объема воздуха осадут на внутреннем электроде (длина  $l$ ), так как может случиться, что  $x_m$  больше  $l$ . Осевшие ионы, параболические пути которых оканчиваются еще на внутреннем электроде, образуют воздушный цилиндр радиуса  $r_0$ , который легко определяется из уравнения

$$l = \frac{G (r_0^2 - r_i^2) \log r_a/r_i}{2kV} \quad (3)$$

Воздушный цилиндр, из которого оседают все ионы, имеет поперечное сечение  $\pi r_o^2$  и длину  $G$  (в секунду), поэтому его объем, пренебрегая  $r_i$  по отношению  $r_o$ , будет

$$\Phi = \frac{2 \pi k \cdot V \cdot l}{\log r_o/r_i}. \quad (4)$$

Пусть в кубическом сантиметре находится  $n$  ионов, тогда весь заряд, полученный в секунду внутренним электродом, будет  $\Phi \cdot n \cdot e$  и это должно быть равно потере заряда в секунду системы внутреннего электрода + электрометр (общая емкость  $C_1$ ) так что

$$-C_1 \frac{dV}{dt} = 4\pi \cdot e \cdot n \cdot k \cdot \frac{V \cdot l}{2 \log r_o/r_i}. \quad (5)$$

Отсюда следует, что, если за время протягивания в  $t$  секунд (как правило несколько минут) наблюдают потерю напряжения от  $V_1$  до  $V_2$ , то имеет место равенство:

$$\frac{C_1}{T} \cdot \log \frac{V_1}{V_2} = 4\pi \cdot \lambda_{\pm} \cdot \left( \frac{l}{2 \log r_o/r_i} \right). \quad (6)$$

Выражение в скобках в последней формуле, как хорошо известно, представляет из себя выражение для емкости части длиной  $l$  бесконечно-длинного цилиндрического конденсатора. Если ее обозначить  $C'_2$ , то по Гердиену для полярной проводимости ионов, знак которых противоположен заряду внутреннего конденсатора, получим выражение

$$\lambda_{\pm} = \frac{C_1 \cdot \log V_1/V_2}{4\pi C'_2 \cdot T}, \quad (7)$$

где  $V_1$  и  $V_2$  обозначают напряжения, которые были отсчитаны до и после периода аспирации  $T$ .

Суанн<sup>1</sup> показал позднее, что эта формула не строга, так как она не принимает во внимание искажение поля внутри трубы на концах внутреннего электрода, а также не учитывает влияние поддерживающего стержня, который соединяет внутренний электрод с электрометром. Если заменить согласно

Суанну вычисленную емкость  $C'_2 = \frac{l}{2 \log r_o/r_i}$  эксперимен-

<sup>1</sup> Terr. Magn, 19, 85 (1914).

тально определенной емкостью  $C_2$  частей прибора, фактически обтекаемых потоком воздуха (внутренний электрод + поддерживающий стержень), то формула будет строго справедлива и выразится так:

$$\lambda = \frac{1}{4\pi T} \cdot \frac{C_1}{C_2} \cdot \log \frac{V_1}{V_2} \quad (8)$$

Первоначальный аппарат Гердиена имел следующие размеры: длина внешней трубы 56 см, ее радиус  $r_a = 8$  см; внутренний электрод: длина стержня  $l = 25$  см, радиус  $r_i = 0,75$  см. При таких размерах поправка Суанна, как экспериментально показал Хьюлетт<sup>2</sup> (Hewlett), составляет около 22%, т. е. вычисление по старой формуле Гердиена дает значения меньше приблизительно на эту величину.

Если аппаратом Гердиена должны быть выполнены абсолютные измерения проводимости, то при всех условиях, скорость воздуха необходимо выбирать настолько большой, чтобы из протягиваемого объема воздуха захватывались не все ионы. Это будет иметь место, если скорость воздуха в трубе удовлетворяет следующему неравенству

$$G > \frac{2k \cdot V \cdot l}{(r_a^2 - r_i^2) \log r_a/r_i} \quad (9)$$

У старых конструкций аппарата Гердиена (вентилятор приводится в движение рукой) достаточно было от 1 до 2 оборотов рукоятки в секунду, чтобы удовлетворить этому условию при начальном напряжении около 100 вольт.

Пока названное неравенство выполнено, скорость разряда электроскопа пропорциональна тому напряжению, до которого он был заряжен (см. уравнение 5, стр. 24). Но если это напряжение возрастает или скорость воздуха уменьшается настолько, что вышеприведенное неравенство превращается в свою противоположность, то все втянутые ионы осадут на электроде, и наблюдаемая скорость разряда будет пропорциональна уже не проводимости, а числу ионов соответствующего знака в единице объема. Поэтому такой же аспирационный аппарат можно было бы применять и для

<sup>2</sup> Terr. Mag., 19, 231 (1914).



счета ионов, однако предпочитают, чтобы иметь дело с удобными напряжениями, для счета ионов пользоваться специальным аспирационным прибором с более тонкой трубкой (ср. § 9).

При измерениях проводимости аспирационным аппаратом совершенно не требуется знать скорость движения воздуха, если только имеется уверенность, что она больше, чем верхнее значение приведенного выше неравенства. Напротив для счета ионов существенное значение имеет знание скорости или количества протянутого воздуха.

Поэтому в сконструированном для этой цели аппарате в самой трубе помещен анемометр. Следует заметить, что при

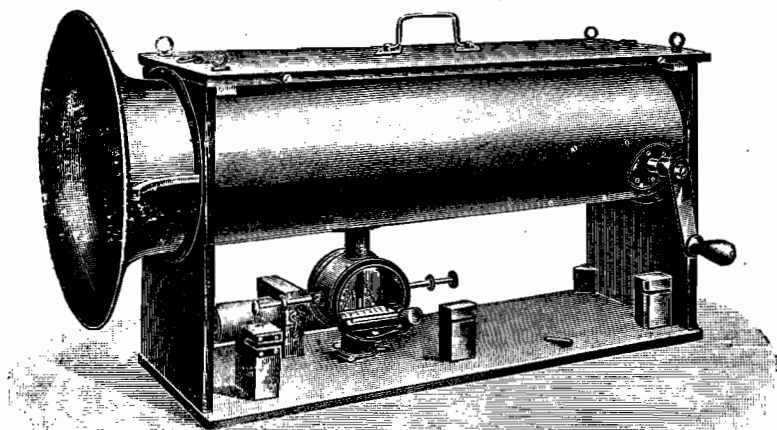


Рис. 4. Аспирационный прибор Гердиена.

измерении проводимости скорость тока воздуха, чтобы строго выполнялась (Суанн)<sup>1</sup> формула 8 (стр. 25), не должна вообще быть постоянной по всему сечению трубы.

Согласно Хюлетту у аппаратов таких размеров, как прибор Гердиена, начальное напряжение из предосторожности должно выбираться не больше чем 60 вольт. Поэтому желательно применение нитяных электрометров вместо листочковых электроскопов, так как последние при таких напряжениях недостаточно чувствительны. На рис. 4 изображен первоначальный аппарат Гердиена, снабженный листочковым электроскопом и ручным вентилятором.

<sup>1</sup> Terr. Magn., 19, 209 (1914).

Установку аппарата Гердиена лучше всего производить в местах, защищенных от электрического поля земли, но которые однако допускают достаточный доступ свободного воздуха, например под покрытыми листвою деревьями, в беседке или закрытой сверху террасе.

Если какой-нибудь проводник помещен в какой-либо точке над поверхностью земли и соединен с ней проводом, то в таком случае он образует часть поверхности земли, и поэтому земной заряд распределяется на нем соответственно с его кривизной. Естественно, что то же самое имеет силу для каждого аппарата, который, будучи заземлен, устанавливается под открытым небом под действием земного поля.

Создаваемое аппаратом искажение поля будет тем больше, чем выше помещен аппарат над поверхностью земли и чем больше сила поля. Теперь, как отметил Суанн, благодаря этим искажениям (электродное действие) нарушается распределение ионов вблизи аспирационного аппарата.

При нормально направленном падении потенциала заряд, связанный на внешней поверхности аппарата, будет иметь отрицательный знак. Таким образом в этом случае число положительных ионов вблизи прибора вырастет, а отрицательных уменьшится. Суанн<sup>1</sup> подробно теоретически исследовал влияние электродного действия на измерение проводимости и числа ионов. Эта теория, а также и экспериментальное исследование Хюлетта<sup>2</sup> показали, что при низких значениях силы поля (около 100 вольт) упомянутый эффект при измерении проводимости не играет значительной роли, т. е. получаются те же значения для полярной проводимости независимо от того, будет или нет аппарат подвержен действию земного поля, и это будет иметь место для обоих знаков. Однако Хюлетт рекомендует производить установку в местах, защищенных от влияния земного поля, так как в любое время в каждом месте может появиться высокая сила поля и эффект может быть значительным. При постоянных стационарных наблюдениях самое лучшее помещать аппарат в большой фарадеевской клетке из крупноячеистой проволоочной сетки. Образцовая установка аппарата на борту

<sup>1</sup> Terr. Magn., 19, 209 (1914).

<sup>2</sup> Terr. Magn., 19, 219 (1914).

корабля при исследовательских рейсах Института Карнеги в Вашингтоне была разработана Бауэром (Bauer) и Суанном<sup>1</sup>.

Суанн<sup>2</sup> дал также метод для автоматического регистрирования проводимости по аспирационному принципу. Более подробное описание этих установок будет дано в нашей работе по атмосферному электричеству<sup>3</sup>.

К. Курц<sup>4</sup> (K. Kurz) обратил внимание на дальнейший возможный источник ошибок, касающихся в равной степени как измерения проводимости, так и счета ионов. В воздухе всегда существуют следы радиоактивных веществ, из которых непосредственные продукты распада эманации (КаА, Th-А и Ас-А) обладают в электрическом поле свойством отлагаться на отрицательном электроде. Если, например, при измерении положительной полярной проводимости аспирационным аппаратом внутренний электрод заряжен отрицательно, то на нем при увеличивающейся продолжительности аспирации осаждаются все в больших количествах радиоактивные продукты распада и эти последние будут таким образом создавать повышенную проводимость. При положительном заряде эти продукты собираются на внутренней поверхности внешней трубы. Экспериментально было показано, что этим эффектом при измерении проводимости с новейшими приборами (нитяной электрометр), требующими небольшого аспирационного времени (менее чем 5 минут), можно совершенно пренебречь. Иначе обстоит дело с приборами для длительных регистраций. Здесь действие указанных радиоактивных осадков определяется часами, и при обработке результатов оно должно приниматься во внимание.

Наконец, следует еще указать, что значение проводимости можно получить косвенным путем: между вертикальным током проводимости, определяемым из непосредственных на-

---

<sup>1</sup> Publication Nr. 175 (vol. III) Carnegie Institution of Washington D. C. pp. 382 (1917—1918).

<sup>2</sup> Carnegie Institution of Washington. Annual Rep. of the Director of the Dept. of Terr. Magn. for 1917, p. 279.

<sup>3</sup> Руководство Бенндорфа и Гесса появилось в издательстве Friedr. Vieweg u Sohn Akt.-Ges in Braunschweig.

<sup>4</sup> Phys. Z.S. 7, 711 (1907) и 9, 177 (1908).

блюдений в атмосфере, падением потенциала  $E$  и полной проводимостью  $A$  существует соотношение

$$i = A \cdot E.$$

Если  $E$  и  $j$  определяются совместно непосредственными методами, то из этого соотношения получается соответствующее значение проводимости.

## § 8. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ПРОВОДИМОСТИ АТМОСФЕРЫ.

В таблице на стр. 31 собраны средние величины измерений проводимости, выполненных в различных местах. Полная проводимость дана как сумма обоих полярных проводимостей. Чтобы получить меру преобладания того или другого рода ионов, как обычно, дано отношение

$$q_{\lambda} = \frac{\lambda_{+}}{\lambda_{-}}.$$

Как видно из таблицы, в большинстве случаев  $q_{\lambda} > 1$ , т. е.  $\lambda_{+}$  больше, чем  $\lambda_{-}$ , а это соответствует преобладанию в месте измерения положительных ионов, так как  $k_{+} < k_{-}$ . В таблице помещены измерения проводимости, произведенные по всем методам, описанным в предыдущих параграфах, так как было желательно свести результаты из самых различных местностей.

Величины проводимости над сушей в Европе в общем очень хорошо согласуются между собой. Среднее значение полной проводимости воздуха в электростатических единицах составляет около  $2 \cdot 10^{-4}$  сек $^{-1}$ .

Согласно измерениям Департамента земного магнетизма (Department of Terrestrial Magnetism) среднее значение над американским континентом имеет ту же величину. Измерения на воздушных шарах и на вершинах гор отчетливо показывают большие значения проводимости, чем на уровне моря. На вершинах гор отношение  $q_{\lambda}$  значительно превышает 1, что весьма легко объяснить «электродным действием» возвышенности в земном поле. Воздух в таких местах содержит, следовательно, избыток положительных ионов.

Чрезвычайно обширный материал, полученный при рейсах

исследовательского корабля «Карнеги» по всем морям, отчетливо показывает, что проводимость над океаном вообще не меньше, чем можно было бы ожидать, исходя из незначительного содержания радиоактивных веществ в морском воздухе, даже скорее несколько больше, чем над сушей; это наблюдается даже и тогда, когда место наблюдения удалено на много тысяч километров от суши.

Электрическая проводимость зависит от числа ионов и их подвижности, и поэтому поведение ее очень сложно. Незначительное содержание радиоактивных ионизаторов в воздухе над океаном может с избытком уравниваться большей чистотой воздуха и повышенной благодаря этому средней подвижностью ионов. Очень низкие величины проводимости получаются во влажных местах и в тумане, так же как в облачных слоях.

Годовой ход проводимости исследовался в Давосе, Фрейбурге (Швейцария), Потсдаме, в Вармланде (Швеция) и на Шпицбергене.

Наблюдения в Центральной Европе согласно друг с другом указывают максимум летом, а минимум зимой. В Потсдаме последний составляет  $0,70 \cdot 10^{-4} \text{ сек}^{-1}$  (январь), максимум  $1,15 \cdot 10^{-4}$  (июль). В Давосе, напротив, максимум вдвое больше, чем минимум. На Шпицбергене амплитуда еще более незначительна, чем в средней Европе, далее, повидимому, в высоких широтах максимум сдвигается к осени.

Что касается суточного хода, имеющиеся достаточно многочисленные наблюдения показывают, что проводимость повсеместно подвержена правильным суточным колебаниям, которые в общем согласуются с местным временем. Амплитуда суточных колебаний очень сильно меняется в зависимости от места, так же как и амплитуда годовых колебаний.

Суточный ход в различных местах иногда существенно различен; например в Зеегаге (Зальцбург) и Потсдаме существует двойной период, в то время как горные станции, например Давос, имеют простой суточный ход (см. рис. 5). Почти на всех станциях главный максимум проводимости приходится между 3 и 4 часами утра. После восхода солнца проводимость сильно падает (образование пыли). Также в закрытых помещениях, например в погребах, колебание температуры в которых весьма мало, существует суточный ход

## Средние величины полной проводимости.

Автор	Место	Год	$\frac{1}{\rho}$ в эле- ктростат. едн. (сек <sup>-1</sup> )	$\varphi_\lambda$	Метод
Швейдлер	Зеегман (Зальцбург)	1908/20	$2,64 \cdot 10^{-4}$	1,02	Рассеив. аппарат
Дорно . . .	Давос (Швейцария)	1910	$2,8 \cdot 10^{-4}$	1,13	Метод Шеринга (регистр.)
Гоккель .	Фрейбург (Швейцария)	1913/15	$2,5 \cdot 10^{-4}$	1,08	Рассеив. аппарат
» . . .	Эггисгорн	1915	$8,5 \cdot 10^{-4}$	1,33	Т о ж е
» . . .	Хребет Юнгфрау	1915	$6,0 \cdot 10^{-4}$	1,42	Т о ж е
» . . .	Ледяная пещера (Гриндельвальд)	1915	$0,09 \cdot 10^{-4}$	—	Т о ж е
Келлер . .	Потсдам	1910/11	$0,95 \cdot 10^{-4}$	1,16	Метод Шеринга (регистр.)
Вильсон .	Пиблс (Шотландия)	1908	$1,1 \cdot 10^{-4}$	—	Косвенный метод
Вегенер .	Гренландия (73° сев. широты)	1907/08	$5,5 \cdot 10^{-4}$	1,28	Аспир.метод
Кольрауш	Порто-Рико	1907/08	$3,7 \cdot 10^{-4}$	1,02	Т о ж е
Берндт . .	Аргентина	1912	$2,6 \cdot 10^{-4}$	1,02	Рассеив. аппарат
» . . .	Р. Амазонка	1914	$0,68 \cdot 10^{-4}$	0,97	Т о ж е
Ангенхейстер.	Самоа	1910	$4,5 \cdot 10^{-4}$	1,04	Аспир.метод
Тоже . . .	Суэцкий канал	1911	$3,1 \cdot 10^{-4}$	0,85	Т о ж е
Кнохе . . .	Боливия, 5 200 м	1909	$10,8 \cdot 10^{-4}$	2,0	Косвен. метод
Гоффман .	Шпицберген	1913/14	$4,95 \cdot 10^{-4}$	1,33	Метод Шеринга
Виганд . .	На воздушн. шаре до 9 000 м высот.	1913/14	до $26,0 \cdot 10^{-4}$	переменно	Аспир.метод
Кидзон . .	Атлант. океан	1909/10	$3,4 \cdot 10^{-4}$	1,16	Т о ж е
» . . .	» »	1910/11	$2,9 \cdot 10^{-4}$	1,26	Т о ж е
Мочли и Бауер	Тихий океан	1921	$3,09 \cdot 10^{-4}$	1,15	Т о ж е
Тоже . . .	Тихий океан, в экваторн. зоне	1921	$3,01 \cdot 10^{-4}$	1,18	Т о ж е
Суани . . .	Нью-Йорк — Гаммерфест	1914	$2,09 \cdot 10^{-4}$	—	Т о ж е
» . . .	Гаммерфест — Исландия	1914	$2,69 \cdot 10^{-4}$	—	Т о ж е
Кидзон . .	Индийский океан	1910	$4,28 \cdot 10^{-4}$	1,17	Т о ж е
Хюлетт . .	Тихий океан	1912/15	$3,58 \cdot 10^{-4}$	1,24	Т о ж е

проводимости. Параллельные наблюдения числа ядер конденсации в Инсбруке (Шленк) показали, что флюктуации проводимости производятся главным образом суточным изменением числа ядер.

Существование суточного хода в погребях было определено доказано Розой Штоппель (Rose Stoppel)<sup>1</sup> в Гамбурге, которая нашла такой же ход в высоких широтах, а именно в Исландии (Акигеуги) в течение лета, когда солнце непрерывно находится над горизонтом. Удовлетворительного объяснения этому явлению не найдено.

Суточный ход над океаном по наблюдениям во время рейсов «Карнеги» отличается от суточного хода над сушей.

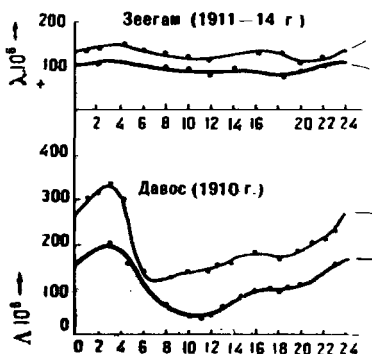


Рис. 5.

Амплитуда суточного колебания составляет только 10% среднего за сутки, и средняя проводимость над океаном днем больше, чем ночью.

Из метеорологических факторов самое большое влияние на проводимость имеет степень чистоты воздуха, о которой судят приблизительно по видимости. Это особенно ясно показали результаты летних наблюдений Швейдлера<sup>2</sup> в

Зеегаме (Зальцбург). Меньшие значения проводимости сопровождаются худшей видимостью.

Понижение проводимости при возрастании числа ядер, как показал Гоккель<sup>3</sup>, совершенно аналогично и происходит от тех же самых причин. Наименьшие значения найдены Гоккелем во время тумана; они составляют приблизительно только от  $\frac{1}{3}$  до  $\frac{1}{5}$  нормальной величины. Большие падения потенциала часто сопровождаются низкими значениями проводимости и обратно. В Северных Альпах, как показали наблюдения Дорно (C. Dorno) в Давосе, Губера (B. Huber) в Альтдорфе и Шленка (W. Schlenck) в Инсбруке, фён несущий

<sup>1</sup> Phys. ZS. 27, 755, (1926); также Zeitschrift f. Botan, 12, 529, (1920).

<sup>2</sup> Jahrb. f. Rad. u. Elektr., 18, 1, (1921).

<sup>3</sup> Neue Denkschr. Schweiz. Naturforsch. Ges., 54, Abh. Nr, (1917).

щий в долины очень сухой, чистый воздух, вызывает сильное повышение проводимости. Зависимость проводимости от температуры выступает только в средних величинах: более высокая температура соответствует несколько более повышенной проводимости как над сушей, так и над морем (Хюлетт). Связь проводимости с относительной влажностью, с состоянием и ходом атмосферного давления, с силой и направлением ветра сильно зависит от местных условий и во всяком случае очень сложна. Из анализа потсдамских регистраций Маркграф<sup>1</sup> нашел, что общее состояние погоды оказывает на проводимость влияние в том смысле, что в областях с низким давлением господствуют более высокие проводимости, чем в областях высокого давления или переходных.

В Альпах и предальпийских областях некоторые авторы находили повышенную проводимость по утрам в грозовые дни, что можно было даже использовать для короткосрочных предсказаний грозы (Гоккель). Наоборот, в других местностях, например в Северо-германской низменности, такие повышения проводимости не обнаруживаются (Будиг, Маркграф).

Относительно влияния солнечных затмений на атмосферно-электрическое рассеяние и проводимость наблюдения до 1918 года давали весьма противоречивые результаты.

Департамент земного магнетизма в Вашингтоне в годы 1918, 1919, 1923 послал три экспедиции<sup>2</sup> в Лакин (Канзас), Зобрал (Бразилия) и Пойнт-Лома (у Сан-Диего в Калифорнии). Эти экспедиции, пользуясь современными аспирационными аппаратами с двухминутным интервалом измерения, получили сходные результаты, несмотря на весьма различные метеорологические условия.

Во время первого из названных затмений наблюдения велись при ясном небе, в Зобрале—при облачном небе и в Пойнт-Лома—при очень легком тумане на высоте. Прежде считали, что влияние солнечного затмения на атмосферно-электрические элементы имеет не прямую природу и что главную,

<sup>2</sup> Meteorol. ZS. 41, 165 (1924).

<sup>3</sup> L. A. Baner, H. W. Fisk, S. J. Mauchly, Terr. Magn., 24, 871 (1919); S. J. Mauchly и A. Thomson, *ibid.*, 25, 41, 1920; H. F. Jonston, *ibid.*, 29, 13, 1924.



роль играет падение температуры во время полной фазы. Это совершенно опровергнуто результатами трех упомянутых экспедиций: при всех трех затмениях во время полной фазы наблюдалось отчетливое увеличение обеих полярных проводимостей, тогда как колебания температуры при втором и третьем затмении благодаря покрытому тучами небу были совершенно незначительны. Объяснения для этого повышения проводимости до сих пор найти не удалось.

Большой интерес представляет падение проводимости в зависимости от поднятия в атмосфере. Уже Гердиену при помощи своего аспирационного прибора удалось обнаружить сильное увеличение проводимости во время полета на воздушном шаре до высоты 6000 метров. Виганд <sup>1</sup> (Vigand) произвел подобные измерения во время целого ряда таких полетов и продолжил их приблизительно до высоты 9 километров. Полная проводимость, составляющая вблизи места подъема (Биттерфельд) только  $1 \cdot 10^{-4}$  сек<sup>-1</sup>, на высоте 3 километров вырастает в 5 раз, на высоте 6 километров в 10 раз и на высоте 9 километров, быстро возрастая, достигает от 16 до  $27 \cdot 10^{-4}$ .

Облачные и туманные слои могут производить местное понижение проводимости. Быстрое возрастание проводимости выше 6 километров указывает на то, что стратосфера, верхние слои которой вероятно совершенно не будут доступны для человека, должна обнаруживать чрезвычайно повышенную проводимость.

Верхняя воздушная оболочка (слой Кеннели Хевисайда) вместе с так же хорошо проводящей земной поверхностью, играет, повидимому, выдающуюся роль при распространении электрических волн в беспроволочной телеграфии и телефонии (ср. § 28).

Не трудно дать объяснение сильному увеличению проводимости с высотой. Как будет показано позднее, сама ионизация возрастает с высотой, в то же время возрастает и подвижность ионов благодаря уменьшению с высотой числа ядер конденсации. Ночные измерения проводимости в этих слоях, весьма важные для выяснения причин сильной ионизации на больших высотах, к сожалению, совершенно отсутствуют.

<sup>1</sup> Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 232 (1914); Terr. Magn. 19, 93 (1914); Abh. d. Naturf. Ges. Halle, N. F. 4 (1914); Ann. d. Phys., № 4 66, 81 (1921).

## § 9. СЧЕТ ИОНОВ—ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ, ПРИБОРЫ И ИСТОЧНИКИ ОШИБОК.

а) Теория аспирационного прибора Эберта (счетчик ионов). В выражении для полярной проводимости содержится только произведение числа ионов ( $n$ ) и их подвижности ( $k$ ), но не каждая из этих величин в отдельности, поэтому измерение одной проводимости ни в коей мере недостаточно для характеристики существующего ионизационного состояния атмосферы.

Разработанные в связи с этим специальные методы позволяют определить число и среднюю подвижность обеих главных групп ионов.

Эберт<sup>1</sup> первый дал аспирационный прибор для определения числа малых (легко подвижных) ионов в единице объема. Этот прибор обычно называется счетчиком ионов Эберта. Теория этого аппарата была изложена уже при описании аппарата Гердиена, так как принципиально оба они идентичны. Аппарат Эберта отличается лишь тем, что размеры трубы, скорость воздуха ( $G$ ) и потенциал внутреннего электрода ( $V$ ) выбраны так, что все малые ионы из просасываемого воздуха улавливаются электродом.

Это будет иметь место, если скорость воздуха удовлетворяет следующему неравенству

$$G \leq \frac{2 k \cdot l \cdot V}{(r_a^2 - r_i^2) \log r_a / r_i}$$

При этом условии возрастание напряжения не сопровождается увеличением падения потенциала в единицу времени.

Если  $W = r_a^2 \pi G$  объем воздуха в 1 см, проходящий через аспиратор в секунду, и за время  $t$  происходит падение напряжения электрометра от  $V$  до  $V_1$ , то

$$W \cdot n \cdot e \cdot t = \frac{G}{300} (V - V_1)$$

<sup>1</sup> Phys. ZS., 2, 662; Arch. d. Genève, 12, 97 (1901); Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 2, 34 (1905).

будет изменение заряда электроскопа плюс конденсатор (общая емкость  $C$ ) и равно количеству противоположного заряда, связанного с ионами, достигающими электрода за то же самое время. Деление на 300 дает значение потенциала в электростатических единицах. Из этой формулы можно определить, следовательно,  $|n \cdot e|$  — произведение числа ионов в кубическом сантиметре и элементарного заряда; при этом, разумеется, необходимы отдельные измерения для положительного и отрицательного зарядов. Деление на  $e$  дает искомое число ионов  $n$ . Из определения потери потенциала в секунду  $(V - V_1)/t$  при работающем вентиляторе следует еще вычесть потерю потенциала при покоевшемся вентиляторе и закрытой трубе. Эта потеря, большей частью, весьма незначительна.

У старых аппаратов Эберта с внешней трубой 30 см длины и 3 см ширины и с листочковым электроскопом Эль-

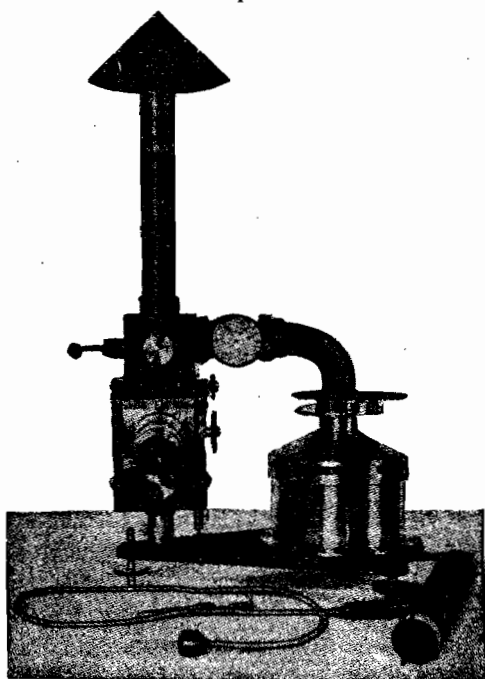


Рис. 6. Счетчик ионов Эберта с электрометром Вульфа.

стера-Гейтеля время аспирации, потребное для одного единственного определения, составляло по крайней мере 15 минут. Благодаря применению аппаратов с более мощным аспиратором и более чувствительного нитяного электрометра это время сократилось от 2 до 5 минут. Вентилятор обыкновенно приводится в движение часовым механизмом с пружиной, при этом скорость воздуха не превосходит 2 м в секунду. У аппаратов новой конструкции аспирационная труба распо-

ложена вертикально, что имеет то преимущество, что реже происходят искажения результатов благодаря втянутому насекомым. Большой частью для таких целей на верхнее

отверстие трубы надевается охранный колпак в форме тупого конуса (см. рис. 6, стр. 36). Размеры новых аппаратов выбраны так, что при напряжении в 200 вольт на внутреннем электроде могут еще осаждаться ионы с подвижностями до  $0,03 \text{ см/сек: вольт/см}$ . Поэтому оседает также часть средних и тяжелых ионов, и это надо принимать во внимание при выводах из результатов измерения. Особенно это обстоятельство влияет на точность там, где, как правило, встречаются значительные количества тяжелых (больших) ионов. Поэтому целесообразно производить параллельные измерения с короткой (10 см) трубой, в которой нижняя граница подвижности осевших ионов составляет  $0,2 \text{ см/сек: вольт/см}$ .

б) Источники ошибок при счете ионов и правила для установки аппарата. В дополнение к только что упомянутым неточностям, которые имеют место главным образом только при наличии очень большого числа тяжело подвижных ионов, существует еще два возможных источника ошибок: 1) влияние оседания радиоактивных веществ во время аспирации и 2) влияние земного поля при установке аппарата на открытом месте.

Относительно первого из названных эффектов Курц (Ioseo. cit., стр. 27) показал, что благодаря такому осаждению число ионов, полученных при помощи аппарата Эберта старой конструкции, может быть преувеличено на несколько процентов. У новых аппаратов с продолжительностью аспирации всего в несколько минут этим эффектом можно совершенно пренебречь.

Все, что было сказано о влиянии земного поля на открытый стоящий аппарат при измерении проводимости прибором Гердиена, разумеется, имеет силу также для счетчика ионов.

Также и здесь Суанн<sup>1</sup> первый изучил теоретически и экспериментально это влияние. Он пришел к выводу, что благодаря названному действию через влияние при нормально направленном земном поле число отрицательных ионов может быть сильно преуменьшено. Более поздние исследования Нориндера<sup>2</sup> (H. Norinder) и Мэкеля<sup>3</sup> (I. F. Mackell)

<sup>1</sup> Terr. Magn., 18, 163; 19, 205 (1913/14); Phys. Rev., 21, 449 (1921).

<sup>2</sup> Arkiv for Mat. Astron. och Fysik, 15, № 2, Stockholm 1920.

<sup>3</sup> Phys. Rev., (2) 21, 436 (1921); 17, 390 (1919).

показали, что этот эффект имеет место и у аспиратора Эберта, снабженного защитным колпаком над верхним отверстием трубы. При напряжениях поля от 30 до 120 вольт  $n_-$  уменьшается от 17 до 27%. Некоторые эксперименты, выполненные в обсерватории в Кью Никольсом <sup>1</sup> (Е. Н. Nichols), однако не подтверждают выводов Суанна.

Из всех этих опытов можно сделать заключение, что счетчик Эберта (если даже его отверстие снабжено защитным колпаком) необходимо устанавливать таким образом, чтобы не подвергать его действию земного поля. При измерениях в открытом месте весь аппарат должен быть окружен заземленной крупноячеистой защитной сеткой, поднятой достаточно высоко над отверстием трубы.

Не следует упускать из виду, что, отвлекаясь от влияния на аппарат, всегда имеет место еще естественное влияние земного поля на распределение ионов вблизи поверхности земли. Это влияние выражается в преобладании положительных ионов близ поверхности почвы. При вполне неподвижном воздухе этот эффект должен совершенно исчезнуть уже на высоте 20 м (Швейдлер <sup>2</sup>).

Суанн <sup>3</sup> предложил производить измерения на башне высотой по крайней мере 15 м, не подвергая при этом аппарат влиянию земного поля. Воздушные течения, существующие почти непрерывно на высоте башни, препятствуют образованию сильно униполярных слоев. В действительности Гоккель при таких опытных условиях нашел отношение

$$q = \frac{n_+}{n_-}, \text{ близких к единице.}$$

с) Инструментальные усовершенствования. У первоначального аппарата Эберта определение количества протянутого воздуха было связано с значительными затруднениями. У счетчиков ионов, изготовляемых Гюнтером и Тегетмейром (Брауншвейг) и Эдельманом (Мюнхен), для этих целей прямо в аспирационной трубе позади электрода помещен анемометр Розенмюллера. Первый из названных инструментов снабжен двунитным электро-

<sup>1</sup> Terr. Magn., 21, 87 (1916).

<sup>2</sup> Wiener. Ber., (II a), 117 623 (1908).

<sup>3</sup> Terr. Magn., 22 1124 (1917).

метром Вульфа, второй — однопитным электрометром Лютца<sup>1</sup>. У последнего кроме того имеется переменный конденсатор, так что электрометр применяется только как нулевой инструмент.

Еще более чувствительный и улучшенный тип счетчика ионов предложил Суанн<sup>2</sup>. Специальные установки для измерения числа ионов при полетах на аэропланах разработаны Вигандом и Коппе<sup>3</sup>.

Аппараты для автоматической регистрации числа ионов сконструированы Нордманом<sup>4</sup>, а также Ланжевроном и Муленом<sup>5</sup>.

## § 10. Результаты счета ионов.

Так как в ионных аспираторах улавливается также часть и больших ионов, то описанные многими авторами результаты измерения числа легких ионов несколько преувеличены. Это отчасти относится и к результатам, собранным в следующей таблице.

Однако, на земных станциях с чистым воздухом и при измерениях над морем этим обстоятельством можно пренебречь. В некоторых случаях эти отклонения могут быть вычислены, именно там, где измерено также и число больших ионов (сравн. § 13).

В таблице ради простоты даны произведения числа ионов  $\text{см}^3$  и заряда ионов ( $10^6 n_+ \cdot e$  и  $10^6 n_- \cdot e$ ). Это произведение назовем плотностью ионов и обозначим буквой  $E_+$  и соответственно  $E_-$ .

Плотность ионов  $E_{\pm}$ , естественно, не зависит от величины ионного заряда. Если последний принять равным  $4,77 \cdot 10^{-10}$  Э.С.Е., то, например, значению  $E_{\pm} = 0,40$  Э.С.Е. в  $1 \text{ см}^3$  соответствует число ионов 838, значению  $E_{\pm} 0,20$  — 419 ионов в  $1 \text{ см}^3$ . Частное  $q = \frac{E_+}{E_-}$  снова даст меру униполярности, тогда как разность  $E_+ - E_-$  соответствует избытку свободного положительного заряда в  $1 \text{ м}^3$ .

<sup>1</sup> Münchener Sitz-Ber. 1909, 14 Abh.

<sup>2</sup> Terr. Magn., 19, 171 (1914).

<sup>3</sup> Naturwissensch., 7, 487 (1919); Mitt. d. Naturf. Ges. Halle, 6, 3, 14 (1921).

<sup>4</sup> Comptes Rendus, 138, 1418, 1596 (1904); 140, 430; 141, 945 (1905).

<sup>5</sup> Comptes Rendus 140, 305 (1905); Bull. Soc. France, 1907, p. 264; Le Radium, 4, 218 (1907).

Из таблицы на стр. 41 следует, что плотность ионов подвержена менее значительным колебаниям, чем проводимость. Поэтому всюду, также и над морем, преобладает положительная плотность ионов.

Значения над сушей (на всех широтах) не больше, чем над океаном, что установлено главным образом благодаря многочисленным измерениям во всех морях при рейсах исследовательского корабля Института Карнеги<sup>1</sup>. Эти измерения дали среднее значение  $n_+ = 615$ ,  $n_- = 499$ . Измерения на вершинах гор и при воздушных полетах вообще дают сильное увеличение плотности ионов с высотой. На горах же особенно сильно выявлена униполярность. Поведение плотности ионов над океаном тем примечательно, что там, как мы еще увидим позднее, почти совершенно отсутствует один из главных источников ионизации, именно радиоактивные вещества. Это обстоятельство будет разобрано при рассмотрении баланса ионизации (§ 27).

Плотность ионов, подобно проводимости, имеет годовой и суточный ход. В обоих полушариях минимум плотности ионов приходится на зимние месяцы, максимум на теплое время года. Первый совпадает по Гоккелю с максимумом снежного покрова почвы. Суточный ход не так правилен и во всяком случае значительно различается в зависимости от местных условий. Многие наблюдатели находят двойной суточный период: максимум падает на первые утренние или полуденные часы, минимум на предобеденные и вечерние часы. Результаты экспедиции Карнеги показывают, что на море существует простой суточный ход с очень незначительной амплитудой: числа днем несколько выше, чем ночью. Также и над сушей дневные колебания плотности ионов менее значительны, чем проводимости.

Те же самые метеорологические факторы, которые сильно влияют на проводимость, действуют также и на плотность ионов. Все наблюдатели в дни с большой прозрачностью воздуха находят высокое значение плотности ионов. Далее существует отчетливая связь с температурой. Эта связь между

---

<sup>1</sup> S. J. Mauchly, Publication № 175, Vol. V. Carnegie Inst. of Washington, p. 411.

А в т о р	М е с т о	$E +$	$E -$	$q_e$
Люделинг (1901) . . . .	Гельголанд	0,25	0,13	1,92
» (1904) . . . .	Потсдам	0,37	0,30	1,23
Симпсон (1904) . . . .	Лапландия	0,38	0,33	1,15
Гоккель (1904—1905) . .	Фрейбург (Швейцария)	0,34	0,25	1,36
Эберт (1905) . . . . .	Мюнхен	0,53	0,42	1,26
» (1905) . . . . .	Барселона	0,30	0,23	1,28
» (1905) . . . . .	Лионский залив	0,19	0,18	1,06
Линке (1906) . . . . .	Тихий океан	0,20	0,20	1,00
Ив (1907) . . . . .	Атлантический океан	0,33	0,27	1,24
Пачини (1908) . . . .	Средиземное море	0,43	0,28	1,52
Вагнер (1910) . . . .	Венгерская низменность	0,52	0,40	1,30
Дорно (1910) . . . . .	Давос	0,59	0,48	1,23
Кнохе (1909) . . . . .	Кордильеры Боливии	1,12	0,96	1,17
Гесси Зензель (1910)	Донауауэн у Вены	0,38	0,34	1,12
Симсони Райт (1911)	Атлантический океан	0,37	0,31	1,19
Берндт (1911—12) . .	»	0,32	0,30	1,07
» (1911—12) . . . .	Буэнос-Айрес	0,34	0,32	1,06
Добсон (1909—12) . .	Кью (Англия)	0,21	0,15	1,40
Кольрауш (1912—13) .	Зеегам (Зальцбург)	0,31	0,30	1,03
Берндт (1914) . . . .	Река Амазонка	0,18	0,17	1,06
» (1913—1914) . .	Атлантический океан	0,27	0,29	0,93
Кнохе (1912) . . . . .	Запад. Исландия (Тихий океан)	0,48	0,48	1,00
Бушгейм и Дембер .	Пик Teneriff	0,78	0,38	2,05
Райти Смит (1914) . .	Манила (Филиппины)	0,20	0,18	1,11
» (1914) . . . . .	Моунт Пауай (2 460 м)	0,58	0,37	1,57
Бауэр, Флемингидр.	Тихий океан	0,37	0,31	1,22
Гоккель (1913—1915) .	Фрейбург (Швейцария)	0,43	0,43	1,11
» (1915—1916) . .	Малый Шлейдегг (2 100 м)	0,68	0,50	1,36
» (1915—1916) . .	Хребет Юнгфрау (3 700 м)	0,72	0,42	1,71
» (1915—1916) . .	Ледник Аалч	1,37	0,87	1,58
Рилло (1909—1911) . .	Венгерская низменность	0,46	0,43	1,07
Бауэр и Суанн (1916)	Южн. ледовитый океан	0,36	0,30	1,22
Гоккель (1911) . . . .	Воздушный шар (4 000 до 4 500 м)	0,46	0,47	0,93
Виганд (1919) . . . .	Аэроплан (5 200 м)	1,14	0,94	1,23

плотностью ионов и температурой может быть яснее всего видна из измерений Симпсона в Лапландии.

Однако по результатам большинства наблюдателей между плотностью ионов и относительной влажностью существует обратная зависимость: возрастающей относительной влажности соответствует меньшая плотность ионов.

Связь с состоянием барометра и барометрическим ходом в зависимости от места различна и во всяком случае сильно затемняется влиянием других факторов. Так как большие



ионы образуются из малых благодаря налипанию на ядра конденсации и т. д., то следует ожидать, что число малых ионов уменьшается с возрастанием содержания в воздухе пыльных ядер.

Это было очень ясно показано Гоккелем и другими. В Альпах фён сопровождается очень сильным увеличением числа ионов (Дорно, Губер, Гоккель); это вполне объясняется притоком чистого, бедного ядрами воздуха вершин. С другой стороны, туманные слои производят уменьшение числа ионов.

Снег, небольшой дождь обычно вызывают слабое уменьшение плотности ионов. Сильный дождь часто дает значительное повышение плотности отрицательных ионов, так как благодаря разбрызгиванию капель (эффект Ленарда) в воздухе образуются преимущественно отрицательные ионы. Влияние направления ветра в зависимости от местных условий совершенно различно. Вообще однако установлено увеличение плотности ионов с возрастанием силы ветра; это объясняется тем, что благодаря всасывающему действию ветра из земных капилляров в атмосферу выходит сильно ионизованный почвенный воздух. Далее существует очень отчетливый параллелизм между содержанием радиоактивных веществ в воздухе и плотностью ионов (Гесс и Зензель <sup>1</sup>).

Из внеземных влияний надо упомянуть следующие: во время прохождения земли через хвост кометы Галлея (1910) в трех из пяти мест наблюдения было замечено временное повышение числа ионов, в двух остальных не было найдено никаких изменений. Большинство наблюдателей сообщают об уменьшении числа ионов во время полного затмения. Результаты эти ни в каком случае нельзя считать достоверными. Если вообще существует влияние солнечного затмения на плотность ионов, то во всяком случае оно должно быть меньше, чем влияние на проводимость; это стоит в согласии с тем, что большинство наблюдателей во время солнечного затмения находили среднюю подвижность ионов подверженной сильному влиянию.

Наблюдения на горах и во время воздушных полетов дают согласно друг с другом сильное увеличение плотности

<sup>1</sup> Wiener. Ber. (II a), 120, 139 (1911).

ионов с высотой (см. таблицу). Первоначально это объясняли непосредственным ионизирующим действием солнечного света. Несмотря уже на то, что Райт и Смит<sup>1</sup> на Моунт Пауай (2460 метров) в тропиках не нашли никакой разницы в плотности ионов при прямом солнечном свете и в тени, экспериментально с несомненностью установлено, что спектральные области, способные к ионизации, не могут вообще достигать тропосферы, так как солнечный спектр на 9 километрах высоты оканчивается длиной волны  $\lambda = 290 \mu$  (Митэ и Леман<sup>2</sup>, Виганд<sup>3</sup>).

Возрастание плотности ионов с высотой можно объяснить увеличением действия ионизатора, который играет также роль и на земной поверхности. Это так называемое проникающее излучение (ср. § 23 (6)). Кроме того следует принимать во внимание также уменьшение числа ядер пыли с высотой, так как это обстоятельство сильно уменьшает число больших ионов по сравнению с числом малых.

## § 11. ИЗМЕРЕНИЕ СРЕДНЕЙ ПОДВИЖНОСТИ ИОНОВ.

Для определения скорости газовых ионов в электрическом поле предложено много точных методов измерения, однако большая часть из них приложима только к искусственно-ионизированным газам. Для свободного воздуха условия гораздо сложнее, ибо уже сама по себе очень слабая его естественная ионизация является значительным затруднением для практического выполнения таких измерений. Далее необходимо принять во внимание количество средних и тяжелых ионов, меняющееся в зависимости от содержания пыли и водяных паров в воздухе.

В свободном воздухе наряду друг с другом существуют таким образом ионы весьма различных подвижностей  $k_1, k_2, \dots, k_m$ , а так как для измерений в свободном воздухе пользуются главным образом только портативными установками, то обыкновенно находят среднюю подвижность ионов  $k$ , которая определяется следующей формулой:

$$k = \frac{n_1 k_1 + n_2 k_2 + \dots + n_m k_m}{n_1 + n_2 + \dots + n_m}.$$

<sup>1</sup> Phys. Rev., (2) 7, 19 (1916).

<sup>2</sup> Sitz-Ber. d. Kgl. Preuss. Acad. d. Wiss., VIII (1900).

<sup>3</sup> Verh. d. D. Phys. Ges., 15, 1090; Phys. ZS., 14, 1144 (1913).

В этом выражении  $n_1, n_2, \dots, n_m$  обозначают числа ионов различных групп подвижностей в 1 см. Разумеется, формулу можно применять для определения как положительной, так и отрицательной подвижности.

В искусственно ионизованном, тщательно просушенном и свободном от пыли воздухе подвижности, выраженные в см/сек.: вольт/см, для отрицательных ионов составляют приблизительно 1,9, а для положительных 1,4. Понятно, что эти числа соответствуют подвижности легких ионов.

Методы, пригодные к определению средней подвижности в свободном воздухе, разработаны Гердиеном<sup>1</sup> и Махе<sup>2</sup>.

Если через цилиндрический конденсатор протягивать поток воздуха, содержащий ионы, тогда для вычисления количества ионов, осевших на осевом внутреннем электроде, будут верны выведенные уже раньше (§ 7) формулы.

а) Метод Гердиена. В этой установке применяются два последовательно расположенных коаксиальных цилиндрических конденсатора. В первом конденсаторе между электродами существует достаточно слабое поле (условие для измерения проводимости). Воздушный поток, движущийся через этот конденсатор с определенной скоростью, теряет там измеримую часть содержащихся в нем ионов. Остаток будет улавливаться достаточно сильным электрическим полем во втором конденсаторе. Оба внутренних электрода соединены с электрометрами. Сумма потерь зарядов обоих электрометров дает поэтому, как и обыкновенный подсчет ионов, величину, пропорциональную плотности ионов, тогда как потеря заряда первого конденсатора в отдельности пропорциональна только полярной проводимости того же самого знака.

$$\text{Частное двух величин } \lambda = \sum_{v=1}^m n_v \cdot k_v \varepsilon; \text{ и } E = \sum_{v=1}^m n_v \cdot \varepsilon$$

даст, как это определялось выше, среднюю подвижность ионов.

б) Метод Махе. Эта установка основана на аналогичном принципе, но получила более широкое распространение, так как благодаря простым добавочным составным частям (добавочный конденсатор) она делает возможным

<sup>1</sup> Phys. ZS., 4, 632 (1903); Göttinger Nachr. 1903, s. 383.

<sup>2</sup> Phys. ZS., 4, 717 (1903).

измерение подвижности посредством обыкновенного счетчика ионов Эберта.

Добавочный конденсатор состоит из трубы такой же ширины, как и внешняя труба аппарата Эберта, и внутреннего аксиально расположенного штифта, который при помощи небольшой батареи держится заряженным до известного невысокого (от 3 до 15 вольт) потенциала. Так же, как и в установке Гердиена, воздушный поток в добавочном конденсаторе теряет только часть своих ионов. Определение средней подвижности ионов требует здесь двух, непосредственно друг за другом следующих, измерений: 1) при заряженном вспомогательном конденсаторе определяют потерю заряда  $E'$  аппарата Эберта и 2) аналогичное измерение при заземленном вспомогательном конденсаторе дает нормальный подсчет ионов ( $E$ ). Подвижность  $k$  вычисляется из формулы

$$k = C \cdot \frac{E - E'}{E}. \text{ Здесь } C - \text{константа, зависящая от объемной}$$

скорости воздуха, потенциала добавочного конденсатора и т. д. При этом, конечно, предполагается, что содержание ионов в воздухе за время измерения не изменилось.

Благодаря упомянутому уже раньше (§ 7) возражению Суанна<sup>1</sup> против применения вычисленных значений емкости частей цилиндрического конденсатора, обтекаемых воздушным потоком, вместо экспериментально найденных величин, данные Гердиеном и Махе формулы для средней подвижности нуждаются в поправке. Величина уклонения не определена экспериментально, но она должна быть так же велика, как и при измерениях проводимости. К сожалению, почти все экспериментально определенные величины подвижностей получены посредством неисправленных формул, и их исправление невозможно благодаря неизвестности величины емкости для отдельных аппаратов. Исправленная формула будет приведена в подробном руководстве по атмосферному электричеству (Бенндорф и Гесс; ср. сноску 3 на стр. 28).

Измерение средней подвижности обоих родов ионов при помощи установки Махе требует четырех последовательных измерений в случае, если имеют в распоряжении только один аспиратор Эберта. Метод Гердиена дает кроме того не-

<sup>1</sup> Terr. Magn. 19, 175 (1914).

посредственно два значения полярной проводимости, так как там первый конденсатор соединен с электрометром. Тщательное исследование метода Махе, произведенное Кольраушем<sup>1</sup> (Kohlrausch), показало, между прочим, что необходимо увеличить скорость аспирации в аппарате по крайней мере до  $2\frac{1}{2}$  метров в секунду, чтобы сделать исчезающе малым влияние диффузии ионов в трубе.

## § 12. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СРЕДНЕЙ ПОДВИЖНОСТИ ИОНОВ.

Измерения, произведенные по методам Гердиена и Махе, показали, что средняя подвижность ионов в свободном воздухе того же порядка величины (хотя и несколько меньше), как и определенные при лабораторных опытах значения для малых ионов в сухом, тщательно освобожденном от пыли воздухе (ср. стр. 44).

В таблице на стр. 47, собраны важнейшие результаты. Благодаря отсутствию поправки Суанна на емкость данные числа преувеличены на 20%, так как они взяты из старых работ по прямым методам (Махе, Гердиен). В таблице кроме того даны средние значения подвижностей, которые на данной станции получались не непосредственно, а как частное наблюдаемой средней полярной проводимости и среднего числа ионов.

Из таблицы видно, что средняя подвижность в свободном воздухе для различных мест разнится очень мало и составляет в среднем около 1 см/сек: вольт/см. Над сушей  $k_-$  большей частью несколько выше, чем  $k_+$ , но над морем различие обеих подвижностей исчезающе мало, тогда как абсолютное значение над морем выше, чем над материком. Это вполне можно объяснить незначительным числом больших ионов в морском воздухе.

На больших высотах над уровнем моря наблюдаются повышенные значения подвижности. Теоретически следует ожидать, что подвижность ионов изменяется обратно пропорционально давлению воздуха. При незначительном числе наблюдений на воздушных шарах и часто совершенно неправильном уменьшении с высотой числа пыльных ядер нельзя ожидать подтверждения этого закона у имеющихся измерений в свободной атмосфере.

<sup>1</sup> Wiener. Ber. (II A) 123, 1929 (1914).

Автор	Место и время	$K_+$	$K_-$	Метод
Гердиен	Гёттинген, 1903	1,36	1,63	Прямой
Махе и Швейдлер	Зеевальхен (Австрия), 1904	1,02	1,25	"
Эльстер, Гейтель, Гармс	Пальма (Балеарские острова), 1905	0,83	0,90	"
Гоккель	Фрейбург (Швейцария), 1907	от 0,9 до 1,2	от 1 до 1,3	"
"	Фрейбург (Швейцария), 1911			"
Берндт	Р. Амазонка, 1912	0,94	0,97	Косвен.
"	Буэнос Айрес, 1912	0,63	0,67	"
Кольрауш	Зеегам (Зальцбург), 1912—1913	0,71	0,77	"
Добсон	Эскдальмуир (Шотландия), 1909—1911	1,05	1,05	Прямой
Гоккель	Эггисгорн (Швейцария), 1916	0,92	0,93	"
Кнохе	Кордильеры (Боливия), 1909	до 1,4	до 1,3	Косвен.
Виганд	Воздушный шар высота 3 000 м 1914—1920	3,3	1,9	"
Виганд	Воздушный шар высота 4 000 м 1914—1920	от 6 до 8	от 4 до 6	"
Берндт	Атлантический океан 1914	9,2	5,8	"
Бауэр, Суанн и др.	Тихий океан 1907—1916	1,13	0,97	"
Бауэр, Суанн и др.	Тихий океан 1915—1916	1,30	1,30	"
Бауэр, Суанн и др.	Южный ледовитый океан 1915—1916	1,30	1,31	"
Бауэр, Суанн и др.	Среднее из наблюдений на суше на различных станциях	1,29	1,26	"
		1,08	1,22	"

Что же касается влияния метеорологических факторов на среднюю подвижность ионов, то подробнее всего изучалось влияние влажности. Лабораторные опыты для отрицательных ионов дают отчетливое уменьшение подвижности при высокой относительной влажности, для положительных ионов почти никаких изменений. Результаты наблюдений в свободном воздухе частично противоречивы. Швейдлер в Зеегаме (Зальцбург) и Гоккель в Фрейбурге (Швейцария) нашли

уменьшение  $k_+$  и  $k_-$  приблизительно от 1 до 25 % при увеличении относительной влажности от 40 до 90 %. Кольрауш в Матзее (Зальцбург) и Берндт в Буэнос-Айресе, напротив, нашли слабое увеличение обеих подвижностей вместе с увеличением относительной влажности. Очевидно, влияние влажности часто совершенно затемняется другими факторами. Особенно сильно выражено влияние фёна на среднюю подвижность ионов в альпийских долинах. Губер во время фёна нашел среднюю подвижность приблизительно в 2 раза больше, чем при нормальной погоде.

Также найдены правильные суточные колебания средней подвижности (Маттзее, Буэнос-Айрес, Эскдальмуир, Кью), которые, как и местные различия, главным образом обуславливаются изменением числа ядер пыли. Установленное вообще уменьшение подвижности ионов во время солнечного затмения должно вызываться вторичными метеорологическими влияниями в период полного покрытия солнца.

### § 13. ИЗМЕРЕНИЕ ПОДВИЖНОСТИ И ЧИСЛА БОЛЬШИХ ИОНОВ.

Существование тяжело подвижных ионов при искусственной ионизации было установлено Тоунсендом (Townsend), Мак Клеландом (Mc. Clelland), Ленардом (Lenard), Беккером (Becker) и др. Существование таких «больших ионов» в свободном воздухе, как уже было упомянуто, доказал Ланжевен<sup>1</sup> (P. Langevin), который определил также их число и подвижность. Здесь, как и в случае малых ионов, применялся принадлежащий Зеленому (Zeleny) «метод перпендикулярных скоростей» в цилиндрическом конденсаторе.

Теория измерения была уже рассмотрена при общем разборе таких аспирационных аппаратов (см. § 7).

Если при постоянной скорости воздушного потока, просасываемого через цилиндрический конденсатор, увеличить напряжение на внутреннем электроде, то число ионов, осевших на этом электроде, а следовательно, и скорость разряда соединенного с ним электрометра увеличивается линейно до тех пор, пока все ионы рассматриваемой группы подвижностей не достигнут электрода. (Сначала берем одну единственную группу подвижностей.) Кривая, которая дает

<sup>1</sup> Comptes Rendus 140, 232 (1905).

зависимость силы тока (скорости разряда) от напряжения, должна была бы таким образом, возрастая линейно от нуля, при достижении критического напряжения  $\bar{V}$  образовать острый излом и далее отсюда переходить в отрезок, параллельный оси абсцисс (по которой отложены напряжения). Пусть теперь существует несколько сортов ионов того же знака. Тогда на этой кривой должно появиться столько же точек излома, сколько существует групп подвижностей. При этом горизонтальный участок кривой появляется только тогда, когда напряжение возросло настолько, что полностью уловлены даже самые тяжелые ионы.

Если обозначить через  $\bar{V}$  напряжение, соответствующее точке излома кривой *ток — напряжение*, то подвижность ионов, соответствующая этой точке,

$$k = \frac{\Phi}{2\pi \cdot l \cdot \bar{V}} \cdot \log r_a/r_i.$$

Если существуют  $m$  точек излома, то существуют также  $m$  различных групп подвижностей  $k_1 \dots k_m$ , которые вычисляются из величин напряжений  $\bar{v}_1 \dots \bar{v}_m$ , соответствующих точкам перелома. В формуле  $\Phi$  означает количество воздуха, протекающего в секунду через аспиратор,  $l$  — длина внутреннего электрода,  $r_a$  и  $r_i$  радиусы внешней трубы и внутреннего осевого электрода. Из практических соображений, чтобы довольствоваться умеренными напряжениями, выбирают  $r_a$  и  $r_i$  мало отличающимися друг от друга, так что воздух протекает только по узкому промежутку между внутренним цилиндром и внешней трубой. У аппарата Ланжевена  $r_a = 3,5$  см,  $r_i = 2,5$  см,  $l = 120$  см.; при таких размерах, напряжения в 350 вольт уже достаточно, чтобы при скорости протока воздуха 100 литров в 6 минуту осадить также и тяжело-подвижные ионы.

Тот же самый аппарат можно применять и для определения числа больших ионов, если одновременно счетчиком ионов Эберта или другим аналогично построенным небольшим аспирационным аппаратом измерять число малых ионов. Ланжевен и Мулен<sup>1</sup> (Moulin) приспособили эту установку также для непрерывной регистрации плотностей малых и больших ионов. К сожалению, аппаратура несколько сложна,

<sup>1</sup> Comptes Rendus, 140, 305 (1905); Le Radium, 4, 218, (1907).



так что другими авторами до сих пор еще не применялась. Пусть число больших ионов в куб. см  $N$ , малых  $n$ , тогда большой аспиратор Ланжевена дает числа  $N + n$ . Число больших ионов получается как разность обоих результатов измерения. Упрощенная установка Ланжевена, непригодная однако для регистраций, была дана Гоккелем<sup>1</sup>. В этой установке использован только аспиратор приблизительно тех же самых размеров, как у Ланжевена; внутренний электрод соединен с квадратным электрометром, и наблюдается скорость заряжения электрометра при возрастающей силе поля между внутренним и внешним электродом.

Из полученных таким образом характеристик *ток — напряжение* и мест изломов на них определяется подвижность и число различных групп ионов так же, как и в первоначальной установке Ланжевена. Аналогичный аппарат применялся Поллоком<sup>2</sup> при открытии «промежуточных» ионов, а также Мак Клеландом и Кеннеди<sup>3</sup> (С. Н. Kennedy).

Упомянутые уже многочисленные изломы на кривой *ток — напряжение* будут значительно отчетливее, если в качестве внутреннего электрода цилиндрического конденсатора применять, как это делал Блэквуд<sup>4</sup> (О. Blackwood) в опытах с искусственно ионизованным воздухом, два последовательно расположенных по его оси цилиндра, разделенных небольшим воздушным промежутком. Первый из этих цилиндров заземляется, второй соединяется с электрометром. Однако эта установка применима только для определения различных подвижностей ионных групп, находящихся в воздухе, но не для определения соответствующих чисел ионов.

Нолан и его сотрудники<sup>5</sup> (J. J. Nolan, В. К. Boylan и G. P. de Sauty) при помощи оригинального метода определили число и единичный заряд больших ионов: из засасываемого воздуха все большие ионы обычным путем улавливаются в цилиндрическом конденсаторе и таким образом определяется их общий заряд. Число больших ионов найдем исследова-

<sup>1</sup> Neue Denkschr. Schweiz. Naturf. Ges., 54, 1 Abt. (1917).

<sup>2</sup> Le Radium, 6, 129 (1909); Phil. Mag., (6), 29, 514, 636 (1915).

<sup>3</sup> Proc. Roy. Irish., (A) 39, 72 (1921); 32, 1 (1913).

<sup>4</sup> Phys., Rev. (2), 16, 85 (1920).

<sup>5</sup> Proc. Roy. Irish. Acad., (A). 37, 1 — 12 (1925).

нием воздуха при помощи пылемера Айткена<sup>1</sup> (Aitken) до и после его прохождения через конденсатор. Пробы, взятые перед прохождением поля, дают число заряженных и незаряженных ядер, тогда как после прохождения поля пробы дают только содержание незаряженных ядер. Таким образом было установлено, что в свободном воздухе тяжелые ионы несут почти исключительно простой элементарный заряд, тогда как при сильной искусственной ионизации, например в пламени газов, большая часть ионов несет многократный заряд.

Большие ионы образуются налипанием нормальных малых ионов на постоянно присутствующие в воздухе взвешенные твердые частицы, например продукты сгорания, пылинки и т. п., или на микроскопические капли тумана. В городском воздухе, всегда сильно загрязненном продуктами сгорания, поэтому существует гораздо больше тяжелых ионов, чем в чистом деревенском воздухе. Впрочем, большие ионы возникают также благодаря другим агентам. Например по исследованиям Ленарда, Рамзауэра (Ramsauer), а также Нолана и Энрайта (I. Enright) с несомненностью установлено, что тяжело подвижные ионы образуются благодаря освещению ультрафиолетовым светом. Томсон (J. J. Thomson) и Ланжевен показали, что вода может существовать в атмосфере в форме невидимых капелек, даже если еще не достигнута точка насыщения. Вероятнейшая величина этих капель хорошо согласуется с размерами больших ионов, которые можно вычислить из их подвижности в электрическом поле. Для больших ионов, состоящих из таких капель воды, Шово (B. Chauveau) вычислил радиус  $10^{-6}$  см.

Природа «промежуточных» ионов, подвижность которых лежит между подвижностью малых ионов (от 1 до 2 см/сек: вольт/см)

<sup>1</sup> Этот прибор состоит из герметически закрытой сверху и снизу стеклянными пластинками цилиндрической камеры, в которую посредством подвижного поршня может быть введено небольшое количество воздуха. Камера искусственно увлажняется. Если затем закрыть кран и внезапным движением поршня вниз подвергнуть сильному расширению находящийся в камере воздух, то образуется туман вследствие конденсации водяного пара на частичках пыли или других ядрах конденсации, природа которых точно неизвестна. Частички опускаются на дно, где они собираются на стеклянной пластинке, поверхность которой разделена микрометрически, так что они могут быть сосчитаны при помощи лупы.

и подвижностью больших ( $0,0003 \text{ см/сек}$ : вольт/см) и имеет порядок величины приблизительно от  $0,1$  до  $0,01 \text{ см/сек}$ : вольт/см., точно еще не выяснена. Кроме Поллока в Сиднее, они были обнаружены также в некоторых других местах, так что можно считать несомненным, что они могут встречаться повсюду, правда быть может при определенных метеорологических условиях. Поллок нашел, что при высоком давлении пара не существует никаких промежуточных ионов, т. е. что они при этом переходят в тяжело-подвижные ионы.

Число тяжело-подвижных ионов в  $1 \text{ см}^3$  в Сиднее (по Поллаку) составляет около 2 000, число промежуточных от 200 до 1 000, число же малых, напротив, ненормально мало (около 40). В согласии с этим также и полная проводимость воздуха в Сиднее приблизительно в 10 раз меньше, чем в нормальном чистом воздухе. В Вашингтоне Суанн нашел до 60 000 больших ионов в  $1 \text{ см}^3$ . В Фрейбурге (Швейцария) в среднем (по Гоккелю) существует приблизительно от 600 до 700 малых ионов обоого знака и кроме того от 1 700 до 1 800 больших положительных и отрицательных ионов. В Дублине число больших ионов в  $1 \text{ см}^3$  (по Нолану) колеблется между 3 000 и 60 000, в то время как на ирландском берегу в одном маленьком селении число больших ионов едва достигает 1 000.

Умножая числа ионов на элементарный заряд и относя результат к  $1 \text{ м}^3$ , получим «плотность ионов». Свободный пространственный заряд можно вычислить, суммируя плотность больших и малых ионов для каждого знака и вычитая друг из друга полученные таким образом суммы. В Фрейбурге, например, плотность больших и промежуточных ионов составляет  $E'_+ = 0,83$ ,  $E'_- = 0,85$  Э. С. Е./м<sup>3</sup>, тогда как плотность малых ионов

$$E_+ = 0,33, E_- = 0,30 \text{ Э. С. Е./м}^3.$$

Пространственный заряд для больших ионов будет, следовательно,  $-0,02$  Э. С. Е./м<sup>3</sup>, для малых ионов  $+0,03$  Э. С. Е./м<sup>3</sup>. Поэтому полный свободный пространственный заряд будет

$$0,03 - 0,02 = +0,01 \text{ Э. С. Е./м}^3.$$

Разумеется, полная плотность ионов, так же как и плотность тяжело-подвижных, претерпевает достаточно сильные колебания. Замечательный параллелизм был установлен Ноланом между падением потенциала и числом тяжелых ионов; он очень отчетливо выражен как в суточном ходе обоих элементов, так и в среднем за сутки в течение одного месяца. Это явление очень хорошо согласуется с упомянутой уже ранее обратной зависимостью между проводимостью и падением потенциала; при высоких значениях последнего число малых ионов падает, тогда как число больших значительно возрастает, и это обуславливает уменьшение проводимости.

Число наблюдений зависимости плотности больших ионов от метеорологических факторов не велико. Вообще дальнейшее изучение поведения больших и промежуточных ионов представляет благодарную почву для будущих исследований.

Точно так же определение свободного пространственного заряда воздуха выполнялось по выше сообщенным методам лишь на некоторых станциях. Обыкновенно вблизи поверхности земли (т. е. от 1 до 2 метров над поверхностью почвы) положительный и отрицательный пространственные заряды встречаются приблизительно одинаково часто, как это показали, например, измерения Гоккеля в Фрейбурге (Швейцария).

---

## ГЛАВА ТРЕТЬЯ.

### *ИОНИЗАТОРЫ АТМОСФЕРЫ.*

#### § 14. ОБЗОР ВСЕХ ИМЕЮЩИХ ЗНАЧЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗАЦИИ. ИОНИЗАТОРЫ НЕРАДИОАКТИВНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ.

Непостоянство атмосферной проводимости, плотности ионов и других ионных констант в зависимости от времени и места дает возможность ожидать, что наблюдаемые ионизационные явления в воздухе вызывает не один единственный, а множество источников ионизации. Тут возникает задача испытать количественно действие всех возможных источников ионизации, имеющих значение для атмосферы, и окончательно установить род баланса, который должен показать, будут ли известные ионизаторы количественно достаточны, чтобы объяснить экспериментально наблюденное состояние нашей атмосферы и по возможности также его пространственные и временные изменения.

Весьма целесообразно при рассмотрении отдельных возможных источников ионизации подразделить их на две главных группы: источники радиоактивного и нерадиоактивного происхождения. Последние при обыкновенных условиях, на земной поверхности играют подчиненную роль. Напротив, как будет далее показано, ионизация нашей атмосферы вызывается главным образом лучами радиоактивных веществ, газообразных и твердых продуктов распада радия (или урана) и тория, далее лучами большой проникающей способности, происхождение которых пока достоверно неизвестно. Это так называемое ультра-гамма излучение будет рассмотрено в конце этой главы (§ 23, (6)).

Прежде чем обратиться к рассмотрению радиоактив-

ных ионизаторов атмосферы, следует упомянуть вкратце ионизаторы нерадиоактивного происхождения. Именно:

1. *Фото-электрический эффект (эффект Гальвакса).* Этот эффект, как известно, состоит в том, что некоторые вещества, которые называют фотоэлектрически чувствительными, обладают свойством при освещении испускать электроны. При атмосферном давлении эти электроны почти мгновенно превращаются в нормальные малые ионы благодаря прилипанию к молекулам. Таким образом вблизи фотоэлектрически чувствительной поверхности под влиянием света образуются исключительно отрицательные ионы. Если теперь наложить электрическое поле, то образуется чисто униполярный ток, так как существуют носители электричества только одного знака. Этот процесс, как впервые заметили Эльстер и Гейтель, может иметь большое значение для электрического равновесия земли, если на ее поверхности существуют достаточно фотоэлектрически чувствительные вещества, которые под влиянием солнечного света испускают электроны. Результаты исследований важнейших составных частей поверхности земли (вода, лед, горные породы, растения и др.) показывают, что, хотя некоторые из них в незначительной степени фотоэлектрически и чувствительны, но те спектральные области, которые вызывают у них фотоэлектрическое возбуждение (ультрафиолетовые лучи короче  $200 \mu$ ), в нижних слоях атмосферы совершенно отсутствуют. Как уже упоминалось, при полетах на воздушных шарах было установлено, что даже на высоте 9 км солнечный спектр оканчивается волною  $\lambda = 290 \mu$ . Большие водные пространства на поверхности земли, моря, реки и озера таким образом в счет не идут, так же как и поверхность суши. Однако благодаря несколько большей фотоэлектрической чувствительности льда, повидимому, возможно, что в самых высоких перистых облаках, состоящих из ледяных игл, возбуждается фотоэлектрическое испускание электронов ультра-фиолетовыми лучами солнца.

2. *Ионизация ультрафиолетовым светом.* Исследованиями Ленарда, Дж. Дж. Томсона, Бранли и др. установлено, что ультрафиолетовые лучи кроме рассмотренного в (1) эффекта вызывают сильную ионизацию внутри каждого газа. Этот объемный эффект, называемый также эффектом Ленарда, производит, таким образом, ионы

обоого знака. На главные составные части воздуха (азот, кислород) действуют как ионизаторы опять лишь самые жесткие лучи ультрафиолетовой части спектра, именно длины волны от 120 приблизительно до 180  $\mu$ . Лучи большей длины волны, чем 180  $\mu$ , действуют лишь на такие примеси воздуха, как углекислота и аммиак.

В пределах тропосферы, согласно тому, что было сказано в (1), не может происходить прямой ионизации воздуха солнечными лучами. Напротив, для очень высоких слоев, приблизительно в тех областях, где происходят явления полярных сияний, днем солнечным действием производится чрезвычайно большая ионизация (ср. § 28).

Суанн вычислил, что возникающая там проводимость приблизительно в  $10^8$  раз больше, чем вблизи земной поверхности. Имея в виду ранее упомянутый факт, что проводимость на первые 10 километров атмосферы возрастает уже по крайней мере в 10 раз, различные авторы полагали, что это обстоятельство можно объяснить направленной вниз диффузией ионов из сильно ионизованных слоев стратосферы. Но теперь следует иметь в виду, что во время этого, очевидно очень медленно самого по себе идущего процесса, непрерывно действующее воссоединение между положительными и отрицательными ионами очень быстро уменьшает число еще оставшихся ионов. Далее, ультрафиолетовый свет действует не только ионизирующе, но образует также ядра тумана, например частицы  $\text{H}_2\text{O}$  во влажном воздухе и твердые частицы из  $\text{CS}_2$ . Это ядрообразующее действие ультрафиолетовой части солнечного спектра проникает в атмосферу гораздо глубже, чем ионизирующее действие, и поэтому, если вообще ионы во время диффузии избегают рекомбинации, то они быстро лишаются своей подвижности благодаря прилипанию к ядрам. Поэтому, как вполне достоверное, принимается, что в тропосферу совершенно не переходят ионы из высших слоев атмосферы.

3. *Ионообразование при разбрызгивании воды (эффект Ленарда) и родственные явления.* В 1892 году Ленард показал, что при разбрызгивании воды капельки получают положительный заряд, тогда как в воздухе остаются отрицательные ионы. Явление имеет место как при разбрызгивании отдельных капель на меньшие, так и при ударе капель о твер-

дую стену, далее при разрыве непрерывных струй жидкости, при выделении газовых пузырьков из жидкости и при разрыве пузырьков на ее поверхности. Названные явления могут быть по Ленарду объяснены допущением электрических двойных слоев толщиной порядка величины молекулярной сферы действия ( $10^{-6}$  см). Оба слоя зарядов лежат внутри жидкости. В чистой воде отрицательный слой находится снаружи. Если частица вырывается из этого внешнего пограничного слоя, или происходит изменение поверхности, то появляется выше-названный эффект. Естественно, что вырывание частицы должно произойти так быстро, что преодолевается естественная тенденция к воссоединению. Простое разделение капель не вызывает эффекта. Если преимущественно или исключительно возникают ионы одного знака, то говорят об электризации; если производятся ионы обоих знаков, то говорят об ионизации. В случае чистой воды, по старым исследованиям Ленарда, Келера и Азельмана (Aselmann), в окружающем воздухе, повидимому, возникают исключительно отрицательные ионы. Недавно Буссэ<sup>1</sup> (W. Busse) доказал, что при любом разделении частиц при разбрызгивании, кипении и падении на препятствие также образуются положительные ионы, причем наибольшие количества — при разбрызгивании. Это легко объясняется, если придерживаться гипотезы Ленарда об образовании двойных слоев; таким образом, после отделения отрицательной оболочки, расположенной снаружи, из мгновенно образующейся на поверхности положительной оболочки двойного слоя вырываются капельки, которые естественно несут положительный заряд. Из способа образования возникающих при эффекте Ленарда ионов непосредственно вытекает, что они принадлежат к классу тяжело-подвижных (больших) ионов. Они несут простой элементарный заряд (Буссэ, loco. cit.). Их подвижность, как это также показал Буссэ, непрерывно изменяется в довольно широких границах. Таким образом не существует привилегированных групп определенных подвижностей. Незначительные примеси в воде могут существенно влиять на образование ионов. Если, например, к воде прибавлено ничтожное количество поварен-

<sup>1</sup> Ann. de Phys., (4) 76, 493 (1925).



ной соли или серной кислоты, то образуются преимущественно положительные ионы.

Значение эффекта Л е н а р д а, как источника ионов в слоях, близких к земле, не очень велико. Эффект наблюдается у водопадов, быстрых потоков и в море на гребнях волн и во время прибоя. Соответственно с этим вблизи места прибоя находят также и сильное падение потенциала, что может быть объяснено преобладанием в воздухе положительных ионов. Напротив, при разбрызгивании пресной воды пространственный заряд окружающего воздуха отрицателен, как это уже установил проф. Т р а л л е с (Tralles) (1876) вблизи водопадов. На суше эффект Л е н а р д а наблюдается главным образом только в некоторых исключительных местах, и лишь прибой волн на морском берегу и гребни волн могут служить постоянными источниками избытка положительных больших ионов. Величину этого эффекта невозможно оценить даже приблизительно правильно. Однако на море она не играет значительной роли, так как там в среднем скорее установлены более низкие значения падения потенциала, чем над сушей. Эффект Л е н а р д а может влиять только незначительно на проводимость воздуха над морем, так как производимые им ионы имеют малую подвижность.

Другая проблема — роль эффекта Л е н а р д а в возбуждении электричества во время дождя и грозы. С и м п с о н (G. C. Simpson) воспользовался этим эффектом для объяснения дождевого и грозового электричества.

После того как мы видели, что изменение поверхности жидкости обуславливает процессы электризации и ионизации, можно спросить, не будет ли испарение жидкости, если позволят обстоятельства, сопровождаться возбуждением электричества? Исследования Ш в а л ь б е (S. Schwalbe) и др. (H. Beggerow, A. Gallarotti) показали, что электрический заряд не может возникать в парах, образованных ни наэлектризованными, ни ненаэлектризованными жидкостями.

4. *Другие источники ионизации нерадиоактивного происхождения.* Из лабораторных опытов известен еще целый ряд таких источников ионизации: возникновение ионов благодаря химическим реакциям, пламени, выделение их раскаленными металлами и солями металлов. Эти явления для атмосферы можно оставить без внимания. Однако следует отме-

тить, что в индустриальных районах непрерывное образование тонко измельченных продуктов сгорания оказывает сильное влияние на многие атмосферно-электрические факторы (подвижность ионов; проводимость, падение потенциала). Также и на деревенских станциях благодаря вихрям пыли или мелкого снега в ветреную погоду могут создаваться ненормальные атмосферно-электрические условия. Облака пыли имеют большей частью сильный отрицательный заряд.

В качестве дальнейшего источника ионов назовем ионизацию через столкновение. При атмосферном давлении этот род возникновения ионов имеет место только при силе поля большей, чем 30 000 вольт на см, и практически осуществляется только внутри грозowych туч и перед грозowym разрядом. В таких случаях каждый единичный ион образует через столкновение громадное число новых ионов, движущихся в направлении наибольшей силы поля. Так подготавливается путь молнии.

Наконец надо упомянуть еще об ионизирующем действии космического излучения. В самых высших слоях атмосферы громадную проводимость может вызывать излучение, исходящее от солнца (ср. § 28).

## § 15. Радиоактивные вещества и их излучения.

В качестве ионизаторов атмосферы играют важную роль следы радиоактивных веществ, найденные в земной коре, в водах и воздухе. Чтобы облегчить понимание следующих глав читателю, незнакомому с основными фактами радиоактивности, мы рассмотрим здесь очень коротко радиоактивные вещества и их излучения.

Некоторые элементы, как-то уран и его продукты распада радий и актиний, далее торий и другие обладают свойством непрерывно испускать невидимые лучи, которые ионизируют воздух и другие газы, вызывают свечение некоторых веществ (возбуждение флуоресценции) и химические действия, например подобно световым лучам действуют на фотографическую пластинку.

Оказалось, что испускание этих «Беккерлевых лучей» есть явление, сопровождающее атомный распад: атомы упомянутых элементов неустойчивы, но превращаются при испускании

лучей в атомы другого рода. Радий, торий и актиний, распаясь, образуют газообразные элементы: радиевую эманацию, ториевую эманацию и актиниевую эманацию. Так как эти газы по химическим свойствам принадлежат к группе благородных (инертных) газов, т. е. не участвуют ни в каких химических соединениях, то их называют также соответственно радоном, тороном и актиноном, по аналогии с атмосферными благородными газами аргоном, неоном и т. д. Дальнейшее радиоактивное превращение трех эманаций дает ряд следующих друг за другом и таким образом генетически связанных между собой радиоактивных веществ. Их называют индукциями или активным осадком, так как они с течением времени скопляются на стенках сосудов, содержащих эманацию. Часть индукции остается взвешенной в воздухе, например отложившись на частицах пыли или тумана. Так как индукции после возникновения заряжены положительно, то они могут быть собраны на отрицательно заряженной проволоке.

Каждое радиоактивное вещество имеет определенную характеристичную для него скорость превращения. Периодом или временем полураспада называют время, которое проходит до того момента, когда количество данного вещества благодаря радиоактивному распаду уменьшается наполовину. Значение его определяется непрерывным наблюдением ионизирующего действия (активности) данного радиоактивного препарата, т. е. изменением тока насыщения. Если препарат состоит из единственного радиоактивного вещества, последний продукт которого или неактивен или обладает таким незначительным ионизирующим действием, что им можно будет пренебречь, тогда активность в зависимости от времени убывает по простому показательному закону

$$I_t = I_0 e^{-\lambda t},$$

где  $\lambda$  — постоянная распада рассматриваемого вещества. Постоянная распада обратно пропорциональна времени полураспада  $T$  согласно уравнению

$$T = \frac{0.693}{\lambda}.$$

Время полураспада для различных радиоактивных веществ весьма различно. Оно составляет для эманации радия 3,82 дня,

для эманации тория 54,5 сек. и для эманации актиния 3,9 сек. Таким образом, если имеется определенное количество эманации радия, то она довольно быстро превращается в последующие продукты радий  $= A$ , радий  $= B$ , радий  $= C$  и так далее, так что спустя 3,8 дня присутствует только  $1/2$ , после 7,6 дней  $1/4$ , после 11,4 дня  $1/8$  часть первоначального количества. Спустя месяц количество эманации практически упадет таким образом до нуля. Аналогично, только гораздо быстрее, происходит распад эманации тория и актиния. Непосредственные продукты распада эманаций и сами эманации имеют наибольшее значение для ионизации атмосферы. Коротко живущие эманации актиния и тория разумеется не могут достигать больших высот над поверхностью почвы. Все радиоактивные вещества в атмосфере благодаря распаду скоро исчезли бы, если бы их запас не пополнялся постоянно из почвы, которая содержит уран, все его продукты распада вплоть до радия, а также ряд ториевых и актиниевых продуктов, которые возобновляют запас эманаций в атмосфере. Между продуктами распада скоро устанавливается состояние, называемое радиоактивным равновесием. Оно характеризуется тем, что из каждого друг за другом следующего радиоэлемента в среднем в единицу времени благодаря распаду исчезает столько атомов, сколько возникает из предшествующего в ряду распада продукта (материнское вещество).

Благодаря быстрому распаду не удастся собрать видимые и весомые количества короткоживущих элементов, например эманации тория, радия  $= A$  и т. п. Существование этих веществ обнаруживается благодаря их ионизирующим и другим действиям.

Среди долгоживущих, т. е. медленно распадающихся веществ назовем уран и торий с временем полураспада в миллиарды лет и радия с временем полураспада в 1580 лет.

Радиоактивные вещества испускают тройкого рода лучи:

1)  $\alpha$ -лучи. Это положительно заряженные частицы (атомы гелия), которые выбрасываются со скоростью от 14 000 до 21 000 километров в секунду и обладают в воздухе при атмосферном давлении длиной пробега от 3 до 8,6 см. В пределах этого пробега они вызывают сильную ионизацию. Одна  $\alpha$ -частица радия  $= C$  производит, например, 200 000 пар ионов на всем протяжении своего пробега (7 см).

2)  $\beta$ -лучи. Эти лучи состоят из электронов, которые со скоростью от 100 000 до 300 000 километров в секунду вылетают из распадающихся атомов. Они способны проникать через слои воздуха в несколько метров толщиной. Быстрые  $\beta$ -частицы в состоянии проходить через металлические слои от 1 до 3 мм.  $\beta$ -лучи подобны катодным лучам.

3)  $\gamma$ -лучи. По своей природе гамма-лучи представляют собой свет с чрезвычайно короткой длиной волны, частью еще более короткой, чем у лучей Рентгена. Их длины волн лежат приблизительно около  $10^{-9}$  см, т. е. 0,1 Å. Соответственно с этим они более проникающи, чем лучи Рентгена. Гамма-лучи, например, радия = С наполовину ослабляются только слоем свинца в 14 мм.

В следующей таблице приведены продукты распада радия, тория, актиния, имеющие значение для предмета данной книги.

Ряд урана — радия			Ряд тория			Ряд актиния		
Элемент	Период полу-распада	Излучение	Элемент	Период полу-распада	Излучение	Элемент	Период полу-распада	Излучение
Радий (Ra)	1 580 лет	$\alpha, \beta$	Торий (Th)	1 510 <sup>10</sup> лет	$\alpha$	Актиний	—	—
Эманация радия	3,85 дней	$\alpha$						
Радий=A	3 мин.	$\alpha$	Торий=X	3,64 дней	$\alpha$	Актиний X	—	—
Радий=B	27 мин.	$\beta, \gamma$	Эманация тория	54,5 сек.	$\alpha$	Эманация актиния	2,92 сек.	$\alpha$
Радий=C (сложный)	19,5 мин.	$\alpha, \beta, \gamma$	Торий=A	0,14 сек.	$\alpha$	Актиний=A	0,002 сек.	$\alpha$
Радий=D	17 лет	$\beta$	Торий=B	10,6 час.	$\beta, \gamma$	Актиний=B	36 мин.	$\beta$
Радий=E	4,9 лет	$\beta$	Торий=C (сложный)	60,8 мин.	$\alpha, \beta, \gamma$	Актиний=C	2 мин.	$\alpha$
Радий=F (полопий)	136 дней	$\alpha$	Торий=D	(Конечный продукт)		Актиний=D	(Конечный продукт)	
Радий=G	(Конечный продукт)							

## § 16. Радиоактивность горных пород и вод.

Первые основные исследования в этой области ведут свое начало от Эльстера и Гейтеля. Оба исследователя нашли, что воздух в замкнутых пространствах, в погребах и природных пещерах вызывает повышение рассеяния электричества. Экспонируя в течение нескольких часов внутри

пещеры Бауманна в Гарце проволоку, заряженную до 2000 вольт, им удалось показать, что в пещере находились эманация радия и ее продукты распада. Уменьшение активности проволоки происходило в соответствии с законом распада для последующих продуктов эманации радия. Оказалось, что воздух, извлеченный из почвы, также содержит эманацию радия (Эльстер и Гейтель, Эберт). После этого и началось систематическое исследование почвенных проб самых различных местностей. Эти исследования привели к заключению, что все твердые составные части земной коры в минимальном количестве, как примесь, содержат радиоактивные вещества, ибо если эти пробы вносить в ионизационную камеру в размельченном состоянии хотя бы на металлической чашечке, то они вызывают там небольшое, но все-таки достаточно заметное, повышение ионизации.

Аппарат, которым пользовались Эльстер и Гейтель, состоит из стеклянного колпака вместимостью приблизительно

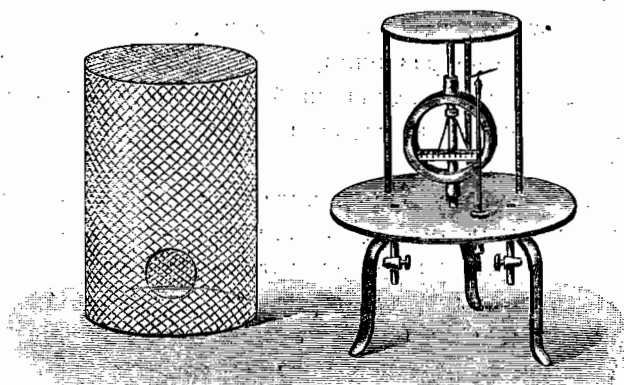


Рис. 7. Аппарат с колпаком по Эльстеру и Гейтелю.

20 литров, выложенного внутри металлической сеткой; колпак был приклеен к металлической подставке, внутри которой находился легко отсчитываемый снаружи листочковый электроскоп Эльстера-Гейтеля. На стержне, несущем листочки, было укреплено рассеивающее тело, состоящее из латунной пластины с тремя отростками (см. рис. 7). На латунной пластинке помещается металлическая чашечка, наполненная приблизительно 125 г тонкоизмельченной почвенной пробы. Потеря напряжения (наприм. в вольтах в час), изме-

руется до и после внесения порошка. Определенное таким образом увеличение потери напряжения и есть мера для ионизирующего действия измельченной пробы.

Чувствительность установки можно значительно увеличить, если исследуемую измельченную породу нанести на одну пластинку большого круглого плоского конденсатора, соединенную с чувствительным электрометром, тогда как вторая пластина конденсатора соединена с постоянным источником напряжения, достаточным для получения тока насыщения. В такой установке скорость заряда электрометра пропорциональна ионизации.

Ионизационные токи, наблюдаемые в подобных установках, никоим образом не находятся в простой связи с содержанием радия и тория в исследуемой пробе. Эти токи производятся главным образом  $\alpha$ -излучением поверхностных слоев и поэтому приблизительно пропорциональны поверхности размельченной пробы. Кроме того часть ионизационного действия производится также  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучами более глубоких слоев пробы; так как эти лучи в различных пробах поглощаются весьма различно, то сравнение активности проб, даже при совершенно одинаковой степени их измельчения, одинаковых размерах и глубинах чашечек, является совершенно ненадежным.

Вдобавок к этому большинство измельченных проб выделяют со временем эманацию. Поэтому сильно эманлирующие пробы при исследовании по только что описанному методу сравнения будут давать слишком преувеличенные результаты по сравнению с такими пробами, где большая часть эманации остается окклюзированной в отдельных зернах порошка. Указанный метод поэтому употребляется только для ориентировочных измерений, для которых он достаточно пригоден, потому что не требует никаких химических обработок пробы и очень прост.

При количественных исследованиях почвенных проб следует иметь в виду, что почти все пробы содержат радий и торий со всеми своими продуктами распада. При помощи же метода сравнения действие всех этих продуктов наблюдается совместно, тогда как для количественных целей исследования на радий и торий должны производиться раздельно.

Мы ограничимся коротким описанием принципов подобных измерений.

а) Количественное определение содержания радия. Это определение производится измерением ионизационного действия эманации, которая в определенное время скопляется в данном весовом количестве исследуемой пробы.

Согласно старым методам, разработанным Болтвудом, Махе, Ст. Мейером (St. Meyer) и Швейдлером (E. Schweidler), а также Стрёттом (Strutt, теперь лорд Релей — Lord Rayleigh) и другими, взвешенная тонко измельченная проба исследуемого твердого материала разлагается сплавлением с 5—10-кратным количеством калиевого и натриевого карбоната и переводится в раствор. Последний освобождается от эманации кипячением или продуванием через него пузырьков воздуха (взбалтывание) и после этого оставляется стоять несколько дней (около месяца) в замкнутом, снабженном кранами сосуде. По окончании этого известного времени накопления, эманация переводится циркуляционным процессом в ионизационную камеру, где измеряют ток насыщения и сравнивают его с током, даваемым известным количеством эманации. Из закона распада радиевой эманации нетрудно для любого времени накопления вычислить равновесное количество эманации, т. е. такое ее количество, которое образуется в пробе при бесконечно большом времени накопления. Из равновесного количества непосредственно получается содержание радия в пробе на грамм данного материала.

Другой метод, предложенный Джоли (J. Joly), позднее Хольтхузеном (Holthusen), и далее усовершенствованный Эблером (Ebler) и Флетчером (Fletcher), — «метод сплавления». Он состоит в том, что тонко измельченная взвешенная проба горной породы плавится с прибавлением углекислых щелочей и борной кислоты в электрической печи или прямо в пламени вольтовой дуги и освобождающаяся при плавлении эманация переводится в предварительно эвакуированную ионизационную камеру.

в) Количественное определение содержания тория. Ториевая эманация — настолько быстро распадающийся радиоэлемент (время полураспада 54,5 сек.), что она не дает никакого эффекта в только что упомянутом методе опреде-



ления содержания радия. Для определения содержания тория в пробе горной породы, эта последняя, как описано выше, переводится в раствор и исследуется на эманацию тория. Это делается по методу непрерывного тока Джоли. В этом методе раствор взбалтыванием прежде всего освобождается от радиевой эманации, а потом пропускают ток воздуха с постоянной скоростью через раствор и последовательно присоединенную ионизационную камеру. Камера имеет вид цилиндрического конденсатора, внутренний электрод которого соединен с электрометром. Для сравнения воздушный ток такой же скорости пропускают через раствор с известным содержанием тория. Аналогичный метод можно было бы применять и для определения содержания актиния в растворах горных пород, однако содержание актиния и соответственно протактиния в обыкновенных минералах слишком мало для количественных измерений.

с) Результаты. Из существующих весьма многочисленных исследований важнейших горных пород и почвенных проб, взятых во всех частях земли, здесь упомянем только важнейшие результаты. Особенно замечательны работы Стрэтта (R. J. Strutt, ныне лорд Релей), Джоли, Бланка (G. A. Blanc), Бюхнерга (E. H. Büchner), Холмса (A. Holmes), Махе и Бамбергера (Bamberger) и Гирши (H. Hirschi).

Содержание радия и тория в одной и той же горной породе может для разных проб весьма значительно изменяться. Это происходит потому, что некоторые минералы, встречающиеся в качестве включений в магматических горных породах, очень часто богаты радием или торием, но при этом, как включение, они распределены не очень равномерно.

Изверженные горные породы почти вдвое богаче радием и торием, чем породы осадочные. Содержание радия большей части горных пород — величина порядка  $10^{-12}$  г на грамм породы, т. е. несколько миллионных долей миллиграмма радия на килограмм породы. Так как благодаря значительному возрасту большинства горных пород можно принять, что в них давно уже достигнуто радиоактивное равновесие между ураном и радием, и так как на 1 грамм урана приходится  $3,4 \cdot 10^{-7}$  г радия, то содержание урана в горных породах будет приблизительно в  $3 \cdot 10^6$  раз больше, чем содержание радия.

Содержание тория большей части горных пород приближается к величине порядка  $10^{-5}$  г на грамм породы.

Незначительное содержание радия и тория в осадочных породах объясняется тем, что при образовании осадочных пород их радиоактивные составные части частично выщелачиваются и уходят в море. Среднее содержание горных пород земной коры (на грамм) по Д ж о л и и лорду Р э л е ю составляет приблизительно  $1,5 \cdot 10^{-12}$  грамм радия и  $1,5 \cdot 10^{-5}$  грамм тория. Для куб. см породы эти цифры надо увеличить приблизительно в 2,5 раза. Повсеместное распространение в земной коре радиоактивных веществ доказано благодаря необыкновенной чувствительности радиоактивных измерительных методов. Получение таких радиоактивных веществ, как радий и мезоторий, возможно только из некоторых относительно редко встречающихся минералов, как например урановая смоляная руда, карнотит, монацит и др. Извлечение радия из руд, содержащих меньше, чем  $10^{-9}$  г радия на грамм породы, не рентабельно. Благодаря большой редкости названных минералов, содержание радия у которых иногда в 100 000 раз больше, чем у обыкновенных горных пород, их рассмотрение не представляет интереса для целей атмосферно-электрического исследования.

Так как многие соли урана, радия и тория растворимы в воде, то совершенно понятно, что при всеобщем распространении этих радиоактивных веществ в горных породах и в других составных частях земной коры следы радиоактивных элементов содержатся растворенными также в море и в озерах.

Существование урана в морской воде было доказано Д ж о л и. Значительно легче доказательство и определение содержания радия в морях и озерах. Здесь снова, подобно тому как и при растворах горных пород, измеряется количество эманации, которое в растворенном остатке пробы воды накапливается за известное время.

Содержание эманации свежее взятой пробы воды может быть как больше, так и меньше, чем то количество эманации, которое соответствует состоянию равновесия с содержащимся в ней радием. В открытых водах имеет место последнее, так как постоянное перемешивание воды и воздуха благодаря волнению непрерывно удаляет эманацию в воздух из поверх-

ностного слоя воды. Напротив в источниках, как правило, содержание эманации много больше того, которое соответствует равновесию с находящимся в пробе количеством радия. Воды источников, смотря по обстоятельствам, во время своего движения в горных породах могут приобретать достаточно большие количества эманации радия, не растворяя при этом радия из обтекаемых слоев горной породы.

Среднее содержание радия в морской воде можно положить приблизительно  $2 \cdot 10^{-15}$  г на  $1 \text{ см}^3$ , однако данные разных наблюдателей очень различны, смотря по месту взятия пробы. Пробы из областей, близких к берегу моря, несколько богаче радием, чем пробы из середины океана. Согласно Д ж о л и, местное выпадение радия может происходить благодаря встречающимся в море микроорганизмам (серобактерии). Этим легко объяснить ненормально высокое содержание радия в исследованном Д ж о л и осадке со дна глубокого озера. В Тихом и Южном Ледовитом океанах содержание радия по Х ю л е т т у (C. W. Hewlett) меньше, чем  $10^{-15}$  г на куб. см. В Атлантическом океане минимум содержания эманации составляет 0,3, максимум —  $40 \cdot 10^{-15}$  г. Последние измерения выполнены вблизи ирландского берега. В Адриатическом море содержание радия по М а х е  $2 \cdot 10^{-15}$  г на 1 куб. см.

Пробы речной воды, взятые из реки св. Лаврентия, Нила и Кэм (Англия), показывают содержание радия того же порядка, что и пробы морской воды. Содержание тория в морской воде составляет от  $10^{-8}$  до  $10^{-7}$  г на  $1 \text{ см}^3$ .

Источники почти всегда содержат следы эманации радия, иногда даже и измеримые количества растворенного радия; М а х е, например, нашел в области горячих источников Гаштейна, источники содержащие  $10^{-13}$  г радия, таким образом в 100 раз больше радия на  $\text{см}^3$ , чем в морской воде. Однако содержание эманации радия в большинстве случаев гораздо значительнее.

Международная единица для измерения эманации радия по постановлению Брюссельского конгресса (1910 г.) — «кюри», количество эманации радия, находящееся в равновесии с граммом радия. Эта единица, так же как и ее миллионная доля — микрокюри, слишком велика для измерения большей частью минимального содержания радия в воде источников. Поэтому для таких целей употребляют другие единицы. В Гер-

мании и Австрии долгое время пользовались так называемой «единицей Махе» («М. Е.»), как мерой концентрации эманации в воде и газах источников. Если содержащееся в литре воды или газа количество эманации одно без своих продуктов распада вызывает в ионизационной камере ток насыщения в  $x$  — тысячных долей электростатической единицы тока, то говорят, что источник или газ имеет концентрацию эманации в  $x$  единиц Махе. Одна единица Махе соответствует  $3,64 \cdot 10^{-10}$  кюри на литр.

Другая единица, употребляемая главным образом французскими исследователями, это «миллиграмм-секунда», т. е. количество эманации, выделяемое 1 миллиграммом радия в секунду. Количество эманации в 1 миллиграмм-секунде на литр соответствует 5,76 единицам Махе.

На радиологическом съезде в Фрейбурге (Саксония) в 1921 году в качестве практической единицы для содержания эманации в источниках был предложен «эман», который соответствует  $10^{-10}$  кюри на литр. Вероятно, эта единица скоро получит всеобщее признание, хотя бы благодаря простой связи с интернациональной единицей кюри. 1 эман соответствует 0,245 единиц Махе.

Мы подробно разобрали различные единицы для содержания эманации в водах источников и их газах, потому что эти единицы снова нам понадобятся при рассмотрении вопроса в содержании эманации в почвенном воздухе и свободной атмосфере.

Содержание эманации в водах и газах источников для ионизации атмосферы имеет значение только в некоторых исключительных местах, именно в местах выхода высокоактивных источников. Мы не можем здесь останавливаться на значении активности источников для медицины и геологии.

Для измерений активности, т. е. содержания эманации в источниках, применяются особые аппараты, так называемые фонтакметры. Число исследованных уже источников огромно<sup>1</sup>.

Самые сильные источники (Обершлема и Брамбах в Саксонии и Иоахимсталь в Чехо-Словакии) обнаруживают содер-

---

<sup>1</sup> См. A. Gockel. Die Radioaktivität von Boden und Quellen (Viweg, 1914). Тут указана также литература до 1914 года.

жание эманации до 7 300 эманов или  $7,3 \cdot 10^{-7}$  кюри. Однако источники даже в 200 эманов считаются сильно активными. Обыкновенные источники в Альпах показывают активность от 0,5 до 10 эманов.

Осадочные отложения из источников, особенно термальных, часто обнаруживают весьма значительное содержание продуктов радия и тория. В качестве примеров можно привести отложения «Фанго» в Батальи, осадок из знаменитых Гаштейнских терм, известный как рейссахерит, осадки из Крейцнаха, Наугейма, Эшелона и т. д.

### § 17. Радиоактивность и ионизация почвенного воздуха.

Так как все составные части земной коры, следовательно, также и различные сорта почвы, содержат радий и торий с их продуктами распада, и с другой стороны доказано, что размельченные пробы почвы выделяют эманацию, то совершенно понятно, что находящийся в тесном соприкосновении с почвой воздух, содержащийся в ее порах и трещинах (почвенные капилляры), содержит как эманацию радия, так и эманацию тория. Экспериментальное доказательство этого было впервые дано Эльстером и Гейтелем<sup>1</sup>, предложившими также и первый метод, пригодный для измерения содержания эманации радия в почвенном воздухе. В принципе этот метод применяется еще и поныне. В буровую скважину, изготовленную при помощи бура до желательной глубины, опускается металлическая или стеклянная трубка и соединяется небольшой резиновой трубкой с ионизационной камерой, снабженной двумя кранами. Второй кран подводят к водоструйному насосу, резиновой груше или подобному приспособлению, позволяющему втягивать в ионизационную камеру отмеренное количество почвенного воздуха.

Если почвенным воздухом наполнить ионизационную камеру (например аппарат Эльстера-Гейтеля с колоколом), то у электрометра, соединенного с этой камерой, сразу же будет наблюдаться повышение потери напряжения; во много раз большее, чем нормальная потеря. В течение бли-

<sup>1</sup> Phys. Z.S. 3, 574 (1902).

жайших трех часов после наполнения аппарата почвенным воздухом потеря напряжения возрастает еще больше, что соответствует образованию радия-А, радия-В и радия-С из находящейся в почвенном воздухе эманации. Вместо того, чтобы наполнять аппарат на месте, часто бывает удобнее наполнять почвенным воздухом эвакуированные сосуды и их содержимое перевести в частично эвакуированную ионизационную камеру; это можно сделать циркуляционным методом или вытеснением водой. Эманация тория с ее продуктами распада, в методе Эльстера и Гейтеля, не может вызвать никакого эффекта, так как благодаря распаду она исчезает уже через несколько минут. Поэтому если хотят определить также и содержание эманации тория, то снова, аналогично тому, как и при растворе горных пород, надо воспользоваться методом протягивания (см. ниже).

Измерения содержания эманации радия в почвенном воздухе выполнялись по методу Эльстера и Гейтеля или принципиально-аналогичным методом следующими исследователями: Эбертом и Эверсом <sup>1</sup> (Мюнхен), Бумстедом (Bumstead) и Уилером <sup>2</sup> (Wheeler) (Нью Гэвен САСШ), Брандесом <sup>3</sup> (Киль), Борне <sup>4</sup> (Рудные горы), Шенком <sup>5</sup> (Киль), Гоккелем <sup>6</sup> (Фрейбург, Швейцария), Сандерсоном <sup>7</sup> (Нью-Гэвен САСШ), Сэттерли <sup>8</sup> (Кембридж, Англия), Джоли и Смитом <sup>9</sup> (Дублин), Келером <sup>10</sup> (Потсдам), Райтом и Смитом <sup>11</sup> (Манила, Филиппины), Муноц де Кастилло <sup>12</sup> (Мадрид), Олужичем <sup>13</sup> (Фрейбург, Швейцария). Результаты, насколько их можно было перечислить в кюри на 1 см<sup>3</sup>, собраны в следующей таблице.

<sup>1</sup> Phys. Z.S. 4, 162 (1903).

<sup>2</sup> Amer. Journ. of. Sc. (4), 17, 97; 19, 16 (1904—1905).

<sup>3</sup> Dissert. Kiel (1905).

<sup>4</sup> Habilit. Schrift, Breslau, (1905).

<sup>5</sup> Jahrb. f. Radiol. u. Elektr. 2, 19 (1905).

<sup>6</sup> Phys. Z.S. 9, 304 (1908).

<sup>7</sup> Phys. Z.S. 13, 142 (1912).

<sup>8</sup> Proc. Camb. Phil. Soc., 16, 360, 514 (1912).

<sup>9</sup> Irish. Acad. Proc. 13, 148 (1911); Phil. Mag. (6) 24, 632 (1912).

<sup>10</sup> Veröff. Klg. Preuss. Met. Inst., Potsdam, № 267 (1913).

<sup>11</sup> Phys. Rev. (2) 5, 459 (1915).

<sup>12</sup> Bolet. Inst. del. Radioactividad, Madrid 5, (1913).

<sup>13</sup> Jahrb. f. Radiol. u. Elektr. 15, 158 (1918).

Наблюдатель	Род почвы и глубина скважины	Содержан. эман. радия в кюри на 1 куб. см
Эберт—Эверс	Глинистая почва, 160 см	прибл. $400 \cdot 10^{-15}$
Гоккель	Моренные отложения	от 73 до $270 \cdot 10^{-15}$
Олулич	Глинистая почва, сухая	$1\,220 \cdot 10^{-15}$
»	» » влажн.	от 193 до $328 \cdot 10^{-15}$
Саттерли	» » 240 см	$250 \cdot 10^{-15}$
Сандерсон	Красный песчан. 120 см	$240 \cdot 10^{-15}$
Джоли и Смит	» » 20—150 »	$180 \cdot 10^{-15}$
Келер	Аллювиальн. пески 75 »	8 и $15 \cdot 10^{-15}$
Райт и Смит	» » 30 »	30 до $70 \cdot 10^{-15}$
»	» » 70 »	от 200 до $300 \cdot 10^{-15}$
»	» » 120 »	270 до $300 \cdot 10^{-15}$

Большинство наблюдателей нашли таким образом среднее содержание эманации радия в почвенном воздухе около  $2 \cdot 10^{-13}$  кюри на  $1 \text{ см}^3$ . Это приблизительно в 2 000 раз больше, чем среднее содержание эманации в свободном воздухе (сравни § 20) и составляет приблизительно  $\frac{1}{10}$  количества эманации, находящейся в равновесии с средним содержанием радия в почве. Наибольшее содержание эманации обнаруживают гранитные почвы, наименьшее — песчаные. Однако из содержания эманации в почвенном воздухе никак нельзя делать надежных выводов о содержании радия в рассматриваемом роде почвы, ибо выветренные горные породы относительно меньшей активности часто выделяют больше эманации, чем породы невыветренные с высоким содержанием радия.

В одном и том же месте содержание эманации в почвенном воздухе может колебаться весьма значительно. Минимум и максимум во многих местах относятся как 1:4 или даже как 1:8.

Естественно, что содержание эманации в почвенном воздухе определяется не только ее выделением из рассматриваемого рода почвы, но в значительной степени также и проницаемостью почвы. Сильные ливни и промерзание почвы с

поверхности вызывают скопление эманации на глубине. Нагревание почвы, особенно сильное освещение солнцем, далее также сильный ветер и падение атмосферного давления повышают выделение эманации из почвы в свободный воздух, уменьшая таким образом содержание ее в почвенном воздухе.

Как видно из таблицы, колебания содержания эманации в почвенном воздухе тем меньше, чем из больших глубин она взята. Согласно Райту и Смиту, на глубине от  $1\frac{1}{2}$  до 2 метров содержание эманации в почвенном воздухе является уже достаточно постоянным. Очевидно что на такой глубине на содержание эманации не будет оказывать заметного влияния ее выделение поверхностными слоями в свободный воздух.

Эманацию содержат также и естественные газы, выходящие во многих местах из почвы. Борне (loc. cit.) обнаружил в рудничном газе содержание эманации  $10^{-12}$  кюри  $см^3$ , несколько меньшее значение нашел Сэттерли (loc. cit.) в болотном газе у Кембриджа. Также содержат эманацию и пары, выходящие из кратеров вулканов [сравн. С. Беллия (C. Bellia)<sup>1</sup>]. Людевиг и Лорензер<sup>2</sup> в воздухе глубоких скважин у Обершлеммы установили значительное содержание эманации.

Косвенно существование эманации радия и тория в почвенном воздухе можно доказать, экспонируя в течение нескольких часов (можно до 4 дней) заряженную до высокого отрицательного потенциала проволоку в пустотах почвы в сосуде, наполненном почвенным воздухом или непрерывно им продуваемом (Дадурян<sup>3</sup>, Бланк<sup>4</sup>). Как известно, первые твердые продукты распада эманации ( $Ra = A h = A = A$ ) отлагаются на проволоке и могут быть измерены после ее внесения в ионизационную камеру благодаря вызываемой ими ионизации. Из кривой уменьшения активности проволоки со временем можно заключить об относительном участии радиевых и ториевых продуктов.

Непосредственные определения содержания эманации то-

<sup>1</sup> Nuovo Cimento. 13, 525 (1907).

<sup>2</sup> Z.S. f. Physik. 22, 178 (1924).

<sup>3</sup> Phys. Z.S. 6, 98 (1905); Amer. Journ. of. Sc. (4) 19, 16 (1905).

<sup>4</sup> Phil. Mag. (6), 13, 378 (1907); Phys. Z.S. 9, 294 (1908); Jahrb. f. Rad. u. Elektr. 6, 502 (1909).



рия в почвенном воздухе до сих пор выполнял только Сандерсон<sup>1</sup> по методу протягивания, который однако достаточно сложен, так как должно быть выделено участие эманации радия и предварительными опытами с легко эанирующими ториевыми солями установлено, какому количеству тория соответствует определенный ионизационный эффект.

Сандерсон нашел, что в глинистом песчанике кубический сантиметр почвенного газа содержит количество эманации тория, соответствующее состоянию равновесия с  $1,0 \cdot 810^{-6}$  г тория. Так как  $1 \text{ см}^3$  почвы содержит приблизительно  $0,371 \text{ см}^3$  газа, то найденное на единицу объема количество эманации соответствует приблизительно  $1/10$  части количества эманации тория, существующего в действительности в рассматриваемой горной породе; остаток окклюдирован в горной породе.

По Сандерсону и Бланку более половины полной ионизации почвенного воздуха происходит от действия ториевых продуктов. Для атмосферной ионизации количество эманаций радия и тория, содержащихся в почвенном воздухе, не имеет такого значения, как количество эманации, выделяемое в свободный воздух. Такое выдыхание эманации почвой может быть определено двумя методами, один из них предложен Эбертом<sup>2</sup>, другой Джоли и Смитом<sup>3</sup>.

Метод Эберта допускает автоматическую и непрерывную регистрацию выделенной эманации, однако не дает возможности определить в отдельности доли эманаций радия и тория: цилиндрическая скважина в почве приблизительно 1 м глубины и 45 см ширины выкладывается по поверхности металлическим листом, тогда как основание остается неприкрытым, чтобы допускать выход богатого эманацией почвенного воздуха. В этом углублении на изолированных крючках подвешен образованный из металлической сетки и цилиндрического штифта цилиндрический конденсатор с внешней обкладкой, соединенной с батареей, а внутренней с регистрирующим электрометром. Сверху углубление закрыто металлической крышкой, которая имеет только небольшие отверстия для проволок.

<sup>1</sup> Amer. Journ. of. Sc. (4) 32, 169 (1911); Phys. Z.S. 13, 142 (1912).

<sup>2</sup> Phys. Z.S. 10, 346 (1909).

<sup>3</sup> Phil. Mag. (6) 24, 632 (1912).

Ионизация, регистрируемая электрометрически, или ток насыщения, регистрируемый в углублении, соответствует действию эманации радия и тория, находящихся в данный момент в углублении, и их продуктов распада. Действие последних можно определить отдельно, если время от времени подвешенный цилиндрический конденсатор вынимать из углубления и снова измерять ток насыщения.

Описанная установка применялась для длительных регистраций Эндрёсом<sup>1</sup> в Цусмархаузене (Бавария) и Мюнхене и в несколько измененном виде Келером<sup>2</sup> в Потсдаме.

Результаты этих опытов будут упомянуты лишь вкратце, так как сама установка, как это заметил и Келер, не соответствует даже и приблизительно естественным условиям при выдыхании эманации из почвы, ибо здесь почвенные капилляры заменяются широкой полостью, сообщение которой с внешним воздухом происходит только через подводные отверстия металлической крышки, лежащей в одной плоскости с поверхностью почвы. Если выражать действие эманации и ее продуктов распада в электрических единицах, тогда в Потсдаме содержание эманации в выходящем почвенном воздухе будет около  $0,22 \cdot 10^{-7}$ , в Мюнхене и Цусмархаузене 1,2 и соответственно  $0,8 \cdot 10^{-7}$ . Если для облегчения вычислений принять, что эти токи производятся только эманацией радия и ее продуктами, то содержание эманации в выходящем почвенном воздухе, выраженное в кюри на куб. см, получится равным  $3,6 \cdot 10^{-15}$  (Потсдам),  $13 \cdot 10^{-15}$  (Цусмархаузен) и  $20 \cdot 10^{-15}$  (Мюнхен). Ионизационный эффект, даваемый ториевой эманацией, причисляется здесь к ионизационному действию эманации радия.

Чтобы рассмотреть приток эманаций из почвы в свободную атмосферу, необходимо прямое измерение ее выдыхания почвой, ибо метод Эберта дает только содержание эманации уже вышедшего почвенного воздуха, но не количество эманации, переходящей в единицу времени через единицу площади из почвы в воздух (эксхалация).

<sup>1</sup> Diss. München (напечатано в Эрлангене) 1909; ref. Beibl., 1910, p. 1166.

<sup>2</sup> Veröff. Preuss. Met. Inst. Potsdam, Nr. 267 (1913); Phys. Z.S. 15, 27 (1914).

<sup>3</sup> Одна единица кюри радиевой эманации со всеми продуктами распада до радия = С включительно производит ток насыщения  $6,1 \cdot 10^6$  Э.С.Е. см. Meyer und. Schweidler, Radioaktivität, Teubner, 1916, p. 236).

Упомянутый ранее метод Джоли и Смита позволяет производить прямые измерения выдыхания по крайней мере для эманации радия. Цилиндрический сосуд (30 см высоты и 20 см ширины) устанавливается прямо на земле и слегка в нее вдавливается. Верхний конец сосуда (см. рис. 8) имеет вытяжную трубку в 1 см диаметрам. Эта трубка внизу вделана в круглую пластинку В, находящуюся над почвой.

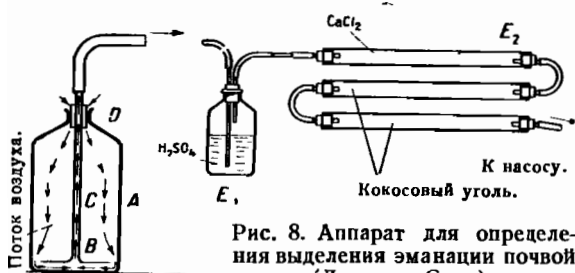


Рис. 8. Аппарат для определения выделения эманации почвой (Джоли и Смит).

Вытяжная трубка через два наполненных  $H_2SO_4$

и  $CaCl_2$  осушителя ведет к двум последовательно соединенным кварцевым трубкам, наполненным по 70 г крупнозернистого кокосового угля и далее—к высасывающему насосу. Если последний приведен в действие, то воздух втекает в сосуд через маленькое боковое отверстие в резиновой пробке (на рис. не видно) и благодаря своеобразному устройству будет вынужден прежде, чем войти в вертикальную вытяжную трубку, проходить вокруг края круглой пластины вдоль поверхности почвы. Насос высасывает только от 20 до 30 литров в час, так что не приходится опасаться высасывающего действия на земные капилляры воздуха, текущего радиально к центру круглой пластины.

Кокосовый уголь поглощает всю эманацию радия, содержащуюся в протекающем воздухе. После окончания опыта (приблизительно через час) кварцевые трубки отнимают и нагревают в лаборатории до красного каления. Выходящая эманация переводится воздушным потоком в эвакуированную перед этим ионизационную камеру. Получаемая там ионизация измеряется электрометрически и сравнивается с известным количеством эманации (например из нормального раствора радия). Кроме Джоли и Смита в Дублине по этому методу работали Райт и Смит<sup>1</sup> в Маниле.

Согласно измерениям в Дублине, среднее количество эма-

<sup>1</sup> Phys. Rev. (2), 5, 459 (1915).

рации радия, выходящее в атмосферу в 1 секунду на  $1 \text{ см}^2$  поверхности, составляет  $0,74 \cdot 10^{-16}$  кюри.

В Маниле наблюдались меньшие числа. Выделение эманации зависит от метеорологических факторов и колеблется приблизительно в отношении 1:5. В ветреные дни выделение достигает наибольших значений. Оно наименьшее при мерзлой или сильно промокшей почве.

## § 18. ТВЕРДЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ ПРОДУКТЫ РАСПАДА В АТМОСФЕРЕ.

### *А. Качественные методы.*

Непосредственные продукты распада эманаций (радий = А, торий = А, актиний = А), согласно многочисленным лабораторным опытам, заряжены положительно и в электрическом поле ведут себя, как положительные ионы. Эльстер и Гейтель<sup>1</sup> основали на этом метод, дающий возможность доказать присутствие в свободной атмосфере продуктов распада эманаций и вместе с тем косвенно и присутствие самих эманаций. (Проволочный метод Эльстера и Гейтеля).

Проволока 0,5 мм толщины, от 10 до 30 м длины, заряженная от 2000 до 2500 вольт, натянута горизонтально на особо сконструированных изолированных крючках на высоте нескольких метров над поверхностью земли и таким образом экспонируется в продолжение нескольких часов. Под действием электрического поля на проволоке скопляются находящиеся вблизи ее положительно заряженные продукты (радиоактивные индукции). Образованный активный осадок можно легко стереть с проволоки и исследовать электрометрически. Но обыкновенно после экспозиции проволока наматывается на сетчатый цилиндр и вносится в цилиндрическую ионизационную камеру. Произведенной там ионизацией пользуются как мерой «активности» воздуха. Эльстер и Гейтель принимали «активность воздуха» равной единице, если после 2-часовой экспозиции каждый метр намотанной проволоки производил в ионизационной камере (электрическая емкость которой вместе с электроскопом = 14 см) падение напряжения 1 вольт в час. Потеря вольтажа, вызванная в 1 час метром проволоки, обозначается числом А (Aktivierungszahl).

<sup>1</sup> Phys. Z.S. 2, 590 (1901); 3, 305 (1902); 4, 96 (1903).

Проволочный метод Эльстера и Гейтеля требует для измерений в поле очень простой и легко переносимой аппаратуры, поэтому многочисленные наблюдатели выполнили измерения числа  $A$  в самых различных местностях. В Альпах значения числа  $A$  колеблются приблизительно между 30 и 200 со средним значением от 80 до 130. На берегах океана и над морем эти числа приблизительно в 10 раз меньше.

В настоящее время метод Эльстера и Гейтеля применяется только для ориентировочных измерений, так как выяснилось, что прежде всего было неправильно основное предположение названных авторов о том, что активирование при напряжениях свыше 2000 вольт больше не возрастает. Гердиен<sup>1</sup>, измеривший также подвижность носителей радиевых индукций в атмосфере, обратил внимание на то, что если индукции ведут себя совершенно так же, как и ионы, то в неограниченном воздушном пространстве при возрастающем напряжении число отлагающихся на проволоке носителей будет возрастать.

Число  $A$  обуславливается таким образом не только количеством присутствующих носителей индукции, но также и их подвижностью в электрическом поле. Далее число  $A$  должно зависеть также от продолжительности экспозиции, силы земного поля, от направления и силы ветра.

Физическое значение числа  $A$  еще больше усложняется тем фактом, что на проволоке осаждаются не только продукты распада эманации радия. Непосредственно после внесения проволоки измеренная активность сильно падает уже в первые часы. Из формы кривой падения активности, прослеженной в течение многих часов, путем сравнения кривых распада, вычисленных для различных времен экспозиции Шмидтом<sup>2</sup> для радия  $= A$ , радия  $= B$  и радия  $= C$ , можно заключить, что при короткой экспозиции осаждается первоначально только радий  $= A$ . Однако с возрастанием экспозиции, даже много часов спустя после ее прекращения, когда активный налет радия нацело исчезнет, проволока показывает еще некоторую остаточную активность, уменьшающуюся с временем полураспада при-

<sup>1</sup> Phys. Z.S., 6, 465 (1905).

<sup>2</sup> Ann. d. Phys. (4), 21, 609 (1906).

близительно в 11 часов. Первыми исследователями, наблюдавшими эту остаточную активность, были Бумстед <sup>1</sup>, Бэрбанк <sup>2</sup>, Бланк <sup>3</sup>, Гоккель <sup>4</sup>, Дадурин <sup>5</sup> и др. Они совершенно правильно объяснили это обстоятельство отложением на проволоке тория=А и образованием из него тория=В.

Доля активности проволоки, вызываемая торием, возрастает с увеличением времени экспозиции. Наибольшее возможное количество достигается только при экспозициях от 3 до 4 дней, соответственно с относительно большим временем полураспада тория В. По Курцу <sup>6</sup>, однако, полученные относительные активности радия и тория при любых экспозициях можно перечислить на бесконечно продолжительное время экспозиции (равновесие). Путем анализа кри-вых распада активности проволок Яуфман <sup>7</sup>, Гоккель <sup>8</sup>, Курц (loc. cit.) и другие смогли доказать присутствие в воздухе также и продуктов распада эманации актиния. Однако содержание актиниевых продуктов очень мало (по Курцу только 3% полной активности) и практически им можно пренебречь.

Процентное участие ториевых продуктов в полной активности, как заметили Курц (loc. cit.) и Гарвей <sup>9</sup>, падает с возрастом напряжения при экспозиции проволоки. Оно зависит также и от высоты, на которой натянута проволока над почвой. Это было экспериментально доказано Киношита, Нишикава и Оно <sup>10</sup>: разница в высоте по вертикали в 5 м соответствует уменьшению доли участия тория наполовину. Теория обмена масс <sup>11</sup> беспорядочными воздушными течениями, приложенная к распределению короткоживущей эманации тория, показывает, что ее содержание и еще

<sup>1</sup> Phys. Z.S. 5, 540.

<sup>2</sup> Phys. Z.S. 6, 437 (1905).

<sup>3</sup> Phil. Mag. (6), 13, 378 (1907).

<sup>4</sup> Phys. Zeitschr., 8, 701 (1907).

<sup>5</sup> Phys. Z.S. 9, 333 (1908).

<sup>6</sup> Habilit.-Schr. München, 1909; München Acad. Ber. 25, 1.

<sup>7</sup> Metecrol. Z.S. 24, 237 (1907).

<sup>8</sup> Phys. Z.S. 8, 701 (1907).

<sup>9</sup> Phys. Z.S. 10, 46 (1909).

<sup>10</sup> Phil. Mag. (6), 22, 821 (1911).

<sup>11</sup> V. F. Hess и Wilh. Schmidt, Phys. Z.S. 19, 109 (1918).

более недолговечного тория—А уже на нескольких метрах над поверхностью почвы падает наполовину.

Доля участия ториевых индукций в полной ионизации самых нижних слоев атмосферы может быть определена из опытов активирования по проволочному методу только косвенно и с некоторою неточностью. Такие вычисления были произведены Вильсоном<sup>1</sup>, Киношита, Нишикава и Оно (*loc. cit.*), а также и Сато из измерений в Манчестере и соответственно в Японии. Они показывают, что эманация радия даже и в непосредственной близости к почве играет роль в ионизации воздуха от полутора до пяти раз большую, чем эманация тория.

К несколько более надежным результатам должен вести метод истечения Селла<sup>2</sup>. В этом методе благодаря электрическому истечению из соединенного с электрической машиной острия на помещенную против металлическую пластину будут полностью отлагаться радиоактивные индукции независимо от их подвижностей. Подобные опыты были выполнены в Риме Бланком<sup>3</sup>; согласно им, доля участия ториевых индукций в полной ионизации, производимой индукциями радия и тория, составляет только от 10 до 20%.

В общем несмотря на недостаточный материал наблюдения можно заключить, что эманация тория с ее продуктами распада даже и над сушей имеет меньшее значение для полной ионизации, чем эманация радия и ее продукты.

Не было недостатка в попытках из измерений числа А вывести содержание эманации радия в атмосфере или найти переходный множитель между названными величинами (см. Курц Иоссо. *cit.*). Благодаря многочисленным влияниям, которые определяют активирование проволоки весьма различно в зависимости от времени и места, нельзя, как это доказал Суанн<sup>4</sup>, подобные перечисления рассматривать даже как грубое приближение. Влияние скорости ветра теоретически приняли во внимание впервые Киношита (*loc. cit.*) и его сотрудники; полученные ими числа для содержания эмана-

<sup>1</sup> *Phyl. Mag.* (6), 17, 321 (1909).

<sup>2</sup> *Rend. Acad. Lincei*, 11 (1902).

<sup>3</sup> *Phil. Mag.* (6), 13, 378 (1907); *Phys. Z.S.* 9, 294 (1908).

<sup>4</sup> *Teer. Magn.* 19, 23, 81, 171, (1914); 20, 13 (1915).

ции по порядку величины согласуются с значениями, полученными позднее при помощи прямых методов. Точная теория осаждения носителей индукции на заряженную проволоку была развита Суанном (Iosso. cit.). Он учитывал также и то обстоятельство, что часть носителей индукции теряет свой заряд, воссоединяясь с противоположно заряженными ионами, и что, с другой стороны, небольшая часть первоначально незаряженных носителей радия-В и радия-С, налагаясь на малые или большие ионы, может принимать положительный или отрицательный заряд. На горизонтальной проволоке, подверженной только действию земного поля, вместе с частицами копоти и пыли собираются также и носители индукций (Гарвей), Iosso cit., Аллен<sup>1</sup>. Следы радиоактивных индукций, собранные на незаряженной или даже положительно заряженной проволоке, обнаружили Саразин (E. Sarasin) и Томмазина (I. Tommasina)<sup>2</sup>, а также и Шенк<sup>3</sup>.

### *Б. Количественные методы.*

Вскоре после того, как обнаружились недостатки метода активирования проволоки, были разработаны методы, позволяющие полностью осадить из определенного объема воздуха заряженные носители радия и тория. Здесь снова следует различать два случая: а) осаждение из движущегося воздуха (аспирационный метод Гердиена) и б) выделение из неподвижного объема воздуха (метод Ива, A. S. Eve).

а) Аспириационный метод Гердиена. Гердиен<sup>4</sup> пользовался цилиндрическим конденсатором, совершенно аналогичным аппарату для абсолютных определений проводимости, через который просасывается с известной скоростью постоянный ток воздуха. Если электрическое поле достаточно сильно, то на внутреннем, отрицательно заряженном электроде будут осажжены все содержащиеся в протягиваемом объеме воздуха, носители индукции, поскольку они заряжены положительно. После окончания аспирации активиро-

<sup>1</sup> Phys. Rev. (2) 7, 133 (1916).

<sup>2</sup> Arch. de Genève 18, 620 (1904); Phys. Z. S. 6, 709 (1905).

<sup>3</sup> Jahrb. f. Rad. u. Elektr. 2, 19 (1905).

<sup>4</sup> Abh. d. Kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen (N. F.), Math. Phys., Kl. V. Nr. 5 1907; Phys. Z. S. 465 (1905).



ванный таким образом внутренний электрод вынимается, и его активность целиком или частями измеряется электрометрически в ионизационной камере. При короткой аспирации, например от 20 до 30 минут, практически вся собранная на электроде активность вызывается индукциями радия. Для изучения индукций тория продолжительность аспирации выбирают по крайней мере в несколько часов. Из распределения активности на отдельных частях внутреннего электрода, согласно Гердиену, можно вычислить также подвижность носителей индукции. Фактически для индукции радия и тория были найдены подвижности, которые от 0,00002 достигают до 25 см/сек:вольт/см, охватывая таким образом еще более широкую область, чем различные ионные группы в атмосферном воздухе.

б) Метод Ива. Ив<sup>1</sup> наполнял обыкновенным воздухом, содержащим эманацию, большой цилиндрический железный сосуд (объем 16 м<sup>3</sup>), и на натянутой в нем аксиально проволоке, заряженной до 10 000 вольт, индукции осаждались количественно при 2-часовой экспозиции. Активированная таким образом проволока исследовалась электрометрически, и при помощи параллельного опыта с сосудом, наполненным известным количеством эманации, устанавливалось, какому ее содержанию соответствовала найденная активность. В Монреале такой опыт для содержания эманации в свободном воздухе дал значение 10<sup>-16</sup> кюри на 1 см<sup>3</sup>, для лабораторного же воздуха в три раза большую величину. Эти результаты хорошо согласуются с прямыми определениями, которые будут разобраны позднее.

Теория осаждения носителей индукции из содержащего эманацию неподвижного воздуха для случая цилиндрического конденсатора разработана М. Кюри («Traité de Radioactivité», II, p. 474, Paris, 1910) и для случая плоского конденсатора Мейером и Швейдлером («Radioactivität» Leipzig, 1916, p. 463, второе издание 1927, p. 581).

Перейдем теперь к теоретическим основам аспирационного метода Гердиена.

Шмидт и Курц (locо cit.) показали, что если в некоторой смеси эманаций радия, тория и актиния экспонируется

<sup>1</sup> Phil. Mag. (6), 10, 98 (1905).

отрицательно заряженный проводник, то осаждаться на нем будут главным образом первично образующиеся из трех эманаций продукты: радий-А, торий-А и актиний-А. Поэтому совершенно законно для упрощения выводов считать, что под действием поля осаждаются исключительно эти продукты А.

Прежде всего предположим, что присутствует только эманация радия, и поставим задачу вычислить содержание радия-А в атмосфере из активности, собранной на аксиальном электроде. Если  $W$  — количество воздуха, в кубических сантиметрах проходящее в секунду через аспиратор,  $m$  — число положительно заряженных атомов радия-А, осажденных первоначально в секунду, и сила тока в цилиндрическом конденсаторе будет подобрана так, что осаждаются все носители радия-А, даже и имеющие незначительную подвижность, то число носителей радия-А, находящихся в  $см^3$  свободного воздуха, будет

$$v = \frac{m}{W}.$$

Обычно приводят не это число атомов радия-А, но ток насыщения, который производится при полном использовании их  $\alpha$ -излучения в воздухе. Этот ток равен произведению числа распадающихся в секунду атомов радия-А (константы распада  $\lambda_1$ ),  $\lambda_1 \cdot v$  и тока насыщения  $k_1$ , который производит одна  $\alpha$ -частица на всем протяжении своего пробега. Эта константа  $k_1$  сама равна произведению числа пар ионов, которые производит  $\alpha$ -частица, и элементарного заряда  $e$ .

Содержание радия  $s$  —  $\bar{s}$ , выраженное в электростатических единицах, будет поэтому

$$\bar{s} = k_1 \cdot \lambda_1 \cdot v = k_1 \cdot \lambda_1 \cdot \frac{m}{W} \quad (1)$$

Пусть  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  — константы распада радия-В и радия-С (последний простоты ради без ущерба для точности вычисления можно считать за единичное вещество). Обозначим момент окончания экспозиции произвольно как  $t=0$ . Тогда если продолжительность аспирации  $\theta$ , то число находящихся

на аксиальном электроде атомов радия-А, радия-В и радия-С выразится следующим образом<sup>1</sup>;

$$A_0 = \frac{m}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) \quad (2)$$

$$B_0 = \frac{m}{\lambda_2} \left[ \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) + \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 \Theta}) \right] \dots \dots (3)$$

$$C_0 = \frac{m}{\lambda_3} \left[ a (1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) + b (1 - e^{-\lambda_2 \Theta}) + c (1 - e^{-\lambda_3 \Theta}) \right] \dots \dots (4)$$

причем коэффициенты  $a$ ,  $b$  и  $c$  имеют следующие значения:

$$a = \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)}, \quad b = \frac{-\lambda_1 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_2 - \lambda_3)}, \quad c = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_2 - \lambda_3)}$$

Ток насыщения, который в конце экспозиции ( $t=0$ ) вызывают распадающиеся в секунду атомы трех веществ, будет

$$I_0 = \frac{1}{2} (\lambda_1 A_0 k_1 + \lambda_2 B_0 k_2 + \lambda_3 C k_3) \quad (5)$$

здесь  $k_2$  и  $k_3$  означают ток насыщения, соответствующий одной  $\alpha$ -частице радия-В и радия-С. Так как радий-В не испускает  $\alpha$ -частиц и его  $\beta$ -излучение очень мало, то практически средним членом (В) (5) можно пренебречь. Множитель  $1/2$  присутствует потому, что у радиоактивных осадков, находящихся на металлической поверхности, половина  $\alpha$ -частиц (испускаемые внутрь металла) будет поглощаться в металле и поэтому не вызывает ионизации.

Ток насыщения для времени  $t=0$  не может быть непосредственно наблюдаем, так как всегда проходит некоторое время до того, как электрод вносят в ионизационную камеру и приступают к измерению.

Однако значения, наблюдаемые позднее (приблизительно в первые 15 минут), могут быть без труда экстраполированы к  $t=0$ .

Пренебрегая средним членом в (5) и подставляя значения, даваемые (2) и (4), мы получим

$$m \frac{2 I_0}{k_1 (1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) + k_2 [a (1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) + b (1 - e^{-\lambda_2 \Theta}) + c (1 - e^{-\lambda_3 \Theta})]} \quad (6)$$

<sup>1</sup> E. Rutherford, «Radioactivity», Cambridge, 1905: см. также H. W. Schmidt, loco cit.

Если  $C$  емкость электрометра с ионизационной камерой и  $\frac{dV}{dt}$  экстраполированное на время  $t=0$  падение потенциала в электрометре (выраженное в электростатических единицах), то принимая во внимание (1), получим

$$Ws = \frac{2\lambda_1 \cdot C \cdot \frac{dV}{dt}}{(1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) + k_3/k_1 [a(1 - e^{-\lambda_2 \Theta}) + b(1 - e^{-\lambda_3 \Theta}) + c(1 - e^{-\lambda_4 \Theta})]} \quad (7)$$

Содержание заряженных носителей радия-А в свободном воздухе, измеренное в единицах тока, таким образом

$$s = \frac{k}{W} \cdot C \cdot \frac{dV}{dt},$$

где

$$K = \frac{2 \lambda_1}{(1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) + k_3/k_1 [a(1 - e^{-\lambda_2 \Theta}) + b(1 - e^{-\lambda_3 \Theta}) + c(1 - e^{-\lambda_4 \Theta})]} \quad (8)$$

Условием для правильности этой формулы является полное улавливание всех заряженных носителей радия-А. Чтобы быть уверенным в этом, разность потенциалов  $E$  в цилиндрическом конденсаторе при данной скорости воздуха  $G$  выбирается настолько высокой, что выполняется условие Гердиена (ср. § 9).

$$E > \frac{G(r_a^2 - r_i^2) \log r_a/r_i}{2 k \cdot l}$$

Подвижность  $k$  радиоактивных индукций в этой формуле для практических целей можно взять около 0,1 см/сек: вольт/сек (как нижняя граница), так как по Гердиену более чем 90% носителей ведут себя как малые ионы.

Естественно формула (8) строго справедлива только в том случае, если за время аспирации не осаждаются в заметном количестве продукты распада тория. Для аспираций продолжительностью не более 60 минут можно считать, что это имеет место.

В принципе, впрочем, нет никаких трудностей применить аспирационный метод Гердиена также и для определения содержания в атмосфере продуктов тория.

Числовые значения входящей в формулу (8) константы ( $K$ )

для продолжительностей аспирации от 2 до 180 минут числены Кольраушем <sup>1</sup>.

Принадлежащая Суанну упомянутая выше (см. стр. 81) более строгая теория осаждения радиоактивных индукций применима, разумеется, также и для аспирационного метода (т. е. для случая движущегося воздуха). Однако данная здесь простая теория достаточна для практического применения.

#### § 19. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СОДЕРЖАНИЯ РАДИЯ А В АТМОСФЕРЕ АСПИРАЦИОННЫМ ПРИБОРОМ ГЕРДИЕНА:

Наблюдения содержания радия-А в воздухе по описанному методу были произведены следующими исследователями: Гердиеном <sup>2</sup> в Геттингене, Кольраушем <sup>3</sup> в Глейнштеттене (Штейнмарк) и Зеегаме (Зальцбург), Курцем <sup>4</sup> в Гиссене, Гессом <sup>5</sup> в Донауауэне близ Вены, Гоккелем <sup>6</sup> в Адриатическом и Эгейском морях и Шредингером <sup>7</sup> в Зеегаме.

Названными авторами метод последовательно улучшался и делался чувствительнее. Дайк <sup>8</sup> в Кембридже (Англия) работал не с цилиндрическим конденсатором, но заставлял сильный поток воздуха проходить через частую металлическую сетку, которая держалась заряженной до 6000 вольт. После экспозиции активированная таким образом сетка вносилась в ионизационную камеру и определялась ее активность. К сожалению, невозможно произвести дополнительного перечисления наблюдений Дайка в абсолютные единицы.

Многочисленные измерения были выполнены также при рейсах исследовательского корабля «Карнеги» (1915—21 гг.) <sup>9</sup>,

<sup>1</sup> Phys. Z. S. 13, 1193 (1912).

<sup>2</sup> Phys. Z. S., 6, 465 (1905); Abh. d. K. Ges. d. Wiss. Göttingen (N. F.), V. Nr. 5 (1907).

<sup>3</sup> Wien. Ber. 115, 1263 (1906); 119, 1578 (1910); Phys. Z. S. 13, 1193 (1912).

<sup>4</sup> Dissert. Giessen (1907); Phys. Z. S. 9, 177 (1908).

<sup>5</sup> Wien. Ber. 119, 145, 507 (1910).

<sup>6</sup> Phys. Z. S. 12, 65 (1911).

<sup>7</sup> Wien. Ber. 112, 2023 (1913).

<sup>8</sup> Terr. Magn. 11, 125 (1906).

<sup>9</sup> W. F. G. S w a n n. Publication No. 175, Vol. III, Carnegie Inst. Washington, p. 390. L. A. B a u e r and S w a n n, Carnegie Inst., Year-Book 1916, p. 326; 1917, p. 281. S. I. Mauchly, Terr. Magn, 29, 187 (1924).

при этом применялся разработанный Суанном для морских наблюдений метод Гердиена. Специально приспособленная для наблюдений при полетах на аэроплане модификация метода Гердиена дана Бонгардсом<sup>1</sup>, который произвел с ней ряд измерений на высоте от 3 до 4 километров.

### 1. Среднее значение содержания радия-А вблизи земной поверхности.

Средние значения имеющихся не очень многочисленных наблюдений собраны в следующей таблице, после внесения Гессом и Кольраушем (locо cit.) в первые исследования поправок, необходимость которых выяснилась позднее. Значения  $s$  снова дают содержание радия-А в воздухе на  $1 \text{ см}^3$ , выраженное через ток насыщения в электростатических единицах, при полном использовании  $\alpha$ -лучей.

Автор	Число измерен.	Среднее значение $\bar{s}$
Гердиен, 1905 . . . . .	—	$12,4 \cdot 10^{-11}$
Кольрауш, 1906 . . . . .	37	$9,3 \cdot 10^{-11}$
Курц, 1907 . . . . .	9	$18,4 \cdot 10^{-11}$
Гесс, 1909 . . . . .	110	$3,0 \cdot 10^{-11}$
Кольрауш, 1910 . . . . .	31	$20,2 \cdot 10^{-11}$
Шредингер, 1913 . . . . .	105	$2,7 \cdot 10^{-11}$
Среднее значение . . . . .	$11,0 \cdot 10^{-11}$ Э. С. Е. на $1 \text{ см}^3$	

Все измерения выполнены в летние месяцы. При отсутствии дальнейших данных среднее  $11 \cdot 10^{-11}$  может быть принято как приблизительное значение порядка величины содержания радия-А.

Относительно колебаний содержания радия-А прежде всего надо упомянуть, что Гесс и Шредингер наблюдали правильный суточный ход, который был, однако, в Зеегаме много отчетливее, чем в Донауауэне. Очевидно также возра-

<sup>1</sup> Meteorol. Zs. 36, 339 (1919); Phys. Z. S. 25, 679 (1924).

стание содержания радия-А при падении атмосферного давления; в этом случае в Донауауэне  $s$  вдвое больше, чем при возрастающем давлении воздуха. Возрастание температуры вызывает увеличение содержания радия-А, точно так же, как большая скорость ветра и чистота воздуха (измеренная степенью видимости). Все эти влияния станут понятны, если принять во внимание, что эманация радия происходит из почвы и может извлекаться из капилляров последней благодаря падению атмосферного давления и интенсивности инсоляции поверхности земли, а также и высасывающим действием ветра.

Измерения Бонгардса (Bongards) на аэропланах на высотах от 3 до 4 километров показывают, что там содержание радия-А большей частью составляет приблизительно от 0,1 до  $0,5 \cdot 10^{-11}$  Э. С. Е. на  $1 \text{ см}^3$ , таким образом от 10 до 100 раз меньше, чем вблизи почвы. Значительное возрастание до  $6,7 \cdot 10^{-11}$ , отмеченное два дня, может быть легко объяснено местным притоком эманации в результате метеорологических влияний. Бонгардс (*loc. cit.*), однако держится мнения, что эманация временами может проникать в земную атмосферу с солнца. Едва ли можно присоединиться к этому взгляду, так как против него говорят прямые определения содержания эманации на высоте (см. ближайшую главу).

## 2. Перечисление в единицы эманации.

Вычисление содержания эманации из приведенных данных связано с значительными трудностями. Прежде всего следует заметить, что выше упомянутые определения дают только содержание положительно заряженных носителей радия-А. Однако значительная часть первоначально существующих индукций радия-А теряет свой заряд благодаря воссоединению с отрицательными ионами и поэтому также не может быть уловлена электрическим полем в аспирационной трубе. Сальпетер<sup>1</sup> (Salpeter I.) вычислил, какую долю составляют эти незаряженные индукции радия-А по отношению к их полному числу. Согласно этим вычислениям, заряженная часть радия-А-носителей составляет

$$\eta = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 + \alpha n_1},$$

<sup>1</sup> Wien. Ber. 118, 1163 (1909) и 119, 107 (1910); Bull. Acad. Crakovie A., 1910, p. 23.

где  $\lambda_1$  означает константу распада радия А, а  $n$  — число отрицательных ионов в воздухе на  $1 \text{ см}^3$ . Если принять коэффициент воссоединения  $\alpha$  равным  $3 \cdot 10^{-6}$ ,  $n = 700$ , что соответствует средним условиям в атмосфере, то  $\eta = 0,64$ , т. е. 64% частиц радия-А при этих условиях заряжены, 36% не заряжены.

Поправка Сальпетера благодаря неточности при подстановке числового значения коэффициента воссоединения не пригодна, однако, только для установления порядка величины полного содержания радия-А и эманации в воздухе. Более новые работы показали, что  $\alpha$  в свободном воздухе в значительной степени зависит от самого числа ионов (см. главу VI), и если пользоваться значением константы воссоединения, данным Швейдлером, то получаем, что заряженными остаются лишь  $\frac{1}{6}$  часть частиц радия-А.

Если основывать вычисления на только что названных числах, то получается, что среднему содержанию положительно заряженных частиц радия-А, равному  $11 \cdot 10^{-11}$  Э. С. Е. на  $1 \text{ см}^3$ , соответствует содержание эманации в воздухе  $57 \cdot 10^{-18}$  кюри/ $\text{см}^3$ . Но если принять, что до  $\frac{5}{6}$  носителей могут быть не заряжены, то соответствующее среднее содержание эманации было бы даже  $220 \cdot 10^{-18}$  кюри/ $\text{см}^3$ . Прямые определения дают, как будет показано в ближайших параграфах, числа, которые в среднем лежат между обеими названными величинами.

Сальпетер (loc. cit.) указал также на то, что часть положительно заряженных частиц радия-А ускользает от измерения потому, что она под действием нормально направленного вверх поля отлагается на поверхности земли. Если принять во внимание, что подвижность носителей не больше, чем подвижность малых ионов, то благодаря этой поправке значение  $\bar{s}$  повысится самое большее на 5%.

### 3. Наблюдение над морем.

Особенный интерес представляет теперь сравнить только что разобранные измерения над сушей с результатами, полученными над морем. Уже первые измерения Гоккеля (loc. cit., стр. 86) при поездке из Триеста в Константинополь показали, что над морем содержание индукций значительно меньше. Но полную ясность внесли только многочисленные



измерения, произведенные при помощи улучшенных методов, почти во всех морях при рейсах исследовательского корабля «Карнеги» (см. Бауэр, Суанн, Мочли, loc. cit., стр. 84). В результаты, приведенные в следующей таблице<sup>1</sup>, уже введена поправка Сальпетера на незаряженные частицы радия-А. При этом из концентрации радия-А прямо вычислено соответствующее содержание эманации.

Место и время наблюден.	Число измерен.	Средн. значен. в $(10^{-18})$ кюри на $1 \text{ см}^3$
Тихий океан, 1915 . . . . . (Панама — Гонолулу — Аляска — Нов. Зеландия)	106	2,0
южное море (Südsee) . . . . . (Кругосветное плавание на $44—60^\circ$ южн. шир.)	50	0,28
Тихий океан, 1916 — 1917 . . . . .	46	4,04
Атлантический океан (вблизи Южноамериканского берега) . . . . .	7	29,9
Тихий океан, 1918 (на $280^\circ$ восточн. долготы до Панамы, от $56^\circ$ южн. шир. до $3^\circ$ северн. широты) . . . . .	15	0,79
Атлантический океан, 1918 — 1920 (пересечение океана, потом вокруг мыса Доброй Надежды в Индийский океан) . . . . .	94	3,06
Индийский океан, 1920 . . . . .	31	1,45
Тихий океан, 1920 — 1921 . . . . .	35	1 50
Общее среднее из 384 измерений . .	2,65 · $10^{-18}$ .	

Общее среднее из всех величин, полученных не в очень большом удалении от материка, составляет  $7,99 \cdot 10^{-18}$ , напротив, среднее из 299 значений, полученных очень далеко от суши, равно только  $1,14 \cdot 10^{-18}$  кюри на  $1 \text{ см}^3$ . Так как содержание эманации над сушей составляет приблизительно  $100,10^{-18}$  кюри на  $1 \text{ см}^3$ , то можно сказать, что в областях океана, далеких от суши, содержание эманации приблизи-

<sup>1</sup> Таблицей автор обязан любезности доктора Л. А. Бауэра, директора департамента земного магнетизма Института Карнеги в Вашингтоне.

тельно в 100 раз меньше, чем над сушей. Эти измерения дают сильнейшее доказательство чисто земного происхождения обнаруженной в атмосфере эманации радия.

Если, как утверждает Бонгардс, атомы эманации проникают в земную атмосферу от солнца, хотя бы в результате радиоактивной отдачи, то такие вторжения эманаций были бы обнаружены также и при шестилетних измерениях, выполненных экспедицией «Карнеги» большей частью в областях океана, далеких от суши. Но это однако не имело места.

Наконец, значительный интерес представляет связь содержания индукций и соответственно эманации в воздухе, с плотностью ионов и проводимостью. Параллельные наблюдения этих элементов произведены только Гессом (*locо cit.*) и Шредингером (*locо cit.*). Из этих наблюдений ясно видно, что повышенному содержанию эманации радия, радия-А и радия-С соответствует также отчетливо повышенная плотность ионов или сила ионизации; можно показать, что наблюдаемое повышение последних количественно соответствует повышению содержания эманации (Гесс). Согласно измерениям Шредингера в Зеегаме, проводимость и содержание индукций обладают сходным суточным ходом, однако там амплитуда хода проводимости в четыре раза больше, чем следует ожидать из амплитуды хода содержания индукций. Поэтому в этом месте наблюдения, аналогичные колебания содержания ториевых индукций и обратный суточный ход подвижности активных частиц должны вызывать большие колебания проводимости.

## § 20. ПРЯМЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ ЭМАНАЦИИ РАДИЯ В ВОЗДУХЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭТИХ ИЗМЕРЕНИЙ.

Выше было показано, что до сих пор разобранные методы, позволявшие косвенно находить содержание эманации радия в воздухе из определения содержания радия-А, обладают различными недостатками и неточностями. Поэтому понятно, что для атмосферно-электрических исследований очень важно обладать методами, позволяющими непосредственно определять содержание эманации радия.

Эманация радия, как инертный газ, может быть накоплена

из содержащего эманацию свободного воздуха поглощением в жидкостях, адсорбцией на твердых телах, например на размельченных веществах, и ожижением при низких температурах. В связи с этим возможные методы накопления эманации можно разбить на 3 класса. Для обнаружения и измерения накопленной таким образом эманации радия ее переводят в ионизационную камеру и сравнивают произведенную там ионизацию с эффектом, даваемым известным количеством эманации из нормального радиевого раствора. Принципиально отличный метод определения содержания эманации описан под (4). Заметим, что все названные здесь прямые методы приложимы только для эманации радия; накопление эманаций тория и актиния из воздуха невозможно благодаря их быстрому распаду.

### *1. Метод адсорбции.*

Некоторые жидкости, как керосин, масло, толуол, сероуглерод и другие, обладают свойством при низких температурах сильно поглощать эманацию. Разработанный Махе с Гофманом <sup>1</sup> и Риммером <sup>2</sup> метод состоит в том, что сперва свободный воздух неизвестного содержания эманации долгое время перегоняется через абсорбирующую жидкость, охлажденную при помощи специальных смесей, пока не наступит равновесия. Потом сосуд выключается, нагревается до комнатной температуры и циркуляцией при помощи резиновой груши переводят абсорбированную ранее в жидкости эманацию в ионизационную камеру. Метод применялся к определению содержания эманации воздуха погребов и относительно более богатой эманацией воздуха лабораторий. Для свободного воздуха было бы лучше по предложению Олу-жича <sup>3</sup> абсорбцию производить при давлении приблизительно в 90 атмосфер, так как иначе накопленное количество эманации получается слишком малым.

### *2. Метод адсорбции.*

Первый метод, пригодный для определения содержания эманации в свободном воздухе путем адсорбции на кокосо-

---

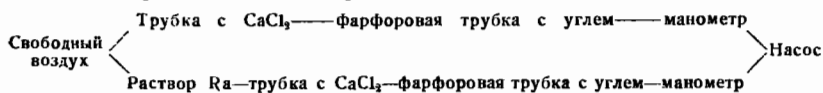
<sup>1</sup> Phys. Z. S. 6, 337 (1905).

<sup>2</sup> Phys. Z. S. 7, 617 (1916).

<sup>3</sup> Dissert. Freiburg (Швейцар.) 1918, Jahrb. f. Rad. u. Elektr. 15, 158 (1918).

вом угле, разработан Ивом <sup>1</sup>, после того как Резерфорд <sup>2</sup> установил, что свежепрокаленный уголь кокосового ореха уже при комнатной температуре полностью адсорбирует пропускаемую через него эманацию, если только скорость тока выбрана достаточно малой. Сэттерли <sup>3</sup> позднее существенно улучшил этот метод, так что уже при трехчасовой аспирации из воздуха накапливаются измеримые количества эманации. Он пропускал воздух одновременно через две системы трубок, одна из которых содержит предварительно освобожденный от эманации радиевый раствор известного очень малого содержания радия.

Схема установки следующая:



По окончании аспирации (обыкновенно 21 час) обе фарфоровые трубки выключаются, поглощенная в них эманация выгоняется нагреванием до красного каления и переводится в предварительно эвакуированную ионизационную камеру. На практике оказалось, что для того, чтобы не увеличивать без нужды время аспирации, надо работать с большими скоростями воздуха, причем будет поглощаться только некоторый процент эманации, который должен быть определен специальным опытом. Дальнейшие усовершенствования метода разработаны Райтом и Смитом <sup>4</sup> так же, как и Олужичем <sup>5</sup>. Все-таки следует сказать, что метод адсорбции несколько сложен и требует особых контрольных опытов, чтобы установить, какая процентная часть содержащейся в протягиваемом воздухе эманации будет адсорбироваться на угле. Относительно необходимых для сравнения растворов с известным содержанием радия следует заметить, что такие растворы иногда обнаруживают тенденцию по прошествии месяцев и лет выделять меньше эманации благодаря выпадению части первоначально растворенного радия. Было бы предпо-

<sup>1</sup> Phil. Mag. (6), 14, 724 (1907); 16, 622 (1908).

<sup>2</sup> Nature 74, 634 (1906).

<sup>3</sup> Phil. Mag. (6), 20, 1, 788 (1910).

<sup>4</sup> Phys. Rev. (2), 5, 459 (1915).

<sup>5</sup> Loc. cit., p. 89, предыд. и др. стр.

читательнее пользоваться растворами урановой руды с известным содержанием радия. Прокалиброванные растворы такого рода, выделяющие эманацию с весьма большим постоянством, изготавливаются Физико-техническим государственным институтом в Шарлоттенбурге близ Берлина.

### 3. Метод конденсации.

Эберту<sup>1</sup> удалось уже в 1903 году из воздуха, содержащего эманацию, сгустить последнюю путем охлаждения жидким воздухом; он дал также прямое доказательство существования этого радиоактивного газа.

Количественно этот способ был разработан Сэттерли<sup>2</sup>, Эшманом<sup>3</sup> (G. C. Ashman) и позднее усовершенствован Олужичем<sup>4</sup> и Вигандом<sup>5</sup>.

При незначительной концентрации эманации радия в атмосфере (от 1 до 2 атомов на  $1\text{ см}^3$ ) нельзя говорить о конденсации в собственном смысле слова, так как понятия кинетической теории газов, например давление пара, теряют свой смысл при таких обстоятельствах. Поэтому следует рассматривать процесс, как своего рода адсорбцию атомов эманации на стенках охлаждающего прибора; это совершенно правильно было замечено Вигандом.

Опишем коротко принцип метода: разрежающим насосом свободный воздух всасывается в систему трубок, содержащих  $\text{CaCl}_2$ ,  $\text{Na}$ ,  $\text{H}_2\text{SO}_4$  и  $\text{NaOH}$  для поглощения водяных паров и угольной кислоты. Скорость воздуха, измеренная манометром или газовыми часами, выбирается достаточно низкой (от 0,5 до 3 литров в минуту) и во время опыта поддерживается постоянной. Высушенный и свободный от угольной кислоты воздух поступает далее в охладитель, который в существенных чертах представляет собой систему узких каналов в герметически закрытом сосуде, который снаружи при помощи жидкого воздуха поддерживается при температуре ниже  $-150^\circ$ .

<sup>1</sup> München. Sitz-Ber. 33, 133 (1903).

<sup>2</sup> Phil. Mag. (6), 16, 554, 1908.

<sup>3</sup> Amer. Journ. of. Sc. (4), 26, 1919 (1908).

<sup>4</sup> Jahrb. f. Radiol. u. Elektr. 15, 158 (1918).

<sup>5</sup> Fortschr. d. Chem., Phys. u. phys. Chem. 18, 5 Heft (1925); Phys. Z. S. 25, 684 (1924).

По окончании просасывания холодильник закрывается, вынимается из жидкого воздуха и соединяется с эвакуированной ионизационной камерой. При постепенном нагревании конденсационного сосуда до комнатной температуры эманация переводится из него полностью в ионизационную камеру обмыванием незначительным количеством свежего воздуха. Измерения выполняются обычным путем — сравнением ионизации с эффектом от известного количества эманации.

Время, необходимое для выполнения одного опыта, составляет несколько часов, результаты являются поэтому средним значением за названное время. О л у ж и ч (loco cit.) свел продолжительность опыта к одному часу.

Еще более короткой продолжительности опыта добился Виганд (loco cit.), приспособивший метод специально для исследований на аэропланах. При таком коротком времени, понятно, приходится работать с значительно большими скоростями протягивания. Благодаря этому конденсируется лишь некоторый процент находящейся в свободном воздухе эманации, который определяется особым контрольным опытом.

#### 4. Метод деэманирования.

Методы, описанные от (1) до (3), основаны на концентрации эманации из большого объема воздуха в меньший и дальнейшем ее переводе в ионизационную камеру. В местах, где содержание эманации в свободном воздухе относительно велико, можно пойти также и обратным путем, именно полностью лишить эманации воздух, находящийся в большой ионизационной камере. Камера вместимостью приблизительно в 20 литров наполняется сначала свободным воздухом, и после этого в ней тщательно измеряется ток насыщения. Затем находящийся в камере воздух многократным пропусканием через сильно абсорбирующий угольный препарат («Радэманит») вполне освобождается от эманации и после исчезновения существующих еще перед этим в камере короткоживущих продуктов распада от радия-А до радия-С снова измеряется ток насыщения в камере.

Вычитание этой небольшой величины из первоначально найденного значения дает, после внесения незначительных поправок и перечисления на единицу объема, количество

эманации, находящееся первоначально в камере. Метод применялся Швейдлером в Зеегаме и Златорович<sup>1</sup> в Инсбруке. Условие для правильности и точности результатов — возможно большее постоянство и, незначительность наблюдаемой остаточной ионизации в камере без эманации.

### 5. Результаты.

В следующей таблице собраны все результаты прямых определений содержания эманации в воздухе вблизи поверхности почвы.

Автор	Место и время	Число опытов	Метод	Содержание эманации в $10^{-18}$ кюри на 1 см <sup>3</sup>		
				Среднее	Максимальное	Минимальное
Ив . . . . .	Монреаль, 1907 — 1908	41	2	60	127	18
Сеттерли . .	Кэмбридж, 1908	8	2	88	—	—
» . .	» 1908	21	3	124	—	—
» . .	» 1909 — 1910	58	2	105	350	35
Эшман . . . .	Чикаго, 1908	6	3	95	200	45
Райти Смит	Манила, 1912 — 1913	21	2	82,5	154	42
» »	» 1913 — 1914	29	2	63,4	145	14
» »	Моунт-Пауай, 2 460 м	10	2	19,2	34	8
Олужич . . .	Фрейбург (Швейцария), 1917	36	2 и 3	131	305	54
Швейдлер .	Зеегам, Зальцбург (Австрия)	46	4	77	315	—
» .	Т о ж е	61	4	125	406	—
Златорович	Инсбрук, 1919	49	4	433	1 110	40
Виганд . . .	Галле (Заале), 1923—1924 (Германия)	—	3	—	500	300

<sup>1</sup> Wien. Ber. 129, 59 (1920).

Следует отметить, что значения, полученные в разных местностях, отличаются в широких пределах. Наибольшее значение дает Инсбрук, наименьшее Монреаль. Если опустить наблюдения на Моунт-Пауай (Филиппины), то вычисленные в таблице средние величины получают общее среднее около  $130 \cdot 10^{-18}$  кюри на  $см^3$ . Эта величина должна хорошо согласоваться со средним значением на поверхности земли (над сушей).

Над морем имеются только наблюдения непрямыми методами (ср. § 19, 3). Просмотр экстремальных значений в таблице показывает, что содержание эманации в одном и том же месте может очень сильно изменяться.

Влияние времени года на содержание эманации едва ли можно заметить в Монреале, Кембридже и Фрейбурге (Швейцария). Однако в Монреале при очень низких температурах установлены малые значения содержания эманации. В Маниле наименьшее значение наблюдается в течение месяцев с самыми большими ветрами и наименьшим количеством дождя (лето). В умеренном поясе ветер и дождь распределены слишком равномерно для того, чтобы могли отчетливо выступать такие влияния.

Правильный суточный ход до сих пор еще не обнаружен благодаря многочасовой продолжительности одного единственного опыта. Однако примечательно, что Райт (Wright) и Смит (Smith) в Маниле при двенадцатичасовой аспирации от вечера до утра и от утра до вечера нашли, что в течение ночи содержание эманации было приблизительно в два раза больше, чем днём. Точное исследование с шестичасовой аспирацией показало, что к тому времени суток, когда сила ветра достигает максимума, содержание эманации наименьшее. Застоявшийся во время ночи воздух благоприятствует таким образом накоплению эманации близ поверхности почвы, в то время как днём эманация благодаря общей циркуляции воздуха заносится в высокие его слои.

Кроме ветра на содержание эманации в сильнейшей степени влияет проницаемость почвы. Дожди, как согласно установили все наблюдатели, уменьшают содержание эманации, так как благодаря им оказываются закупоренными почвенные капилляры.

Таким же образом действует и весеннее таяние снегов. Сильное освещение почвы солнцем повышает содержание



эманации, так как это благоприятствует выходу богатого эманацией почвенного воздуха.

Измерения Райта и Смита на Моунт-Пауай (2460 метров), главным же образом пять подъемов Виганда на аэроплане до 4 км высоты, отчетливо показали, что содержание эманации в атмосфере быстро уменьшается с высотой. Число измерений пока еще недостаточно, чтобы можно было вывести эмпирическую кривую распределения с высотой. На больших высотах содержание эманации изменяется в зависимости от происхождения воздуха в данном месте. При наличии устойчивых атмосферных слоев («пограничные слои») содержание эманации с высотой изменяется часто скачками. Ниже таких пограничных слоев содержание эманации большей частью довольно велико, выше—почти нуль.

## § 21. РАВНОВЕСИЕ ЭМАНАЦИИ В АТМОСФЕРЕ.

Эманация и продукты ее распада являются одним из главных источников ионизации атмосферы, и поэтому необходимо исследовать, можно ли экспериментально найденное близ почвы содержание эманации объяснить допущением стационарного равновесия между такими противоположными факторами, регулирующими ее концентрацию, как выделение эманации из почвы, с одной стороны, и с другой—удаление эманации в высокие воздушные слои благодаря вертикальному току воздуха и постоянно и самостоятельно идущему уменьшению количества эманации в результате радиоактивного распада.

Теоретическое исследование, произведенное Гессом и Шмидтом (Wilch. Schmidt) <sup>1</sup> на основании построенной последним автором общей теории обмена масс беспорядочными течениями воздуха <sup>2</sup>, дало не только объяснение упомянутым вопросам, но позволило при этом вычислить также распределение с высотой эманации радия и всех других, встречающихся в воздухе, радиоактивных веществ.

В зависимости от скорости распада количество рассматриваемого вещества в единице объема уменьшается более

<sup>1</sup> Phys. Z. S., 19, 109 (1918).

<sup>2</sup> Wiener. Ber. 126, 757, 1917. W. Schmidt. Der Massenaustausch usw., Hamburg, Henri Grand, 1925.

или менее быстро. Для эманации радия получается, если положить равным 100 ее количество на кубический сантиметр близ почвы, следующее распределение с высотой.

Высота в километрах	Колич. эманации в 1 см <sup>3</sup>
0	100
1	49,4
2	25,0
3	13,5
4	7,4
5	2,5
8	0,9

Содержание эманации убывает таким образом вверх на каждый километр приблизительно наполовину по экспоненциальному закону. Число таблицы, разумеется, следует рассматривать как грубое приближение, так как обмен масс в воздухе изменяется также очень сильно; во всяком случае эти числа должны хорошо соответствовать средним условиям. Ждать согласия с результатами прямых измерений на аэропланах пока едва ли еще можно, так как число соответствующих измерений слишком мало, чтобы говорить о средних величинах.

При вероятных предположениях об обмене неупорядоченными воздушными течениями в низших слоях воздуха аналогичным способом получается, что эманация тория уже в 100 м над почвой практически совершенно отсутствует. Однако долгоживущие продукты ториевой эманации могут достигать значительной высоты. Содержание тория-В достигло бы половины только на высоте от 100 до 150 м над почвой. Долгоживущие конечные продукты радиевого ряда от радия-Д до радия-Е, если бы не имело место их выпадение вместе с осадками, существовали бы в практически постоянных количествах до высоты 10 км.

Упомянутая выше теория позволяет также вычислить количество эманации радия, которое в среднем выделяется с квадратного сантиметра почвы. Вычисленное таким образом количество эманации, выделяемое почвой: от 3 до  $5 \cdot 10^{-17}$  кюри на см<sup>3</sup>, хорошо согласуются с опытами, которые дают числа между 2 и  $14 \cdot 10^{-17}$  кюри на 1 см<sup>2</sup> (ср. § 17).

Принимая во внимание более новые данные о возрастании

«коэффициента обмена масс» с высотой, Шмидт<sup>1</sup> вычислил, что радиоактивные вещества уменьшаются с высотой значительно быстрее, чем выше приведено, и убывание их не идет по экспоненциальному закону. Согласно Шмидту, концентрация эманации радия на высоте 13 м должна составлять половину концентрации на высоте 1 м над почвой, и на 150 м эта концентрация должна уменьшиться до одного процента. Содержание эманации тория должно упасть до одной десятой на высоте 160 см над почвой.

Представляет большой интерес, принимая во внимание значительные расхождения в содержании эманации почвенного воздуха и свободной атмосферы, установить, сколько эманации переходит благодаря диффузии из почвенных капилляров в свободный воздух. Это вычисление было произведено Махе. Если его повторить, используя современные данные, то приходим, в противоречии с названным автором, к результату, что чистая диффузия может составлять самое большее  $\frac{1}{10}$  полной измеренной величины. Чистая диффузия во всяком случае недостаточна, чтобы доставить необходимое количество эманации радия для поддержания существующего стационарного состояния, так как в сильной степени перевешивает выделение эманации из почвенных капилляров неправильными воздушными течениями (засасывающее действие ветра и так далее) благодаря инсоляции почвы и падению атмосферного давления.

Соображения о равновесии эманации в атмосфере над океаном хотя и имеются, но по новейшим результатам измерений экспедиции «Карнеги» частично нуждаются в пересмотре. В середине океана содержание эманации в воздухе составляет только около 1 процента средней величины над сушей, в то время как в областях близких к берегу, особенно при ветре с суши, были найдены очень большие значения. Поэтому можно считать достоверным, что найденные над морем количества эманации приносятся главным образом с суши. Благодаря непродолжительности их жизни продукты ториевого и актинового ряда не встречаются в областях моря, далеких от суши. Эманация радия может выделяться и самой морской водой благодаря разбрызгиванию гребней

<sup>1</sup> Wilh. Schmidt, Phys. Z. S. 27, 361 (1926).

волн и испарению. Первый из названных факторов нельзя оценить даже и приблизительно, тогда как легко можно показать, что количество эманации радия, переходящее в воздух при испарении, составляет только  $\frac{1}{10000}$  выделения суши.

Равновесие эманации в воздухе над сушей и над морем можно, как только что было показано, вполне объяснить, рассматривая твердую земную кору, как почти исключительный источник пополнения эманации в морском воздухе.

Совершенно отличный взгляд высказал Бонгардс <sup>1</sup> (H. Bongards). Он выдвигает гипотезу, что эманация и ее продукты распада могут проникать в нашу атмосферу из солнца. Его измерения числа  $A$  по методу активирования проволоки Эльстера и Гейтеля на высокоподнятых змеях в Линденберге показали параллелизм числа  $A$  на высоте 4 км с потенциальной температурой рассматриваемого воздушного слоя и с солнечной деятельностью. Наивысшие значения числа  $A$  совпадают с появлением кальциевых пятен в центральном меридиане солнца. Кроме того Бонгардс также полагает, что можно доказать 27-дневный период числа  $A$ , который он связывает с известным периодом солнечного вращения.

Особенное внимание Бонгардс обращает на параллелизм между колебаниями числа  $A$ , наблюдаемыми в Линденберге, с одновременно (1913 г.) наблюдаемым Райтом и Смитом в Маниле колебанием содержания эманации. Наконец повышенное содержание эманации, найденное Бонгардсом в некоторых случаях при его последних полетах на высоты от 3 до 4 км, объясняется им при помощи предположения, что иногда благодаря действию солнца радиоактивные вещества врываются сверху в воздушную оболочку земли.

Против гипотезы Бонгардса можно сделать ряд веских возражений (Гоккель <sup>2</sup>). Также высказывается против и Виганд на основании своих измерений эманации, выполненных при полетах на аэроплане.

Но прежде всего вышеупомянутые [§ 19 (3)] чрезвычайно

<sup>1</sup> Phys. ZS., 21, 140, (1920); 24, 16, 295 (1923) и «Manuskript d. Vortrages der 88 Vers. Deutscher Naturf. und Ärzte», Innsbruck, 1924 любезно сообщенный автором (сравн. Phys. ZS., 25, 679, 1924).

<sup>2</sup> Phys. ZS., 24, 500 (1923).

многочисленные, охватывающие 6-летний период измерения Института Карнеги должны были бы обнаружить над океаном признаки таких внедрений эманации. Однако установлено, что все наблюдаемые при этих рейсах повышенные значения содержания эманации были получены близ материка или при дующих с суши ветрах.

Массы эманации того же порядка, что и вблизи земной поверхности, встречающиеся иногда на высотах от 3 до 4 км, можно легко объяснить по Виганду проникновением в эти высоты больших масс воздуха из близких к почве слоев. Правилom во всяком случае является быстрое уменьшение с высотой содержания эманации.

## § 22. Радиоактивность атмосферных осадков.

Вильсон (C. T. R. Wilson)<sup>1</sup> первый показал, что свежe выпавший снег или дождь содержат следы радиоактивных веществ. Доказать это легко, если взять например 100 г дождевой воды или растаявшего снега, быстро после взятия выпарить и исследовать остаток в ионизационной камере. Радиоактивные составные части можно также отделить от дождевой воды, осаждая их несколькими каплями хлористого бария и серной кислоты. Особенно удобным является метод, разработанный Гоккелем и Вульфom<sup>2</sup>.

Результаты различных наблюдателей согласно показывают, что содержащиеся в осадках радиоактивные вещества главным образом являются смесью продуктов распада эманации радия (радий-А, радий-В, радий-С). Это легко можно доказать получением кривых распада. В некоторых местах предальпийской области и в центральных Альпах найдены также следы и продуктов распада эманации тория. Осадки, падающие над морем в областях, далеких от суши, практически неактивны, как показывают наблюдения Руча (P. Rouch)<sup>3</sup> на острове Петермана. Это легко понять, если вспомнить, что там и содержание эманации почти в 100 раз меньше, чем над сушей.

Активность снега на единицу веса по наблюдениям Яуф-

<sup>1</sup> Proc. Camb. Phil. Soc., 11, 428 (1902); 12, 17, 85 (1903).

<sup>2</sup> Phys. ZS., 9, 907 (1908).

<sup>3</sup> Ann. Soc. Meteorol. France, 59, 117 (1911); 61, 149 (1913).

мана (I. Jaufmann)<sup>1</sup> на Цугшпице во много раз больше, чем радиоактивность дождя. Активность снега может быть двоякого рода: свежее выпавший снег содержит, так же как и дождь, град и другие роды осадков, только продукты распада эманаций. Напротив, снег, лежащий на поверхности почвы, благодаря прониканию эманации из земных капилляров, может также содержать эманацию, что обнаруживается значительно более медленной потерей его активности. Радиоактивны также роса Негро (Negro)<sup>2</sup> и иней Будиг (W. Budig)<sup>3</sup>.

Осадки, очевидно, обязаны своей радиоактивностью главным образом абсорбции радиоэлементов из атмосферы при своем падении через воздух. Таким образом совершенно понятно, что снежные хлопья благодаря их большой поверхности и длинному пути падения в атмосфере, содержащей эманацию, приносят к земле относительно большие количества продуктов распада эманаций, чем капли дождя. После того как м-м Кюри показала, что продукты распада эманации радия ведут себя, как ядра конденсации, разумеется, вполне возможно считать, что часть падающих на землю осадков образовалась непосредственно путем конденсации водяных паров на упомянутых продуктах распада.

Систематические измерения активности осадков вместе с определением содержания эманации свободного воздуха, особенно на высоких обсерваториях, весьма вероятно, могут дать интересное объяснение происхождению и причинам образования осадков [Регер, (I. Reger)<sup>4</sup>, Гоккель<sup>5</sup>].

## § 23. ПРОНИКАЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В АТМОСФЕРЕ.

### *I. Историческое введение и обзор*<sup>6</sup>.

В 1901 году Эльстер и Гейтель<sup>7</sup> (Elster und Geitel),

<sup>1</sup> Diss. München. Techn. Hochschule 1908; Meteorol. ZS., 22, 102 (1905); 24, 337 (1907).

<sup>2</sup> Phys. ZS., 11, 189 (1910); Mem. Acad. Lincei, 28 (1910); см. также C. Costanzo и C. Négro, Phys. ZS., 7, 350, 921 (1906) и Jahrb. f. Radion. u. Elektr., 5, 120 (1908).

<sup>3</sup> Jahresb. Preuss. Meteorol. Inst., Potsdam. 1911, p. 179.

<sup>4</sup> Meteorol. ZS., 39, 144, 1922.

<sup>5</sup> Meteorol. ZS., 39, 252, 1922.

<sup>6</sup> Полный указатель литературы см. W. Kolhörster, «Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre» (Hamburg: Verlag Henri Grand, 1924).

<sup>7</sup> Phys. ZS., 2, 116, 560, 590 (1900—1901).

так же как и Вильсон (C. T. R. Wilson)<sup>1</sup>, установили, что воздух в совершенно замкнутом сосуде всегда слабо ионизован даже и в том случае, если первоначально содержащиеся в нем радиоактивные вещества давно уже распались. Мак-Ленан (Мак Lenpan) и Бэртон (Burton)<sup>2</sup>, Резерфорд (Rutherford) и Кук (Cooke)<sup>3</sup> нашли, что ионизация в замкнутом сосуде может быть значительно понижена, если его окружить со всех сторон возможно более толстыми слоями вещества, свободного от радиоактивных загрязнений. Таким образом часть ионизации возникает от причины, находящейся вне сосуда, — от излучения, которое подобно  $\gamma$ -лучам радиоактивных веществ обладает способностью проникать через металлические стенки не слишком большой толщины («проникающее излучение»).

Опыты Мак-Ленана<sup>4</sup>, Вульфа<sup>5</sup>, Гоккеля и Вульфа<sup>6</sup>, Райта<sup>7</sup> и других показали, что ионизация уменьшается уже и в том случае, если ионизационную камеру вместо суши поместить над водой или льдом. Отсюда следует, что большая часть проникающего излучения вызывается находящимися в почве радиоактивными веществами. Некоторые авторы защищали взгляд, что на полный эффект проникающего излучения оказывают существенное влияние находящаяся в воздухе эманация радия и ее продукты распада вместе с радиоактивными осадками (радий-А и т. д.), отложившимися на поверхности почвы под действием нормального электрического поля земли; однако этот взгляд был опровергнут результатами экспериментов и вычислений.

Если почва является главным источником проникающего излучения, то следует ожидать, что это излучение по мере поднятия над поверхностью земли должно быстро уменьшаться. Первые наблюдатели на башнях хотя и получили некоторое уменьшение излучения, однако оно было значи-

<sup>1</sup> Proc. Camb. Phil. Soc., 11, 62 (1900); Proc. Roy. Soc., A. 68, 151; 69, 277 (1901).

<sup>2</sup> Phys. ZS., 4, 553 (1902—1903); Phil. Mag. (6), 6, 343; Phys. Rev. 16, 184 (1903).

<sup>3</sup> Phys. Rev., 16, 183 (1903).

<sup>4</sup> Phys. ZS., 9, 440, (1908).

<sup>5</sup> Phys. ZS., 10, 997 (1909).

<sup>6</sup> Phys. ZS., 9, 907 (1908).

<sup>7</sup> Phil. Mag. (6), 17, 295 (1909).

тельно меньше ожидаемого. Первые наблюдения на воздушных шарах при полете Бергвица (K. Bergwitz)<sup>1</sup> и трех полетах Гоккеля<sup>2</sup> были искажены инструментальными недостатками и не дали количественно надежных результатов. Все-таки Гоккель смог заключить, что на высотах до 4 000 м полное излучение не отличается существенно от излучения у поверхности почвы. Улучшенная аппаратура позволила Гессу<sup>3</sup> при десяти подъемах на воздушных шарах в 1911—1912 годах показать, что проникающее излучение до высоты 1 000 м несколько убывает, но после 2 000 м снова заметно возрастает. Начиная с 3 000 м это увеличение становится очень сильным, и на высоте 5 км полная ионизация в камере была уже в 2—3 раза больше, чем у поверхности почвы. Из этих наблюдений Гесс заключил о существовании весьма проникающего излучения внеземного происхождения, которое входит в атмосферу сверху и у поверхности почвы производит часть наблюдаемой в камере ионизации. Затем Кольхерстер<sup>4</sup> после дальнейших усовершенствований аппарата предпринял еще 5 полетов на воздушном шаре. Результаты этих измерений до высоты 5 км подтвердили результаты Гесса и позволили наблюдать дальнейшее огромное возрастание излучения вплоть до 9 км. Позднее наблюдения на горах (Гоккель, Кольхерстер) также показали заметное увеличение излучения.

Некоторые авторы сомневались в существовании нового излучения; однако после измерений коэффициента поглощения этого излучения Кольхерстером на Юнгфрау и на вершине Менх (Швейцария), а также после измерений Миллика (R. A. Millican) и его сотрудников Отиса, Боуена, Камерона (Otis, Bowen, Cameron) на горах в Калифорнии, при полетах на аэропланах и с шарами пилотами, поднимаемыми до 16 км и снабженными регистрирующими аппаратами, можно считать доказанным существование этого идущего сверху чрезвычайно жесткого излучения.

Швейдлер для этого излучения ввел название «Излу-

<sup>1</sup> Habilit. Schrift, Braunschweig (1910).

<sup>2</sup> Phys. ZS., 11, 280 (1910); 12, 595 (1911).

<sup>3</sup> Phys. ZS., 12, 998 (1911); 13, 1084 (1912).

<sup>4</sup> Phys. ZS., 14, 1066, 1153 (1913).



чение Гесса». Мы будем употреблять термин «ультра-гамма-лучи» (введенный Гессом) или немецкое название «Höhenstrahlung»<sup>1</sup> (впервые введенное Кольхерстером).

Ионизация, наблюдаемая в замкнутом сосуде, таким образом очень сложного происхождения: частью она производится излучением, пронизывающим ионизационную камеру сверху, частью излучениями, которые исходят от стенок самой ионизационной камеры и вызываются или благодаря радиоактивным примесям к материалу стенок или, быть может, также в результате их собственной активности (достоверно еще не установленной). Излучение, вызываемое двумя последними причинами, называют остаточным излучением или излучением стенок.

Путем тщательного выбора и очищения материала стенок это излучение удалось свести к очень незначительной величине.

Вторым источником ионизации в камере надо считать  $\gamma$ -излучение содержащихся в земной коре радиоактивных веществ (излучение земли); третий, количественно менее значительный источник,  $\gamma$ -излучение содержащихся в воздухе радиоактивных веществ (излучение воздуха) и, наконец четвертый источник ионизации — упомянутая уже выше ультра-гамма-излучение, проникающая способность которой значительно больше, чем у обыкновенных  $\gamma$ -лучей.

Это космическое излучение в качестве ионизатора свободной атмосферы играет таким образом важную, если не решающую роль, так как над океаном оно действует в такой же мере, как над сушей, между тем, как нам известно, все другие более важные ионизаторы над морем почти совершенно отсутствуют. Мы рассмотрим прежде всего методы измерения ионизации в замкнутом сосуде, а потом результаты наблюдений полного излучения и его 4 компонентов. В заключение будут приведены теоретические соображения о происхождении ультра-гамма-радиации.

<sup>1</sup> Недавнее доказательство большой проникающей способности ультра-гамма-излучения, данное Милликеном и его сотрудниками (1925), дало повод таким американским естественно-научным журналам, как «Science» и «Scientific Monthly», назвать эти лучи «Лучами Милликена». Так как здесь дело шло только о подтверждении и расширении результатов открытия, сделанного европейскими исследователями от 1911 до 1913 гг., то от этого наименования следует отказаться, как от неточного и вводящего в заблуждение.

## 2. Методы измерения.

Ионизационный сосуд обыкновенно делается из металла и имеет цилиндрическую или шаровидную форму. Внутренний электрод (осевой штифт или небольшой шарик, помещенный в центре камеры), соединяется с высокочувствительным электрометром. Разность потенциалов, наложенная между внутренним электродом и стенками камеры, должна быть достаточной для обеспечения тока насыщения; для камер от 1 до 4 литров вместимостью достаточные для этого напряжения составляют от 100 до 200 вольт. Для измерений можно пользоваться как методом заряжения, так и методом разряжения. В последнем методе электрометр с внутренним электродом заряжается до достаточно высокого потенциала, и потом непрерывно наблюдается скорость разряда системы. Если  $C$  — электроемкость ионизационной камеры с электрометром, и за время  $t$  секунд наблюдается падение потенциала от  $V_0$  до  $V_t$  вольт, то потеря заряда в секунду, выраженная в электростатических единицах, будет  $C(V_0 - V_t)/300t$  и соответствует току насыщения, вызываемому проникающим излучением и остаточным излучением в камере (объем  $W$ ). Если  $q$  искомый полный ионизационный эффект (выраженный в парах ионов на  $1 \text{ см}^3$  в секунду) и  $\varepsilon$  элементарный заряд, то

$$q = \frac{C}{300 \cdot \varepsilon \cdot W} \cdot \frac{dV}{dt},$$

где  $\frac{dV}{dt}$  — потеря напряжения системы в вольтах в секунду, которая при токе насыщения и постоянстве ионизации идентична с наблюдаемой величиной  $(V_0 - V_t)/t$ . Поправка на изоляцию определяется отдельно и составляет большей частью менее 1%, наблюдаемого полного тока; она учитывается при вычислении вычитанием из наблюдаемого тока.

Метод заряда в известной мере является обращением только что описанного метода; сама ионизационная камера, благодаря соединению с постоянным источником напряжения, заряжается до нескольких сот вольт, в то время как внутренний электрод вместе с электрометром заземляется в начале измерения. Как только заземление уничтожено, стрелка или нить электрометра начинает двигаться соответственно

с количеством ионов, достигающих внутреннего электрода; скорость заряжения (уменьшенная на дефект изоляции) точно соответствует  $\frac{dV}{dt}$  прежней формулы.

Само измерение относительно просто, однако дело при этом идет об очень малых силах тока. Ионизационной силе  $=10$  (т. е. 10 пар ионов на  $1 \text{ см}^3$  в секунду) соответствует в ионизационной камере в 1 литр вместимостью сила тока, равная только  $1,6 \cdot 10^{-15}$  ампера.

Чтобы при данной небольшой естественной ионизации получить возможно большую потерю напряжения системы, надо или как можно меньше сделать емкость всей системы, или достаточно большим выбрать объем ионизационной камеры.

Эффект можно усилить, наполняя камеру газом, более плотным, чем воздух, или, что то же самое, сжимая последний. Внутренние стенки камеры покрывают слоем металла высокого атомного веса, чтобы вызываемое там вторичное излучение увеличивало ионизационный эффект.

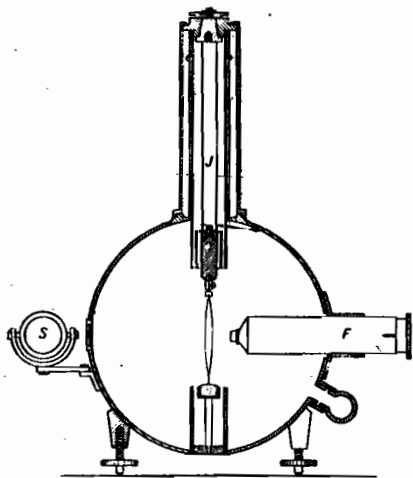


Рис. 9. Аппарат В у л ь ф а для измерения проникающего излучения.

Для портативных установок почти исключительно применяются нитяные электрометры, особенно двунитный электрометр В у л ь ф а. Сама ионизационная камера должна быть наполнена свободным от пыли, сухим воздухом (или другим газом), не содержащим радиоактивных составных примесей. Особенно целесообразным показал себя аппарат, сконструированный В у л ь ф о м <sup>1</sup>.

В этом приборе цилиндрический сосуд электрометра

сам служит ионизационной камерой, причем в качестве внутреннего электрода в середине цилиндра помещена заряженная

<sup>1</sup> Phys. ZS., 10, 152, 997 (1909).

пара нитей. Общая емкость прибора снижена приблизительно до 1 см. Рис. 9 показывает вертикальное сечение аппарата Вульфа. Расхождение пары нитей измеряется микроскопом с окулярным микрометром *F*. Поле зрения освещается сзади зеркалом *S*. Чтобы можно было в отдельности определить дефект изоляции, в аппарате имеется узкий цилиндр (вплотную окружающий систему нитей), который во время испытания изоляции, опускаясь сверху, отделяет систему нитей от остального ионизационного пространства. Аппарат совершенно непроницаем для воздуха и воды, так что в опытах с экранированием им можно пользоваться также и под водой. Система нитей заряжается при помощи не изображенного на рисунке действующего извне приспособления. Для измерений на воздушных шарах аппарату была придана большая устойчивость Гюнтером (Günther) и Тегетмейром (Tegtmeyer), и он был снабжен температурной компенсацией.

Дальнейшие существенные улучшения аппарата для измерений при подъемах на воздушных шарах были введены Кольхерстером <sup>1</sup>. Механический зарядник был заменен магнитным заряжающим приспособлением, и сопротивляемость аппарата давлению была увеличена при одновременном исключении еще существовавшей незначительной чувствительности к температурным колебаниям.

Совсем недавно тем же автором <sup>2</sup> построен аппарат, электрометрическая система которого названа им «двупетельным электрометром» («Zweischlingenelektrometer») (рис. 10 и 11) <sup>3</sup>. Две конгруэнтные петли, сделанные из металлизированных кварцевых нитей, свободно подвешены в вертикальной плоскости и прикреплены в незначительном расстоянии

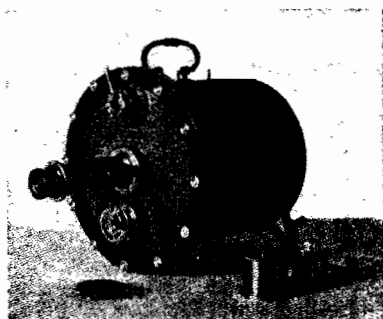


Рис. 10. Аппарат Кольхерстера с системой петель.

<sup>1</sup> Phys. ZS., 14, 1066; Abh. Naturt. Ges. Halle. 1913, Nr. 5; 1914, Nr. 4 ZS. f. Phys., 5, 107 (1921).

<sup>2</sup> ZS. f. Instr. Kunde, 44, 334, 494 (1924); Phys. ZS., 27, 62 (1926).

<sup>3</sup> Из Кольхерстера, Phys. ZS., 27, 62 (1926).



Другие формы регистрирующих установок для проникающего излучения применялись Гоккелем <sup>1</sup>, Бергвицем <sup>2</sup> (K. Bergwitz), Милликеном и Боуэном <sup>3</sup>. Для наблюдений на море Суанн <sup>4</sup> разработал особенно точный метод заряда.

### 3. Полное излучение и его компоненты.

Как было упомянуто, наблюдаемая в замкнутом [сосуде ионизация состоит из 4 компонент. Обозначим ионизационную силу каждого из четырех факторов следующими символами:

- 1) Остаточное излучение (излучение сосуда) . . . . .  $q_0$
- 2) Излучение атмосферы . . . . .  $q_A$
- 3) Излучение земли . . . . .  $q_E$
- 4) Ультра-гамма-излучение (Höhenstrahlung) . . . . .  $q_H$

Числа  $q_0$ ,  $q_A$  и т. д. означают число пар ионов, которые производит рассматриваемый источник излучения в камере в 1 секунду на 1 см<sup>3</sup>. Для краткости в дальнейшем изложении для числа пар ионов, образующихся в 1 секунду в куб. сантиметрах, будем снова пользоваться обозначением « $I$ ». Так например вместо  $q_0 = 3 \frac{\text{пары ионов}}{\text{см}^3 \text{ сек.}}$  будем писать  $q_0 = 3 I$ . Полное излучение есть просто сумма четырех компонент

$$q = q_0 + q_A + q_E + q_H$$

При этом следует иметь в виду, что к отдельным компонентам причисляется и производимое ими вторичное излучение от стенок сосуда. Чтобы получить действие отдельных компонентов в свободной атмосфере, надо при помощи особого опыта определить действие вторичных лучей и потом вычесть его из полного наблюдаемого эффекта.

Если материал стенок выбран по возможности свободным от радиоактивных загрязнений, то найденные в различных

<sup>1</sup> Phys. SZ., 16, 345 (1915).

<sup>2</sup> Elster-Geitel-Festschr., S. 585, Braunschweig 1915.

<sup>3</sup> Phys. Rev. (2), 22, 198 (1923).

<sup>4</sup> Researches Dert. of Terr. Magn. Carnegie Inst. of Washington, III Nr. 175 (1918).

местах значения полного излучения (измеренного большей частью в цинковых сосудах) колеблются от  $q = 4 I$  до  $q = 20 I$ .

Для определения отдельных компонент полной ионизации служат в первую очередь опыты с экранированием или опыты в местах, где почти не производят эффекта те или другие компоненты.

Если хотят исключить излучение воздуха, то аппарат защищают сверху, например достаточно толстой пластиной льда или слоями воды, так что  $\gamma$ -излучение радиоактивных веществ воздуха не может больше проникать в ионизационную камеру. Можно также пользоваться металлическими ширмами, если они не содержат радиоактивных загрязнений. Свинцовая оболочка 7 см толщины уменьшает действие  $\gamma$ -лучей радия-С приблизительно до 1%.

При экранировании земного излучения такие же ширмы должны помещаться под аппаратом (помещая аппарат прямо над поверхностью воды, преследуем те же цели). Наконец, чтобы, совершенно исключить ультра-гамма-излучение, аппарат со всех сторон следует окружить слоями льда или воды приблизительно от 10 до 15 м толщиной. Наблюдаемая еще и тогда ионизация соответствует остаточному излучению.

Приведенные ниже числовые значения основаны на величине элементарного заряда данной Милликеном

$$e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ Э.С.Е.}$$

#### 4. Остаточное излучение (излучение стенок).

При тщательном выборе и очистке металла для цинковых камер, как правило, наименьшее значение остаточного излучения составляет от  $q_0 = 2 I$  до  $q_0 = 4 I$ . Еще более низкие значения достигнуты только в совершенно исключительных случаях: так Бергвиц в горных разработках каменной соли Гевигсбурга на 400 метрах ниже уровня почвы получил  $q_0 = 0,8 I$ , причем цинковая камера со всех сторон была окружена слоями совершенно неактивной каменной соли толщиной по крайней мере 100 м. Гофман<sup>1</sup> при экранировании неактивным свинцом получал  $q_0 + q_H = 1 I$ .

<sup>1</sup> Elster-Geitel.-Festschr., S. 435, Braunschweig, 1915: Ann. d. Phys (4) 62, 738 (1920).

Следующие факторы могут быть рассматриваемы как возможные источники остаточной ионизации в замкнутом сосуде.

а) Загрязнение газа эманацией или другими радиоактивными веществами, находящимися в сосуде или материале стенок. Следует заметить, что среднее содержание эманации радия в свободной атмосфере ( $10^{-16}$  кюри на  $\text{см}^3$ ) уже достаточно, чтобы своим  $\alpha$ -излучением вместе с продуктами распада произвести ионизацию 1,2 I. Если присутствуют также и продукты тория, эффект легко может достигать 2 I и больше. Чтобы совершенно освободиться от этих влияний, достаточно газ, наполняющий камеру, предоставить самому себе в течение приблизительно месяца в герметически закрытом сосуде, так как за это время радиевая эманация распадется полностью.

Много труднее понизить излучение, вызываемое радиоактивными загрязнениями металлических стенок. Упомянутый уже чувствительный метод Гофмана для регистрации ионизации позволяет отличить испускание отдельных  $\alpha$ -частиц от равномерного эффекта  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучей. Гофман<sup>1</sup> нашел, что радиоактивное загрязнение встречается у всех металлов, как на внешней поверхности, так и внутри их. Цинк благодаря своему способу получения содержит особенно незначительные количества таких загрязнений.

Медь и латунь содержат иногда значительные количества радиоактивных загрязнений, приобретенных повидимому еще в процессе металлургической обработки. Хорошие результаты были получены также с камерами из стали и для некоторых опытов с камерами из льда пресной воды. Во всяком случае совершенно неизбежные радиоактивные загрязнения материала стенок можно рассматривать как главный источник остаточного излучения. Протравливание и очищение металла часто очень значительно уменьшает остаточное излучение.

б) Собственная активность материала стенок. При современном состоянии наших знаний о строении химических элементов или материи вообще нельзя исключать известную возможность очень медленного распада всех элементов. Отчетливое указание на такую собственную активность найдено Гофманом до сих пор только для платины.

<sup>1</sup> ZS. f. Phys., 7, 254 (1921); 25, 177 (1924).



В общем же до сих пор нет экспериментальных доказательств самопроизвольного распада обыкновенной материи.

с) Ионизация молекулярными толчками. Ряд авторов — Бергвиц<sup>1</sup>, Симпсон (G. C. Simpson) и Райт<sup>2</sup>, Ланжевен и Рей<sup>3</sup> (J. J. Rey) Мак Ленан (Mac. Lennan) и Мак Леод<sup>4</sup> (A. R. Mac. Leod), Вольфке<sup>5</sup> (M. Wolfke) Кингдон<sup>6</sup> (K. H. Kingdon), Гауер<sup>7</sup> (F. v. Hauer) — занимались теоретически и экспериментально исследованием вопроса, будет ли вследствие теплового движения часть молекул обладать достаточно большими скоростями, чтобы при столкновении с другими молекулами производить ионы. Быстрое возрастание остаточной ионизации с температурой, которое следует ожидать в этом случае, экспериментально установлено не было. (Паттерсон<sup>8</sup> (Patterson), Девик<sup>9</sup> (A. Devik) Кунсман<sup>10</sup>). Теоретические исследования не дали совершенно согласных результатов. Однако можно считать установленным, что при комнатной температуре ионизационный эффект молекулярных толчков много слабее, чем наблюдаемая остаточная ионизация. Так как экспериментально наблюдаемые самые малые значения последней при комнатной температуре (0,8 I) приблизительно в 10 раз меньше, чем эффект проникающего излучения, то постоянная ионизация газа молекулярными толчками при подобных измерениях не может вообще играть заметной роли.

### 5. Излучение воздуха и земли.

Ионизирующие силы обоих компонент  $q_L$  и  $q_E$  можно определить вычислением и экспериментально. Если известно содержание радиоактивных веществ в почве и воздухе, а также и соответствующие коэффициенты поглощения  $\gamma$ -лучей, то

<sup>1</sup> Habilit. Schrift., Braunschweig 1910.

<sup>2</sup> Proc. Roy. Soc. London A. 85, 175 (1911).

<sup>3</sup> Le Radium 10, 142 (1913).

<sup>4</sup> Phil. Mag. (6), 26, 740 (1913).

<sup>5</sup> Le Radium, 10, 137; Phys. ZS., 18, 34 (1917).

<sup>6</sup> Phil. Mag. (6) 32, 190, 397 (1916).

<sup>7</sup> Phys. ZS., 17, 583; 18, 98 (1916—1917).

<sup>8</sup> Phil. Mag. (6) 6, 231 (1903).

<sup>9</sup> Sitz.-Ber. Heidelb. Ak. d. Wiss. 24 (1914).

<sup>10</sup> Phys. Rev. (2), 16, 349, 366 (1920).

действие их  $\gamma$ -излучения в ионизационной камере, находящейся вблизи поверхности земли, можно вычислить, суммируя их действие в воздухе и почве, см. Ив<sup>1</sup> (A. S. Eve), Стронг<sup>2</sup> (W. W. Strong), Курц<sup>3</sup> (K. Kurz), Симсон и Райт (loc. cit., стр. 114), Гесс<sup>4</sup> и Кольхерстер<sup>5</sup>.

Продукты распада эманации радия в воздухе дают ионизацию 0,1I. Оценивая действие продуктов ториевой и актиновой эманаций, находящихся в воздухе близ почвы также высоко, для излучения атмосферы получаем  $q_L = 0,2I$ .

Если принять, что содержание радия в верхних слоях почвы (аллювий) в среднем около  $1,2 \cdot 10^{-12} \text{ г}$  на  $2$  материала почвы и оценивая эффект  $\gamma$ -излучения продуктов тория и урана  $X_2$  в почве такой же величиной, как и эффект, даваемый продуктами радия, для полного излучения земли получаем приблизительно  $q_E = 2,7I$ .

Над первичными горными породами богатыми радием,  $q_E$  конечно может возрасти больше, чем до  $10 I$ . Эта оценка чрезвычайно хорошо согласуется с результатами экспериментальных исследований Гесса<sup>6</sup> и Кольхерстера<sup>7</sup>, которые в аллювиальных областях около Вены и в Ваникое (Турция)<sup>8</sup> получили для излучения земли  $2,5 I$ .

Предполагается также возможным, что радиоактивные продукты распада, осаждаемые под влиянием нормального электрического поля земли на ее поверхности, на самом аппарате и на окружающих телах могут увеличивать излучение земли «поверхностное излучение»). Однако вычисления Швейдлера<sup>8</sup> показали в согласии с приблизительной оценкой Симпсона и Райта (loc. cit., стр. 111), что это поверхностное действие может производить самое большее  $0,04 I$ .

В общем можно сказать, что излучение земли, смотря по материалу почвы, составляет от  $2$  до  $10 I$ , но излучение воздуха в среднем только  $0,2 I$ . Обе компоненты изменяются в зависимости от времени и места. На излучение земли мо-

<sup>1</sup> Phil. Mag. (6), 12, 189 (1906); 21, 26 и 22, 551 (1911).

<sup>2</sup> Phys. ZS., 9, 117 (1908).

<sup>3</sup> Phys. ZS., 10, 834 (1909).

<sup>4</sup> Wien. Ber., 122, 1481; Phys. ZS., 14, 1002 (1913).

<sup>5</sup> Abh. Naturg. Ges. Halle (N. F.), 1914, № 4.

<sup>6</sup> Phys. ZS., 14, 610 (1913).

<sup>7</sup> ZS. f. Phys., 11, 379 (1921).

<sup>8</sup> Wien. Ber., 122, 137 (1913).

жет влиять увеличение или уменьшение выхода эманации из верхних слоев почвы (дыхание почвы).

Поглощение излучения земли в почве и атмосфере вычислено Кингом<sup>1</sup> (L. V. King). Получилось, что на 50 м высоты излучение земли падает до 49%, на 83 м до 33%, на 167 м — до 15%, на 333 м — до 3,7% значения у почвы.

Экспериментальные определения излучения земли с учетом остаточного излучения были выполнены во многих местах со времен первых исследований Вульфа<sup>2</sup>. Простейший метод состоит в том, что сначала измеряют например аппаратом Вульфа полное излучение на поверхности почвы, а потом, окружая аппарат со всех сторон землею, погружают его в почву.

При втором опыте излучение земли приблизительно вдвое больше, и так как излучение воздуха в среднем составляет только 0,2 I, то разность интенсивностей ионизации в обоих опытах достаточно точно дает величину излучения земли в рассматриваемом месте. Другой еще более употребительный метод состоит в том, что аппарат сначала помещают над сушей, потом над близ находящейся поверхностью воды, например над озером или прудом. Наблюдаемое всегда уменьшение полного излучения над водой происходит благодаря отсутствию излучения земли. Действием  $\gamma$ -лучей радиоактивных веществ, содержащихся в пресных водах или море, можно совершенно пренебречь. Следующая таблица дает некоторые результаты таких измерений излучения земли.

Наблюдатель	Место	Излучение земли $q_E$
Швейдлер	Зеегам (Верхняя Австрия)	1,9 до 4,0 I
Мак Ленаи	Торонто (Канада)	5,3 I
Симпсон и Райт	Маджесфонтен (Южная Америка)	7,9 I
Кунсман	Калифорния	4,5 I
Бауэр и Суани	Вашингтон (С.-А. С. Ш.)	4,0 I
Гесс	Вена	2,5 I
Кольхерстер	Ваникой (Турция)	2,5 I
Швейдлер	Инсбург (Тироль)	12,0 до 14,0 I

<sup>1</sup> Phil. Mag. (6), 23, 242 (1912); 26, 604 (1913).

<sup>2</sup> Phys. ZS., 10, 997 (1909).

Излучение земли в зависимости от геологических свойств горных пород, на которых установлен аппарат, изменяется, в очень широких пределах.

Обергуггенбергер (V. Oberguggenberger) для излучения земли над доломитом нашел от 0,6 до 7,5 *I*, над раковистым известняком — 2,4 *I*, над лиасовым известняком — 1,3 *I* в хорошем согласии с величинами, которые можно было ожидать из содержания радия и тория в этих породах.

Таким образом в среднем величина излучения земли в ионизационной камере из цинка составляет от 2 до 4 *I*. В свободной атмосфере действие уменьшилось бы, по исследованиям Ива<sup>1</sup> и Гесса<sup>2</sup> приблизительно в отношении 4:5,5, так как там отсутствует вторичное излучение цинковых стенок. Излучение земли в одном и том же месте претерпевает колебания, которые можно объяснить изменением содержания эманации или ее продуктов распада в почвенных слоях до 1 м глубины (Вульф).

Многие наблюдатели нашли ясные указания на годовой, а во многих местах и на суточный период излучения. Максимум падает на теплое время года, минимум на первые его месяцы. Амплитуда составляет в Фрейбурге (Швейцария) по Гоккелю<sup>3</sup> 1,5 *I*; по Келеру<sup>4</sup> в Кольберге (Пруссия) 0,3 *I*, по Кольхерстеру (loc. cit.) в Ваникое (Турция) 0,5 *I*. На вершине Обира (Каринтия) на высоте 2000 м амплитуда колебания точно так же составляет только 0,5 *I* (Гесс и Кофлер)<sup>5</sup>. Суточный период там, где он вообще существует, различен в зависимости от места. При незначительных колебаниях земного излучения в местах с высоким содержанием эманации в воздухе на измерения амплитуды полного излучения может искажающе действовать излучение воздуха. Между интенсивностью полного излучения днем и ночью во многих местах не обнаружено никакой разницы. Кольхерстер<sup>6</sup> дал полнейший анализ дневных колебаний

<sup>1</sup> Phil. Mag., 27, 394 (1914).

<sup>2</sup> Wien. Ber., 122, 1481 (1913).

<sup>3</sup> Phys. ZS., 16, 345 (1915); Neue Denkschr. Schweizer Naturf. Ges. 53, Nr. 1, 1917.

<sup>4</sup> Phys. ZS., 21, 324 (1920).

<sup>5</sup> Phys. ZS., 18, 385 (1917).

<sup>6</sup> Z. Sf. Phys., 11, 379 (1922).

полного излучения в Ваникое. В этом месте колебания полного излучения являются зеркальным отражением колебаний атмосферного давления. Другие колебания полного излучения, связанные с метеорологическими факторами, объясняются колебаниями излучений земли и воздуха, которые идут параллельно выходам  $\beta$ -маныи в атмосферу и зависят от проницаемости почвы.

§ Следует также отметить, что возможны временные повышения полного излучения благодаря выпадению атмосферных осадков, содержащих радиоактивные продукты распада; это было установлено многочисленными наблюдениями. Гоккель (Iosco. cit., стр. 114) нашел однажды во время грозы на хребте Юнгфрау, когда весь прибор был занесен снегом, повышение излучения приблизительно на 2 I.

#### 6. Космическое ультра-гамма-излучение (Höhenstrahlung).

а) Наблюдения с башен, на горах и при полетах на аэростатах и аэропла'нах.

Как уже было замечено во введении, наблюдения с башен хотя и дают уменьшение полного излучения (приблиз. от 1 до 3 I<sup>1</sup>, однако не в той мере, как это следует ожидать. В Париже Вульф<sup>2</sup> у почвы, учитывая остаточное излучение, нашел 6 I, а на Эйфелевой башне (высота 300 м)—3,5 I. Из этих опытов Вульф заключил, что или существует другой источник  $\gamma$ -лучей в высоких слоях воздуха, или поглощение  $\gamma$ -лучей в воздухе значительно меньше, чем принимали до сих пор. Однако решающего значения наблюдениям с башен нельзя приписывать уже потому, что стены или железные части сооружений в зависимости от местных условий сами могут или излучать или действовать экранирующе. Поэтому перешли к опытам на воздушных шарах. Первые 4 подъема (Бергвиц, Гоккель, см. цитату § 23 (1) не привели к надежным результатам. Из наблюдения Гоккеля на высоте от 2 до 3 км получается небольшое увеличение излучения, если отнести наблюдение к нормальному давлению.

<sup>1</sup> J. C. Mc. Lennan (u. Macallum). Phys. ZS. 8. 556, 1907; Phil. Mag. (6), 22, 639, (1911); K. Bergwitz, Habilitationsschr, Braunschweig (1910) и Elster—Geitel-Festschr., Braunschweig (1915).

<sup>2</sup> Phys. ZS., II, 811 (1910).

Непосредственные измерения Гессом<sup>1</sup> коэффициента поглощения  $\gamma$ -лучей радия=С показали, что поглощение в действительности происходит так, как ожидали, и поэтому излучение земли уже на нескольких сотнях метров высоты не должно оказывать совершенно никакого влияния.

Десять подъемов Гесса (loc. cit., § 23 (1) на воздушном шаре с улучшенной аппаратурой привели к упомянутому уже во введении основному результату: до высоты 1 000 м существует слабое уменьшение проникающего излучения, затем следует увеличение сначала медленное, затем более сильное. Отсюда Гесс заключил о существовании неизвестного до сих пор излучения, проникающего в атмосферу сверху и значительно более жесткого, чем известные  $\gamma$ -лучи («Höhenstrahlung» или ультра-гамма-лучи)<sup>2</sup>.

Числовые результаты помещены в следующей таблице вместе с величинами излучения до высоты 9 км, полученными позднее Кольхерстером<sup>3</sup> с еще более усовершенствованной аппаратурой.

Высота над уровнем моря	Средняя разность ионизации по отношению к земной поверх- ности		Высота над уровнем моря	Средняя раз- ность ионов по отношению к земле (Кольхер- стер) 1913—1914
	Гесс 1912—1913	Кольхерстер 1913 г.		
0,5 км	— 1,1	— 1,7 I	5,5 км	+ 22,1 I
1,0 »	— 1,1	— 1,5 I	6,0 »	+ 28,0 I
1,5 »	0,0	+ 0,4 I	6,5 »	+ 37,0 I
2,0 »	0,0	+ 1,0 I	7,0 »	+ 45,2 I
2,5 »	+ 1,3	+ 2,6 I	7,5 »	+ 54,0 I
3,0 »	+ 1,3	+ 4,2 I	8,0 »	+ 62,5 I
3,5 »	+ 4,0	+ 5,8 I	8,5 »	+ 71,0 I
4,0 »	—	+ 9,1 I	9,0 »	+ 79,0 I
4,5 »	+ 16,3	+ 11,8 I	9,3 »	+ 85,0 I
5,0 »	(до 5 200 метров)	16·2 I		

<sup>1</sup> Phys. ZS., 12, 998 (1911).

<sup>2</sup> Термин ультра-гамма-лучи был первоначально предложен Гессом Phys. ZS., 27, 159 (1926).

<sup>3</sup> Verh. D. Phys. Ges., 16, 719, 1914; Phys. ZS., 14, 1066, 1153, 1913.

Кинг<sup>1</sup> предполагал, что возрастание излучения с высотой вызывается радиоактивными веществами, осевшими на шаре во время его полета. Это возражение было опровергнуто тщательными измерениями излучения над оболочкой шара немедленно после приземления (Гесс). Вычисления Швейдлера приводят к таким же результатам (Iosso. cit., стр. 116).

В приведенной таблице даны только разности ионизирующего действия, наблюдаемые на высоте и на поверхности почвы, ибо эти числа всего нагляднее показывают первоначальное уменьшение и дальнейшее возрастание с высотой. Числа являются средними величинами из наблюдений с многими аппаратами. Так как излучение земли, начиная уже с 1000 м может быть положено равным нулю, а излучение воздуха очень незначительно, то данные числа можно рассматривать как интенсивности проникающего излучения на разных высотах, если к ним предварительно добавить величину проникающего излучения у почвы (1,2 I), определенную позднее описанными методами.

После открытия и подтверждения космического проникающего излучения упомянутыми опытами на воздушных шарах, ряд авторов занимался экспериментальными исследованиями в этой области. Гоккель<sup>2</sup> на глетчерах, высотой от 2800 м до 3400 м, определил интенсивность проникающего излучения от 3 до 4 I. Подобные же величины получил Клейншмидт (Kleinschmidt) при подъемах змеев над Боденским озером. Обергугенбергер (Iosso cit., стр. 117) для величины проникающего излучения в горах на 2000 м высотой получил 2,5 I и на высоте 2900 м 4,7 I, тогда как Кольхерстер<sup>3</sup> на вершине Юнгфрау (3500 м) получил 5,3 I. Марсден<sup>4</sup> в Новой Зеландии на потухшем вулкане высотой 2800 м не мог установить никакого повышения интенсивности излучения. Так как излучение земли не измерялось отдельно, то возможно, что разница в его интенсивности у подножия и вершины горы замаскировала увеличение проникающего излучения на вершине.

В Америке эксперименты были выполнены Миллике-

<sup>1</sup> Phil. Mag. 23, 242 (1912).

<sup>2</sup> Phys. ZS., 16, 345 (1915).

<sup>3</sup> Sitz.-Ber. Preuss. Ak. d. W. 34, 366 (1923).

<sup>4</sup> Terr. Magn. 27, 105 (1922).

ном и его учениками Отисом, Гервеем, Камероном и Боуэном<sup>1</sup>. Милликену и Боуэну<sup>2</sup> удалось поднять 2 шара-пилота с регистрирующими аппаратами до высот 11 и 15,5 км. Последний подъем дал среднее значение  $q_H$  приблизительно 30 I для высоты от 5 до 15 км. Согласно кривой Кольхерстера, на высоте 10 км следовало бы ожидать приблизительно в 3 раза большей величины. Но так как Милликен и Боуэн установили, что их прибор не был совершенно свободен от влияния температуры, то полученные ими значения повидимому неверны, тем более, что Бютнер (K. Büttner)<sup>3</sup> при подъеме на аэроплане до 7 км высоты получил из наблюдений с двумя комплектами приборов такую же кривую возрастания проникающего излучения, что и Кольхерстер: на высоте 7 км  $q_H = 39$  I. Подъемы на аэроплане и наблюдения на горах только что названных американских исследователей до высот от 4 до 5 км также показали повышение интенсивности излучения. Согласие с результатами европейских исследователей было в общем хорошее.

Приведенными результатами наблюдений в свободной атмосфере и на горах существование космического ультра-гамма-излучения можно считать с несомненностью доказанным.

#### б) Наблюдения ультра-гамма-излучения на поверхности земли.

Уже в 1909 году одновременные наблюдения проникающего излучения на море, над и под водою, и их колебания привели Пачини<sup>4</sup> к выводу, что кроме радиоактивных веществ в земле и атмосфере, надо допустить существование другого источника излучения. При помощи метода экранирования, т. е. одновременным измерением излучения над и под водою (или в ледяных пещерах), можно определить долю участия проникающего излучения и на уровне моря. Старые опыты с экранированием частью непригодны,

<sup>1</sup> Phys. Rev. (3), 22, 198, 199; 23, 778 (1923—24); Nature 114, 143 (1924); Phys. Rev. (2), 28, 851 (1926).

<sup>2</sup> Phys. Rev. (2) 22, 198 (1923); 27, 353 (1926).

<sup>3</sup> ZS. f. Geophysik 2, 254 (1926).

<sup>4</sup> Rend. Accad. Lincei (5), 18, 1, 123 (1909); Le Radium 8, 307 (1911).



так как тогда не была еще выяснена необычайная проникающая способность ультра-гамма-излучения. Согласно опытам и вычислениям Швейдлера <sup>1</sup>, Кольхерстера <sup>2</sup> и Гоккеля <sup>3</sup>, ионизирующая способность проникающего излучения над уровнем моря составляет приблизительно от 1 до 2 *I*. Гофман <sup>4</sup> при своих регистрациях в Кенигсберге получил величину  $q_0 + q_H = 1,0 I$ .

с) Исследования при высоких давлениях.

Первые исследования влияния давления газа на ионизацию в замкнутом сосуде дали совершенно неправильные результаты, изменяющиеся в зависимости от относительных интенсивностей четырех компонентов излучения в рассматриваемом сосуде. Мы ограничимся поэтому разбором только новых опытов, которые по инициативе Суанна <sup>5</sup> были произведены Мельвиной Доуней <sup>6</sup> и Фрутом <sup>7</sup> (K. Melvina Downey and Hal. F. Fruth) при таких условиях, что в сосуде кроме очень незначительного остаточного излучения ионизацию могла вызывать только ультра-гамма-радиация. Излучение земли было исключено частью расположением аппарата над водою, частью посредством толстых бетонных стен. Опыты были произведены с сосудом наполненным при 80 атмосферах давления воздухом, азотом, кислородом, двуокисью углерода, тщательно освобожденными перед этим от эманации. Сначала приблизительно до 30 атмосфер ионизация возрастала пропорционально давлению, именно увеличение ионизации на 1 *I* соответствовало увеличению давления на 1 атмосферу. У азота и смеси четырех частей азота с частью кислорода, возрастание продолжается до самых высших давлений: у остальных же газов достигается наконец предельная величина ионизации. Это поведение газов в настоящее время еще не объяснено. С некоторою осторожностью Суанн из экспериментальных данных заключает, что на

<sup>1</sup> Wien. Ber. 121, 1297 (1912); 122, 137 (1913); 126, 1009 (1917); Elster.—Geitel-Festschr., Braunschweig, (1915).

<sup>2</sup> Phys. ZS., 14, 1066 (1913); ZS. f. Phys., 11, 379 (1922); см. также Ber. Preuss. Ak. d. Wiss. 34, 366 (1923).

<sup>3</sup> Loc. cit.

<sup>4</sup> Phys. ZS. 25, 177 (1924); 26, 40 (1925).

<sup>5</sup> Bull. Nat. Res. Council, Amer. Geophys. Union, Rept. 17, 65 (1922).

<sup>6</sup> Phys. Rev. (2), 16, 420 (1920); 20, 186 (1922).

<sup>7</sup> Phys. Rev. (2), 22, 109 (1923).

уровне моря при атмосферном давлении проникающим излучением вызывается прямо или косвенно значительно менее одного иона.

Совершенно подобные результаты были недавно получены при давлениях до 75 атмосфер Броксоном (James W. Broxon)<sup>1</sup>; при некоторых предположениях о количестве жестких и мягких вторичных лучей, образуемых первичным излучением на стенках сосуда и в газе, могут быть также получены теоретические кривые<sup>2</sup>, которые хорошо согласуются с кривыми возрастания ионизации с давлением, найденными экспериментально.

Согласно предварительному сообщению Суанна<sup>3</sup>, другие измерения на горе Пайк Пик (Колорадо) на высоте около 4 км в толстостенном железном сосуде при высоком давлении обнаружили возрастание на каждую атмосферу только в 0,75 I.

#### д) Коэффициент поглощения ультра-гамма-излучения.

Если предположить, что новое излучение поглощается по экспоненциальному закону, аналогично гамма-лучам радиоактивных веществ, тогда из кривой увеличения проникающего излучения с высотой легко можно вычислить его коэффициент поглощения. Если принять, что эти лучи идут параллельным пучком (источник излучения чрезвычайно удален), то сила ионизации в атмосфере должна убывать книзу, и после прохождения сквозь слой толщиной  $d$  ионизация выразится формулой

$$q_d = q_0 \cdot e^{-\mu d},$$

где  $\mu$  — коэффициент поглощения нового излучения. Вычисления Кольхерстера<sup>4</sup>, Швейдлера<sup>5</sup> и Зейлигера<sup>6</sup> в зависимости от сделанного предположения о месте возникно-

<sup>1</sup> Phys. Rev. (2) 27, 542 (1926).

<sup>2</sup> Phys. Rev. (2) 28, 1 071 (1926).

<sup>3</sup> Bull. Amer. Phys. Soc., Vol. I., № 12, December, 1926, p. 14.

<sup>4</sup> Abh. d. Naturt. Ges. Halle (N. F.), 1914, Nr. 4; Verh. d. D. Phys. Ges., 16, 719 (1914).

<sup>5</sup> Elster—Geitel-Festschrift, Braunschweig (1915), S. 411.

<sup>6</sup> München. Sitz.-Ber., 1 (1918).

вения нового излучения (космическое пространство, верхние слои атмосферы...) дали величины коэффициента поглощения между  $0,5$  и  $1,0 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ ; в результате прямых определений Гессом коэффициента поглощения  $\gamma$ -лучей радия  $= C$  получилась величина  $4,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ . Таким образом ультра-гамма-излучение приблизительно в 10 раз более проникающее, чем  $\gamma$ -лучи. Первые измерения поглощения ультра-гамма-излучения в воде были, повидимому, выполнены Гоккелем (Hocke, стр. 118). Особенно тщательные определения коэффициента поглощения этого излучения в воде и льде были недавно произведены Кольхерстером<sup>1</sup> они дали среднее значение  $\mu$  (в воде)  $2,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , тогда как коэффициент поглощения  $\gamma$ -лучей радия  $= C$  равен  $3,9 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . Таким образом, в то время как последние ослабляются наполовину уже слоем воды в 18 см, для проникающего излучения необходим слой воды толщиной более чем 300 см. В следующей таблице собраны эти и другие новые результаты измерений коэффициента поглощения ультра-гамма-лучей в воде, произведенные Милликеном и Камероном, Мысовским и Тувимом, Бюттнером и Суаном.

Коэффициент поглощения проникающего излучения в воде составляет таким образом от 2 до  $3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  и, следовательно, приблизительно в 15 раз меньше, чем коэффициент поглощения  $\gamma$ -излучения радия  $= C$  ( $3,9 \cdot 10^{-2}$ ).

Из результатов измерений поглощения проникающего излучения, выполненных на уровне моря с толстыми слоями свинца, Гофман<sup>2</sup> вывел заключение, что на этой высоте не существует значительного количества излучения большей проникающей силы, чем  $\gamma$ -лучи. Стоящие в противоречии с таким выводом результаты опытов с поглощением проникающего излучения в воде и льде, он объясняет тем, что в веществах, состоящих из элементов низкого атомного веса, рассеяние излучения значительно больше, чем истинная абсорбция, и что последняя в воде и воздухе чрезвычайно ничтожна. Это привело к следствию, что даже минимальное содержание радия и других радиоэлементов в воде вызывает значительную ионизацию в погруженном в нее замкнутом

<sup>1</sup> Sitz.-Ber., Preuss. Ak. d. Wiss., 34, 366 (1923); ZS. f. Phys., 36, 147 (1926).

<sup>2</sup> Phys. ZS., 26, 669 (1925).

## Коэффициенты поглощения ультра-гамма-излучения

Наблюдатели	Поглощающ. среда	Вычисление произвели	$\mu_{H_2O}$ в см <sup>-1</sup>
Кольхерстер . . . . .	0—9,300 м	Кольхерстер — 1914 <sup>1</sup>	5,5.10 <sup>-3</sup>
» . . . . .	0—9,300 »	Швейдлер — 1915 <sup>2</sup>	5,8.10 <sup>-3</sup>
» . . . . .	0—9,300 »	Линке — 1916 <sup>3</sup>	3,6.10 <sup>-3</sup>
» . . . . .	0—9,300 »	З-елигер — 1918 <sup>4</sup>	3,8.10 <sup>-3</sup>
» . . . . .	2,300—3,500 »	Кольхерстер — 1923 <sup>5</sup>	2,6.10 <sup>-3</sup>
» . . . . .	2,300 »	» — 1923	1,6.10 <sup>-3</sup>
» . . . . .	3,550 »	» — 1923	2,7.10 <sup>-3</sup>
» . . . . .	40 »	» — 1923	2,0.10 <sup>-3</sup>
Милликен . . . . .	1,400 »	Милликен — 1925 <sup>6</sup>	1,8—3,0.10 <sup>-3</sup>
» . . . . .	3,900 »	Милликен и Камерон	1,8—3,0.10 <sup>-3</sup>
Мысовский и Тувим . . . . .	30 »	М. совский и Тувим — 1925 <sup>7</sup>	3,6.10 <sup>-3</sup>
Бютгнер . . . . .	80 »	Бютгнер <sup>8</sup>	2,5.10 <sup>-3</sup>
» . . . . .	80—6,300 »	»	3,3.10 <sup>-3</sup>
Суанн . . . . .	0—4,000 »	Суанн <sup>9</sup>	4,2.10 <sup>-3</sup>
Среднее			2,2.10 <sup>-3</sup>

<sup>1</sup> Abh. d. Naturt. Ges. Halle (N. F.), № 4, (1914).<sup>2</sup> Elster-Geitel-Festschrift, Braunschweig, (1915), стр. 411.<sup>3</sup> Meteorol. ZS. 33, 157 (1916).<sup>4</sup> München. Ber., (1918), стр. 1.<sup>5</sup> Berliner Ber., (1923), стр. 336.<sup>6</sup> Scientific Monthly, December, 1925, p. 661; Proc. Nat. Akad. of Sc., 18, 48, 1926, Phys. Rev. (2), 28, 851, 26.<sup>7</sup> ZS. f. Phys., 35, 299 (1925).<sup>8</sup> ZS. für Geophys., 2, 254, (1926), взято из Angenheister «Atmosph. Elektr.» в Handb. d. Physik, XIV (1926), стр. 433, изд. Geiger'ом и Scheel'ем.<sup>9</sup> Bull. Amer. Phys. Soc., Vol I, № 12, December, (1926), p. 14.

сосуде. Серьезные возражения против этого вывода Гофмана были сделаны Гессом<sup>1</sup>.

Во всяком случае можно принять, что благодаря невозможности чисто экспериментального разделения явлений рассеяния и истинной абсорбции, приведенный коэффициент поглощения проникающего излучения следует рассматривать как несколько неточный.

В самое последнее время Гофману<sup>2</sup> при помощи чрезвычайно чувствительного прибора удалось показать, что на уровне моря радиация может быть ослаблена наполовину только после прохождения 70 см свинца. Из этих измерений для коэффициента поглощения более жесткой компоненты излучения получается величина  $\mu (H_2O) = 0,9 \cdot 10^{-3} \text{ л см}^{-1}$ , несколько меньшая, чем приведенная выше. Проникающее излучение неоднородно, т. е. оно состоит из компонент, значительно отличающихся по длинам волн и коэффициентам поглощения. Это особенно ясно видно из измерений Бюттнера<sup>3</sup>, Кольхерстера и Милликена с Камероном (loc. cit.). Последние авторы из своих наблюдений над поверхностью озера, образованного из растаявшего снега на высоте 3900 м, нашли уменьшение ионизации в своем аппарате до глубины 15 м. Они показали, что кривая поглощения не соответствует однородному излучению. Совершенно так же, как в хорошо известном эффекте Комптона в случае лучей Рентгена, здесь происходит постепенное преобразование первичного излучения во вторичную, третичную и т. д. радиацию большей длины волны и, следовательно, меньшей частоты, вдобавок в среде, пронизываемой космическими лучами, образуются вторичные  $\beta$ -лучи большой скорости. Согласно теории Комптона<sup>1</sup> в каждой отдельной стадии процесса рассеяния половина начального кванта энергии  $h\nu$  первичной радиации (частота  $\nu$ ) переходит к освобожденному электрону; последний выбрасывается почти в том же направлении, как и первоначальный луч. Другая половина энергии переходит в кванту энергии частоты  $\frac{\nu}{2}$ . Третичная радиация

<sup>1</sup> Phys. SZ., 27, 159 (1926).

<sup>2</sup> Ann. d. Phys. (4), 80, 780—807 (1926); Die Naturwiss., 14, 1004 (1926).

<sup>3</sup> ZS. f. Geophys., 2, 187, 251, 291 (1926).

<sup>4</sup> Phys. Rev. (2), 21, 494 (1923).

соответственно имеет частоту  $\frac{\nu}{4}$  и т. д. В дополнение к первичной радиации наибольшей проникающей способности (высшей частоты) должны поэтому также существовать на каждой данной высоте вторичные, третичные и т. д. лучи меньшей жесткости вместе с освобожденными ими электронами. Однако эти последние должны иметь гораздо больший пробег и скорость, чем наиболее быстрые  $\beta$ -лучи радиоактивных веществ.

Самый жесткий компонент ультра-гамма лучей должен иметь коэффициент поглощения (в воде)  $1,8 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ , согласно Милликену и Камерону, или  $0,9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , согласно Гофману. Доля мягкого излучения должна быть больше на больших высотах, как это следует из измерений поглощения, выполненных на горах с свинцовыми экранами <sup>1</sup>.

Если сделать наиболее вероятное допущение, что ультра-гамма-излучение представляет собой колебательный процесс большей частоты, чем обычные  $\gamma$ -лучи, то можно вычислить его длину волны, пользуясь формулой, выведенной Комптоном (loc. cit.) для лучей Рентгена и подтвержденной для  $\lambda$ -лучей Амадом (N. Ahmad) <sup>2</sup>.

В этой формуле так называемый массовый коэффициент поглощения (частное из коэффициента поглощения и плотности поглощающей среды) выражается как сумма двух величин: «коэффициента рассеяния» и «истинного коэффициента поглощения». В средах малого атомного веса (воздух, вода) последним можно пренебречь по сравнению с первым. Милликен (loc. cit.) вычислил таким путем для двух крайних экспериментальных значений  $\mu/\rho = 1,8$  и  $3,0 \cdot 10^{-3} \frac{\text{см}^2}{\text{гр}}$ . Соответствующие им длины волн  $3,8$  и  $6,3 \cdot 10^{-12} \text{ см}$ .

Из значений Гофмана для наиболее жесткого компонента ультра-гамма-излучения получается длина волны  $2 \cdot 10^{-12} \text{ см}$ . Сравнивая с этим наиболее короткие из известных длин волн  $\gamma$ -лучей радиоактивных веществ (согласно Тиббо <sup>3</sup>),  $\gamma = 0,00557 \text{ А}^\circ$ , т. е.  $56 \cdot 10^{-12} \text{ см}$ , видим, что проникающее

<sup>1</sup> K. Büttner, ZS. f. Geophys., 2, 291 (1926), № 7.

<sup>2</sup> Proc. Roy. Soc., A. 109, 206 (1925).

<sup>3</sup> Compt. Rend., 179, 167 (1924); Journ. d. Phys., 6, 82 (1925).

излучение вполне может быть названо ультра-гамма-излучением, так как его длина волны от 10 до 30 раз меньше и частота соответственно во столько же раз больше, чем у самых жестких  $\lambda$ -лучей.

Разумеется, законность применения вышеприведенной и подобных формул <sup>1</sup> для неизвестной спектральной области проникающего излучения чрезвычайно сомнительна тем более, что при измерениях  $\mu/\rho$  не были выполнены некоторые необходимые условия; приведенные результаты поэтому следует рассматривать только, как попытки определить порядок величины длины волны. Кольхерстер <sup>2</sup>, пользуясь формулой Боте получил несколько более высокие значения.

Вторичные электроны, освобождаемые ультра-гамма-излучением ( $\lambda = 3,8 \cdot 10^{-12}$  см), согласно Милликену, имеют в воздухе пробег больше 50 м, что соответствует ускоряющему потенциалу  $1,5 \cdot 10^7$  вольт. Для более жесткой компоненты ультра-гамма-излучения, найденной Гофманом ( $\lambda = 2 \cdot 10^{-12}$  см) вторичные электроны соответствовали бы 31 000 000 вольт. Однако даже столь быстрые электроны не в состоянии пройти через слой металла (например цинка) в 1 см толщины.

#### е) Направление и колебания интенсивности ультра-гамма-излучения.

Относительно направления этого излучения Гоккель (Iosso cit., стр.117) из опытов в трещинах ледников заключил, что проникающее излучение падает приблизительно перпендикулярно к поверхности земли. Опыты, выполненные Герик (Miss I. Herrick) по инициативе Суанна (см. ссылку на стр. 122), не дали никаких определенных результатов. Однако получилось указание на то, что излучение идет сверху. Следуя ходу мыслей Гоккеля и предложению Нернста, Кольхерстер <sup>3</sup> и Салис (G. v. Salis) предприняли ряд измерений в летние месяцы от 1923 до 1926 г. на леднике близ хребта Юнгфрау (3550 м высотой). Во всех опытах получился отчетливый суточный ход, амплитуда которого состав-

<sup>1</sup> W. Bothe, ZS. f. Phys., 34, 819, 1925; Dirac, Proc. Roy. Soc., A, 111, 405, (1926).

<sup>2</sup> ZS. f. Phys., 36, 147, (1926).

<sup>3</sup> Sitz.-Ber. Preuss. Akad. d. Wiss., 34, 366 (1923); 36, 120 (1925).

ляла приблизительно 15%, полной величины проникающего излучения. При постепенном опускании аппарата в ледниковую трещину амплитуда суточного колебания становилась все меньше и на глубине 10 м исчезала совершенно. Максимум совпадал с моментом кульминации млечного пути и близлежащих областей неба (туманность Андромеды и созвездия Геркулеса). Суточный период изменяется в зависимости от времени года. Аналогичные результаты были получены Бюттнером (Iosso cit.) летом 1926 г. как на высоте от 3 до 4 км, так и на уровне моря при полном экранировании земного излучения.

В противоположность этому Милликен и его сотрудники<sup>1</sup> на высоте 4 000 м над уровнем моря не нашли уменьшения излучения, когда млечный путь закрывался горой; отсюда они вывели, что проникающее излучение идет равномерно по всем направлениям из космического пространства.

Мысовский и Тувим<sup>2</sup> и совсем недавно (1927 г.) Штейнке (E. Steinke) пришли к сходным выводам.

В местах, расположенных на небольших высотах, более старые наблюдения проникающего излучения едва ли могут дать определенные указания на правильные колебания, так как абсолютное значение этой компоненты там слишком мало.

Большинство авторов указывает на отсутствие различия интенсивности излучения днем и ночью. Это было подтверждено также и при измерениях на воздушных шарах (Гесс). Гофман при тщательных регистрациях проникающего излучения в Кенигсберге обнаружил лишь малые неправильные изменения излучения, обычно распределенные на различные часы и лежащие примерно в пределах от 0,96 до 1,09 I.

Мысовский и Тувим<sup>3</sup> связывают неправильные колебания с изменениями в поглощении космического излучения благодаря колебаниям атмосферного давления.

Согласно Бауэру и Суанну<sup>4</sup>, обширные морские наблюдения экспедиции «Карнеги» показали для проникающего и остаточного излучений неправильные колебания между 3,1

<sup>1</sup> Phys. Rev. (2) 28, 851 (1926); Ann. d. Phys. (4), 79, 572 (1926).

<sup>2</sup> ZS. f. Phys. 35, 299 1925; 36, 615, (1926).

<sup>3</sup> ZS. f. Phys., 39, 146 (1926).

<sup>4</sup> Research Department of Terrestrial, Magnetism, Carnegie Institution of Washington, III, № 175 (1918).



и 4,5I. Сходные результаты, полученные при более коротких сериях наблюдений, опубликованы Симпсоном и Райтом <sup>1</sup>, а также Мак Ленаном и Мак Леодом <sup>2</sup>.

По Суанну <sup>3</sup> во время полного солнечного затмения в Нью-Гавене колебания излучения были сильнее, чем в контрольные дни. В общем наблюдения во время солнечных затмений 1912, 1914 и 1918 <sup>4</sup> годов показали, что средняя интенсивность проникающего излучения остается постоянной.

Поэтому совершенно ясно, что ультра-гамма-лучи не могут исходить непосредственно и по прямой линии от солнца.

Во время прохождения кометы Галлея через земную орбиту, в некоторых местах были получены указания на повышение интенсивности проникающего излучения. Виганд <sup>5</sup> принимает, что в это время в верхние слои атмосферы врывается сильно ионизирующая материя.

### г) Гипотезы о происхождении ультра-гамма излучения.

В 1906 году, следовательно еще задолго до открытия самого ультра-гамма излучения, Ричардсон <sup>6</sup> (Richardson) высказал взгляд, что проникающее излучение имеет внеземное происхождение, а именно исходит от солнца. Эта гипотеза оказалась несостоятельной, так как вычисления показали, что излучение радиоактивных веществ, находящихся на земной поверхности, достаточно для объяснения колебаний полного излучения, и что излучение характера обыкновенных гамма лучей не может проникнуть через земную атмосферу, не вызывая в ее высших и средних слоях ионизации, которая в 100 раз превышает наблюдаемую там проводимость.

Наблюдения с воздушных шаров привели Гесса <sup>7</sup> к допущению нового источника излучения, лучи которого прони-

<sup>1</sup> Proc. Roy Soc. A., 85, 175 (1911).

<sup>2</sup> Phil. Mag. (6) 26, 740 (1913).

<sup>3</sup> Phys. Rev. (2) 25, 901 (1925).

<sup>4</sup> De Broglie, Compt. Rend. 154, 1654 (1912); Palazzo, Mem. Soc. Spettro-Ital., VIII (1919); Kolhörster, Die Naturwiss., 7, 412 (1919); Bauer-Fisk, Mauchly, Terr. Mag., 24, 87 (1919).

<sup>5</sup> Phys. ZS., 18, 1 (1917).

<sup>6</sup> Nature, 73, 583 (1906); 74, 55 (1906).

<sup>7</sup> Wien. Ber., 121, 2 001 (1912); 122, 1 053 (1913).

кают в атмосферу сверху. Непосредственно от солнца эти лучи исходить не могут, так как наблюдения не обнаружили никакой разницы между интенсивностью излучения днем и ночью. С другой стороны, количественные соображения показали, что известных радиоактивных веществ в воздухе совершенно недостаточно, чтобы вызвать наблюдаемый эффект, и что проникающая способность этих космических лучей должна быть гораздо больше, чем у обычных гамма лучей.

Теоретическое исследование Швейдлера<sup>1</sup> о возможных причинах проникающего излучения показало, что планеты, солнце, луна и прочие небесные тела не могут быть рассматриваемы как источники такого излучения, если им не приписывать совершенно необычайной величины собственной радиоактивности. Самое простое допущение, которое можно сделать на основании наблюдений, состоит в том, что мировое пространство равномерно наполнено чрезвычайно разреженной космической материей, радиоактивность которой приблизительно только в 100 раз больше, чем земных горных пород. Швейдлер рассматривал также возможность существования в верхних слоях атмосферы неизвестных до сих пор радиоактивных газов, но наблюдаемая кривая возрастания радиации с высотой в этом предположении не может быть объяснена.

Развивая мысль Бонгардса о проникании радиоактивных атомов отдачи из солнца в атмосферу, Свинне<sup>2</sup> (Swinne) полагает, что такие радиоактивные атомы солнечного происхождения могут проникать преимущественно в зону полярных сияний; далее он считает возможным, что космическая пыль, оседающая на полярных снеговых полях, должна быть сильно радиоактивна. Экспериментально это однако не было обнаружено. Следует также заметить, что ультра-гамма-радиацию нельзя объяснить излучением известных радиоэлементов, так как ее коэффициент поглощения приблизительно в 10 раз меньше, чем у самых жестких известных гамма лучей.

Кольхерстер<sup>3</sup> указал, что Виганд уже в 1914 году высказал мысль, что причины проникающего излучения надо

<sup>1</sup> Elster-Geitel-Festschrift, Braunschweig (1915).

<sup>2</sup> Die Naturwiss. 7, 412 (1919).

<sup>3</sup> Das Weltall 14, 97, 114 (1914).

искать в тонко-размельченной активной космической пыли, которая скопляется на границе стратосферы на высоте приблизительно 11 км и выше под влиянием существующей там температурной инверсии. Линке (Linke)<sup>1</sup> независимо развил подобные же соображения. Если принять, что эта лучеиспускающая материя распределена на высоте от 10 до 80 км с ее центром тяжести приблизительно на высоте 20 км, то можно вычислить зависимость излучения от высоты, а следовательно и коэффициент поглощения в очень хорошем согласии с экспериментально найденной кривой. Линке<sup>2</sup> смог опровергнуть большую часть возражений, выдвинутых против его теории Бергвицом (Bergwitz)<sup>3</sup>.

Проблемой проникающего излучения особенно занимался Зелигер (Seeliger)<sup>4</sup>. Так как неизвестно, какое процентное количество произведенной проникающим излучением ионизации приходится на объемную ионизацию газа и какое на действие вторичного излучения стенок, то кривую распределения излучения с высотой он вычислял при различных относящихся сюда предположениях. Впрочем все полученные таким образом кривые показывают приблизительно одинаковый ход. Затем Зелигер теоретически разобрал случай, когда излучающая материя равномерно распределена до данной высоты. Эти вычисления являются обобщениями исследований Швейдлера и Линке и дают коэффициент поглощения, достаточно хорошо согласующийся с наблюдаемыми величинами. Вычисление удельной радиоактивности в единице объема снова ведет, как и у Линке, к совершенно невероятно большим значениям (эквивалент  $10^{-8}$  г радия в 1 см<sup>3</sup>).

Другая гипотеза о земном происхождении состоит в следующем: проникающее излучение можно рассматривать, как особый род  $\beta$ -излучения чрезвычайно большой скорости (почти равной скорости света), и полагать, что такие крайние катодные лучи возникают в сильных электрических полях грозовых облаков (Вильсон<sup>4</sup>); такие лучи могут обнаруживаться или непосредственно, или благодаря вторичному излучению.

<sup>1</sup> Meteorol. Z.S., 33, 157 (1916).

<sup>2</sup> Meteorol. Z.S., 33, 510 (1916).

<sup>3</sup> Meteorol. Z.S., 33, 310 (1916).

<sup>4</sup> Münch. Sitz.-Ber., 1918, № 1 и Die Naturwiss., 6, 89 (1918).

Более подробное рассмотрение, так же как и прямой эксперимент<sup>1</sup>, противоречат этой «земной» гипотезе.

После того, как возможность непосредственного солнечного происхождения проникающего излучения была исключена в результате измерений во время затмений и т. п., была рассмотрена далее возможность косвенной связи проникающего излучения с солнцем. Швейдлер<sup>2</sup> полагает, что исходящие от солнца корпускулярные лучи (характера  $\alpha$ - и  $\beta$ -лучей) могут вызывать проникающее излучение, как особый род вторичных лучей. Аналогичные представления были высказаны также Мейером<sup>3</sup> (St. Meyer), Кольхерстером<sup>4</sup> и Свинне<sup>5</sup>. Электроны, исходящие из раскаленного до-бела солнца, естественно будут двигаться по спиральным путям вокруг магнитного полюса земли, поэтому и не замечается никакого прямого влияния солнечного затмения и ночи на интенсивность излучения. Согласно Биркеланду (Birkeland) эти гелиокатодные лучи обладают энергиями, которые соответствуют разности потенциала  $8 \cdot 10^8$  вольт, и возбуждаемые ими вторичные гамма лучи имели бы длины волн только  $10^{-13}$  см, что соответствует значительно более жестким лучам, чем известные гамма лучи радиоактивных элементов. По Свинне можно было бы таким образом ожидать возрастания ультрагамма излучения в зоне полярных сияний. Экспериментальные методы проверки этого допущения были предложены Вегардом и Суанном. Суанн<sup>6</sup> полагает, что солнечные электроны, скорость которых близка к скорости света, первоначально почти совершенно не ионизируют. Проникающее излучение и будет вызываемый этими электронами вторичный эффект. Швейдлер<sup>7</sup> недавно пришел к выводу, что проникающее излучение является вторичным эффектом, но не электронов, а положительных лучей (ядер водорода), испускаемых солнцем. Выполненные Нодоном<sup>8</sup> (A. Nodon) па-

<sup>1</sup> Millican and Cameron, Phys., Rev. (2) 28, 856 (1926).

<sup>2</sup> Elster-Geitel-Festschr., Braunschweig (1915), S. 411.

<sup>3</sup> Cp. Hess, Vortr. d. Ver. z. Verbr. naturw. Kenntnisse, Wien, 59, № 2, (1919).

<sup>4</sup> Die Naturwiss. 7, 412 (1919).

<sup>5</sup> Die Naturwiss. 7, 529 (1919).

<sup>6</sup> Journ. Franklin Inst., November 1919, p. 577.

<sup>7</sup> Terr. Magn., 27, 105 (1922).

<sup>8</sup> Compt. Rend., 173, 722 (1921).

раллельные наблюдения проникающего излучения, с одной стороны, элементов земного магнетизма, земных токов и солнечных пятен — с другой, указывают в общем на связь интенсивности проникающего излучения с солнечной деятельностью. К совершенно аналогичным выводам приходит также Акияма<sup>1</sup> (М. Аkiyama): он указывает на сходство суточного и годового распределения частот появления северного сияния и наблюдаемого в некоторых местах суточного и годового периода проникающего излучения.

В самое последнее время было найдено, что в испускаемых радиоактивными веществами гамма лучах имеются компоненты, проникающая способность которых почти соответствует ультра-гамма излучению. Это обстоятельство привело некоторых авторов к предположению, что проникающее излучение может происходить от известных радиоактивных веществ (Милликен и Отис<sup>2</sup>, Гофман<sup>3</sup>, Бегонек)<sup>4</sup>. Однако присутствие таких веществ в верхних слоях атмосферы может быть объяснено только на основе гипотезы Бонгардса о переносе радиоактивных атомов от солнца к земле. Это опять ведет к многочисленным противоречиям. К тому же Милликен и Гофман оставили эту точку зрения, и можно сказать, что последние упомянутые выше [§ 23 (6), (d) и (e)] исследования доказали существование космического «ультра-гамма излучения».

Совершенно другую гипотезу о происхождении проникающего излучения выставил Нернст<sup>5</sup>. Он принимает, что «атомы химических элементов могут возникать в мировом пространстве вследствие случайных колебаний запасов энергии светового эфира; в таком случае мы должны конечно допускать и обратное, т. е. что в процессе так называемого радиоактивного распада атомы химических элементов, главным образом конечные продукты радиоактивного распада — атомы гелия и водорода — вновь могут превращаться в нулевую энергию

<sup>1</sup> Japanese Journ. of Astr. and Geophys. 3, № 1, (1925).

<sup>2</sup> Phyh. Rev. 23, 778 (1924); R. A. Millican, Nature, 114, 141 (1924).

<sup>3</sup> Phys. ZS. 26, 40, 669 (1925); 27, 291 (1926).

<sup>4</sup> Phys. ZS. 27, 8, 536 (1926).

<sup>5</sup> Proc. Roy. Soc. 37, 32 (1925); Cambr. Proc., 22, 534 (1925).

<sup>5</sup> «Мироздание в свете новых исследований». Москва — Ленинград, Госиздат, 1923 г.

эфира». По Нернсту, эти новые элементы с высоким атомным весом образуются преимущественно в больших холодных туманностях. Последние постепенно переходят в молодые красные гигантские звезды, свечение которых является уже главным образом температурным излучением. Далее из этих звезд образуются белые карликовые звезды (солнца) и т. д. Радиоэлементы высокого атомного веса с чрезвычайно проникающим излучением большой частоты поэтому следует искать главным образом в области млечного пути, там, где образуются или уже образовались молодые гигантские звезды. Как указано [выше, наблюдения Кольхерстера на Юнгфрау делают эту гипотезу] весьма вероятной. Деландр (Deslandres)<sup>1</sup> совершенно независимо от Нернста высказал взгляд, что желтые гигантские звезды являются источником проникающего излучения. Это излучение он назвал «ультра-рентгеновским излучением» вместо «ультра-гамма излучения».

Милликен оценивает из своих опытов (loc. cit.) по поглощению интервал длин волн проникающего излучения от 3,8 до  $6,3 \cdot 10^{-12}$  см. Если, с другой стороны, из известных количеств энергии, освобождающихся при образовании атомов гелия из ядер водорода или при захвате электрона атомным ядром, вычислить число колебаний и длину волны сопровождающего излучения, то получается величина такого же порядка. Поэтому Милликен считает вероятным, что такие процессы, которые могут, по всей вероятности, непрерывно происходить во многих местах вселенной, и являются действительной причиной проникающего излучения (сравн. также Юз, A. Z. Hughes и Джоунсей, J. E. M. Janssey<sup>2</sup>).

Возможно также представить себе атомные процессы другого рода, сопровождаемые излучением короткой длины волны, например, превращение материи в радиацию<sup>3</sup> и наконец, образование «нейтронов» (комбинация протона и электрона<sup>4</sup>). Это последнее превращение должно сопровождаться значительно более короткой волной ( $10^{-13}$  см), чем ультра-гамма

<sup>1</sup> Nature 110, 847 (1922).

<sup>2</sup> Proc. Nat. Acad. of. Sc., Washington, 12, 169; Nature 117, 193 (1926).

<sup>3</sup> J. H. Jeans, Nature, 117, 18 (1926).<sup>4</sup>

<sup>4</sup> A. V. Antropoff, Naturwiss 14, 493 (1926); G. Condon, Phys. Rev. (2) 27, 644 (1926); Jeans (loc. cit) Eddington, Nature 117, 26 (1926).

излучение. Поэтому первая из упомянутых возможностей (образование гелия из ядер водорода) или подобные превращения в атомном ядре одного из многих элементов, встречающихся во вселенной, являются наиболее вероятным источником ультра-гамма излучения. Возрастание излучения во время кульминации определенных областей неба, найденное впервые Кольхерстером в Бернских Альпах, так же как и суточный максимум по звездному времени даже на уровне моря указывают на то, что млечный путь, созвездие Геркулеса и туманность Андромеды суть области, где совершенно в духе оригинальной гипотезы Нернста имеют место атомные процессы такого рода.

Несмотря на это, как указано выше, остается возможность, что проникающее излучение является вторичной радиацией, возбуждаемой первичными корпускулярными лучами ( $\alpha$ -лучи,  $\beta$ -лучи или электроны почти световой скорости), посылаемыми в нашу атмосферу солнцем.

К несчастью, эксперименты, которые были бы способны разрешить вопрос в пользу той или другой гипотезы (измерение проникающего излучения в области полярного слияния), совершенно отсутствуют.

g) Сравнение ионизации, производимой ультра-гамма излучением, с другими тремя компонентами ионизации в замкнутом сосуде.

На уровне моря проникающее излучение в металлическом сосуде, наполненном воздухом при нормальном давлении, как мы видели, составляет от 1 до 2 I. Интересно это сравнить с средней ионизацией, даваемой остаточным излучением, излучением земли и воздуха (сравн. § 23 (з).

Экстремальные и средние величины этих компонент на уровне моря в тщательно очищенном сосуде таковы:

$$q_0 = \text{от } 0,4 \text{ до } 6 \text{ I (сред. } 4 \text{ I)}$$

$$q_E = \text{» } 2,0 \text{ » } 14 \text{ I ( » } 3 \text{ I)}$$

$$q_A = \text{» } 0 \text{ » } 0,8 \text{ I ( » } 0,2 \text{ I)}$$

$$q_H = \text{» } 0,6 \text{ » } 2 \text{ I ( » } 1,5 \text{ I)}$$

## § 24. Дыхание почвы.

При рассмотрении эманационного равновесия атмосферы было уже указано на ту важную роль, которую играет выход в свободную атмосферу богатого эманацией сильно ионизированного почвенного воздуха. Этот процесс называется — «дыханием почвы» (по предложению Даундерера). Эберт<sup>1</sup> впервые отметил, что дыхание почвы имеет большое значение для содержания ионов и свободного пространственного заряда самых нижних слоев атмосферы. Когда под действием падающего атмосферного давления, солнечного освещения или высасывающего действия ветра происходит выход сильно ионизированного почвенного газа из земных капилляров в свободный воздух, то не только моментально возрастает число ионов в самых нижних слоях воздуха, но имеет также место адсорбция на стенках узких пор почвы. Так как из опытов Зеленого<sup>2</sup>, Вилляри и Симпсона<sup>3</sup> следует, что отрицательные ионы при таких процессах выделения адсорбируются сильнее, чем положительные, то в результате вышедший в свободную атмосферу почвенный воздух содержит избыток положительных ионов, а следовательно имеет положительный свободный пространственный заряд.

При помощи этого процесса Эберт пытался объяснить сохранение отрицательного заряда земли и положительного пространственного заряда атмосферы, короче говоря, найти причины сохранения постоянно существующего электрического поля между землей и атмосферой. Согласно его воззрениям, постоянно текущий к земле вертикальный ток проводимости должен компенсироваться непрерывно направленной вверх конвекцией положительного пространственного заряда, производимого дыханием почвы.

Эберт<sup>4</sup> был в состоянии ответить на большую часть оригинальных возражений Симпсона<sup>5</sup> и Гердиена<sup>6</sup>. В частности ему удалось совместно с Курцем<sup>7</sup> доказать,

<sup>1</sup> Phys. ZS. 5, 135, 499 (1904).

<sup>2</sup> Phil. Mag. (5) 46, 120 (1898); Phys. ZS. 4, 667 (1903).

<sup>3</sup> Phys. ZS. 4, 480 (1905); Phil. Mag. (6) 6, 589 (1903).

<sup>4</sup> Phys. ZS. 6, 825, 828 (1905); Jahrb. f. Rad. u. Elektr., 3, 61 (1905).

<sup>5</sup> Phys. ZS. 5, 325, 734 (1904).

<sup>6</sup> Phys. ZS. 6, 647 (1905).

<sup>7</sup> Abh. d. Bayer. Akad. d. Wiss. 35, № 2, 1909; Phys. ZS. 11, 389 (1910).



регистрируя электрическое рассеяние непосредственно над почвой, что утверждаемый процесс (выход избытка положительных ионов из почвы) в действительности существует в природе.

Установка Эберта и Курца схематически изображена на рис. 13. Металлическая пластинка  $P$  с поверхностью  $600 \text{ см}^2$

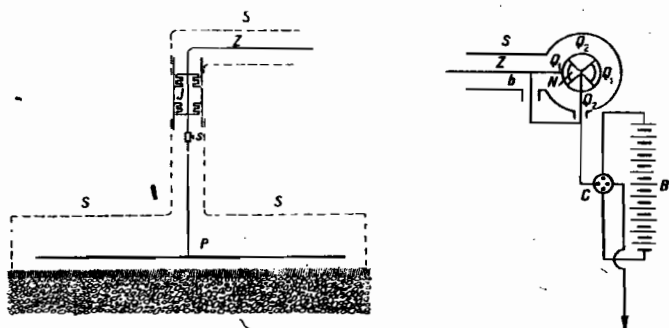


Рис. 13. Установка Эберта и Курца для регистрации выходящих из почв ионов.

в горизонтальном положении подвешена непосредственно над почвой на изолированных крючках Гоккеля ( $l$ ). Вся установка электростатически защищена заземленной сеткой  $S$ . Пластина  $P$ , соединенная с регистрирующим электрометром, каждый час автоматически присоединяется на один момент к батарее и заряжается до 120 вольт.

Потеря заряда в продолжение всего следующего часа регистрируется при помощи квадрантного электрометра. Внутри пространства, ограниченного сеткой, практически существует ток насыщения. Было найдено, что ионизация, производимая в этом пространстве, составляла в Мюнхене в летние месяцы 100  $I$  и 150  $I$  в зимние, т. е. воздух непосредственно под почвой от 2 до 3 раз менее сильно ионизован, чем воздух в почве (сравни стр. 75).

Непосредственное доказательство дыхания почвы было дано при помощи одновременных наблюдений на двух одинаковых установках, одна из которых поочередно отделялась от поверхности почвы посредством металлического листа. Регистрации показали, что со стороны, не защищенной от дыхания почвы, в час на квадратный метр течет приблизительно на 7,9 электростатических единицы больше электричества

в форме свободных ионов, чем со стороны, прикрытой металлическим листом. Отсюда можно заключить, что 60% измеренных близ почвы ионов существуют в воздухе благодаря действию дыхания почвы; они могут содержаться в почвенных газах в готовом виде, или же образовываться радиоактивными примесями этих газов после их выхода из почвы. В среднем обнаруживается заметный избыток положительных ионов.

Эберт и Курц смогли также показать, что избыток положительного заряда будет больше, если почву покрыть слоем тонкого неактивного кварцевого песка толщиной в 2 см. Таким образом положительный свободный заряд тем больше, чем уже почвенные капилляры («действие диафрагмы»). Опыты показывают также, что в дыхании почвы принимает участие только слой почвы в несколько сантиметров толщиной. При нормальной, не очень песчанистой почве выходящий из почвы избыток положительного электричества в час на  $1 \text{ м}^2$  составляет 1,04 Э. С. Е. Так как в Мюнхене нормальным вертикальным током проводимости ( $2 \cdot 10^{-16}$  амп. на  $1 \text{ см}^2$ ) в среднем приносится к почве 10,8 Э. С. Е. положительного электричества, то из опытов Эберта и Курца видно, что дыхание почвы, по крайней мере для песчаной почвы, в условиях их опыта совершенно недостаточно, чтобы компенсировать вертикальный ток проводимости. Но даже если вместе с Эбертом и Курцем принять, что в природе выходящие благодаря дыханию почвы положительные заряды значительно больше, все-таки остается в силе возражение Симпсона: дыхание почвы существует только на суше и только на ее сухих участках, покрытых перегноем и растениями, тогда как нормальный ток проводимости всюду и даже над океаном постоянно доставляет к земле положительный заряд.

Дальнейшие важные возражения, относящиеся к распределению пространственного заряда вертикальными и горизонтальными токами воздуха также и над морем, выдвинуты Суанном, Зеелигером и Швейдлером. Окончательно установлено, что «дыхание почвы» Эберта количественно совершенно недостаточно, чтобы объяснить образование и сохранение земного поля<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> E. Schweidler, Ann. d. Phys., 63, 726 (1920).

Тем не менее наблюдения ионизации в слоях близких к почве, сохраняют неизменное значение для атмосферно электрического исследования. После упомянутых выше регистраций Эберта и Курца, Гоккель<sup>1</sup> и Олужиц<sup>2</sup> (J. Olujić) произвели длительные наблюдения в Фрейбурге (Швейцария) при помощи данной первым из этих авторов упрощенной установки, лучше отвечающей естественным условиям. Над свежескопанной почвой ионизация приблизительно в 2 раза больше, чем на лугу, еще меньше на твердом песчанике и совершенно незначительна на очень водянистых почвах. В Фрейбурге также выходящие положительные ионы в среднем преобладали над отрицательными. На водянистых почвах, где дыхание практически исключено, установлены равные количества положительных и отрицательных ионов.

---

<sup>1</sup> Neue Denkschr. Schweizer Naturf. Ges., 53, 1, Abh., (1917).

<sup>2</sup> Dies. Freiburg (Швейцария) 1918. (Напечатано Aug. Priess, Leipzig.), стр. 51.

## ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ.

### ИОНОУНИЧТОЖАЮЩИЕ ПРОЦЕССЫ.

Среди таких процессов, понимаемых в широком смысле слова, мы уже в § 3 различали две группы:

1) Удаление ионов: (а) путем диффузии и адсорбции; и (в) действием электрического поля (электрическая конвекция):

2) Действительное уничтожение ионов: (а) воссоединение с ионами противоположного знака, и (в) прилипание к большим незаряженным частицам («потеря подвижности»):

Разберем теперь эти процессы, насколько это необходимо для понимания электрического равновесия нашей атмосферы.

#### § 25. Адсорбция и диффузия ионов.

Диффузия ионов разумеется может играть роль только в местах с неодинаковой плотностью ионов, т. е. там, где существует градиент концентрации ионов: В атмосфере это имеет место прежде всего на границе между сильно ионизованным почвенным воздухом и относительно слабо ионизованным свободным воздухом. Диффузия ионов косвенно вместе с адсорбцией ионов, как ионоудаляющий процесс, действует там, где свободный воздух сталкивается с твердой или жидкой пограничной поверхностью (поверхности воды, горные породы, растения и т. п.). Адсорбция вызывает непрерывный переход ионов обоих знаков из пограничной поверхности непосредственно прилегающих газовых слоев в твердую или жидкую поверхность, где они и теряют свой заряд. Это можно рассматривать как простое электростатическое притяжение. Эберт<sup>1</sup> вычислил величины этих сил

<sup>1</sup> Jahrb. f. Rad. u. Elektr., 3, 61 (1906).

притяжения и пришел к результату, что иону, отстоящему на 1 мм от стенки, необходимо два часа, чтобы достигнуть последней; напротив ион, находящийся от стенки на расстоянии 0,001 мм, достигает ее уже в  $10^{-5}$  сек. Влияние адсорбции практически имеет значение только в газовом слое толщиной в 0,01 мм и непосредственно граничащем с твердой или жидкой поверхностью. Этот слой таким образом всегда свободен от ионов, и туда благодаря сильному падению концентрации ионов из глубины газа постоянно движутся ионы. Если ионизатор неожиданно перестает действовать, то таким образом газ постепенно потеряет свои ионы, если даже не имеет места обыкновенное воссоединение.

Рикке (E. Riecke)<sup>1</sup> разработал теорию адсорбции ионов на поверхности почвы: число ионов, исчезающих благодаря адсорбции в секунду на 1 см<sup>2</sup> поверхности почвы, пропорционально плотности ионов, их средней молекулярной скорости (в смысле кинетической теории газов) и некоторому коэффициенту (коэффициенту адсорбции), который зависит от природы рассматриваемых ионов и их заряда. Например отрицательный ион диффундирует скорее, чем положительный. Этот эффект таким образом сказывается при прохождении сильно ионизированного почвенного воздуха через капиллярные поры почвы (Эберт, Иоссо. cit.).

Наконец, осаждение ионов на жидких или твердых частицах в атмосфере (этот процесс в начале этой главы мы называли «потерей подвижности») можно рассматривать, как процесс адсорбции в широком смысле слова.

Этот процесс так же, как и адсорбция ионов в земных капиллярах, очень важен для электрического равновесия атмосферы. Последняя в особенности потому, что благодаря ей создается избыток положительного пространственного заряда в свободной атмосфере (ср. § 25 «Дыхание почвы»).

## § 26. Воссоединение (рекомбинация) ионов.

Как уже было замечено в § 3, воссоединение (рекомбинация<sup>1</sup> молизация) является самым важным из всех ионоуничтожающих процессов. Исходя из упрощенного случая, когда в газе существуют только малые ионы, рассмотрим методы

<sup>1</sup> Göttingen Nachr., 1903, S. 83; Ann. d. Phys., 12, 80 (1903).

определения коэффициента воссоединения  $\alpha$ , насколько это представляет интерес для атмосферно-электрических целей. Затем перейдем к более общему случаю, учитывая в действительности существующие в атмосфере условия (воссоединение малых и больших ионов, адсорбция ионов на частицах пыли и тому подобное).

Необходимое условие для приложимости простого соотношения (сравн. § 3)

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2.$$

заключается в том, чтобы условия опыта всегда выбирались так, чтобы можно было пренебречь диффузией и адсорбцией ионов.

Искусственный источник ионизации (радиоактивный препарат, трубка Рентгена) устанавливается так, что производимая им ионизация будет много больше, чем естественная ионизация воздуха, которой поэтому можно будет пренебречь. В прямых методах определения  $\alpha$ , существенным является измерение уменьшения или увеличения со временем числа ионов  $n$  после выключения или включения источника ионизации. Газ таким образом подвержен действию только ионизаторов и рекомбинации и лишь в конце времени измерения благодаря наложению сильного электрического поля полное количество еще существующих ионов почти моментально переносится на электрод.

Существуют также другие косвенные методы, в которых кроме рекомбинации уменьшение плотности ионов производится одновременно благодаря текущему через газ току. Если известна подвижность ионов, то из зависимости тока от силы поля можно определить коэффициент воссоединения <sup>1</sup>.

Для определения  $\alpha$  в свободном воздухе оказался особенно удобным аспирационный метод Резерфорда, примененный впервые А. Шустером <sup>1</sup>. Цилиндрический конденсатор (аналогичный аспирационному аппарату Эберта или

<sup>1</sup> Ср. напр. Thomson, «Conduction of Electricity through Gases» (Cambridge, 106); также обзоры Harms'a, Jahrb. f. Rad. u. Elektr., 3, 321 (1900) и R. Seeliger'a «Die Ionisation der Gase» в L. Graetz, Handb. d. Elektr. u. d. Magn., 3, 372 и след. (1923).

<sup>2</sup> Manchester Soc. Met., 48, Vol. XII, 190.

Гердиена), соединенный с электрометром, снабжен дополнительным цилиндром, в котором воздух в определенном месте (на расстоянии  $L$  от измерительного конденсатора) ионизуется  $\alpha$ -излучающим препаратом. В зависимости от выбранного расстояния  $L$  изменяется время, в течение которого могут воссоединиться всасываемые потоком воздуха ионы прежде, чем они будут уловлены в поле измерительного конденсатора (где существует ток насыщения). Так как в принципе совершенно безразлично, прекратит ли в известный момент свое действие источник ионизации, или произведенные ионы будут уведены потоком воздуха от их места возникновения, то это соответствует частному случаю  $t=0$ ,  $q=0$ . Число ионов на кубический сантиметр, которое в месте возникновения имеет значение  $n_0$ , в измерительном конденсаторе будет иметь тем большее значение, чем меньше удалилось ионное облако от места его возникновения. Пусть  $t$  время, необходимое потоку воздуха, чтобы пройти расстояние от места ионизации до измерительного конденсатора. Тогда, интегрируя уравнение

$$\frac{dn}{dt} = \alpha \cdot n^2,$$

получим число ионов наблюдаемых в конденсаторе:

$$n = \frac{n_0}{1 + \alpha \cdot n_0 \cdot t}.$$

Из этого уравнения можно вычислить  $\alpha$ .

Но так как  $n_0$ , число ионов в месте где находится препарат, обыкновенно неизвестно, то теперь радиоактивный препарат помещают на другом расстоянии  $L'$  от измерительного конденсатора (при помощи добавочной трубки другой длины) и снова определяют в нем число ионов ( $n'$ ). Если  $L' > L$ , то ( $n'$ ) должно быть меньше ( $n$ ).

Из двух уравнений:

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \alpha \frac{L}{G}, \quad \frac{1}{n'} = \frac{1}{n_0} + \alpha \frac{L'}{G},$$

легко исключить неизвестное  $n_0$ . Частные  $\frac{L}{G}$  и  $\frac{L'}{G}$  (где  $G$  скорость потока воздуха в трубе) соответствуют временам, не-

обходимым ионам в первом и втором случае, чтобы перейти из места их возникновения в измерительный конденсатор. Таким образом следует, что

$$\frac{\alpha}{G} \cdot (L - L') = \frac{1}{n} - \frac{1}{n'}.$$

Так как непосредственно измеряют не  $n$  и не  $n'$ , а соответствующие им заряды  $Q = \varepsilon \cdot n$  и  $Q' = \varepsilon \cdot n'$ , то из измерений получается не  $\alpha$ , но  $\frac{\alpha}{\varepsilon}$ , как это соответствует следующему уравнению:

$$\frac{\alpha}{\varepsilon} \cdot \frac{L - L'}{G} = \frac{1}{Q} - \frac{1}{Q'},$$

то есть числовое значение  $\alpha$  зависит от величины элементарного заряда. Числовые величины, данные на следующих страницах, основаны на милликеновском значении  $\varepsilon = 4,77 \cdot 10^{-10}$  Э. С. Е.

Шустер (loc. cit.) при помощи этого метода получил для свободного воздуха в Манчестре и его окрестностях величину  $\alpha$  от 3,0 до  $4,61 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/сек и для тщательно высушенного свободного от пыли воздуха  $1,55 \cdot 10^{-6}$ . Махе и Риммер<sup>1</sup> тем же методом получили в Вене для свободного воздуха  $2,95 \cdot 10^{-6}$ , для воздуха погребов  $6,45 \cdot 10^{-6}$ . Многочисленные измерения такого рода выполнены Кольраушем<sup>2</sup> и Гоккелем<sup>3</sup> на сухопутных станциях в области австрийских Альп и на различных станциях Швейцарии.

Их результаты можно резюмировать таким образом: метод Шустера в воздухе сухом и свободном от пыли дает величину  $1,6 \cdot 10^{-6}$ , в то время как в свободном воздухе благодаря рекомбинации между малыми и большими ионами величина  $\alpha$  лежит вообще между 2 и  $3 \cdot 10^{-6}$ .

Оказывается, что метод Шустера всюду, где наряду с малыми ионами существенную роль играют и большие, например, в свободном воздухе, дает слишком малые числовые значения коэффициента воссоединения. Кольрауш (loc. cit.) подробно исследовал источники ошибок метода Шустера

<sup>1</sup> Phys. ZS. 7, 617 (1906).

<sup>2</sup> Wien. Ber., 123, 1929, 232 (1914).

<sup>3</sup> Neue Denuschr. Schweizer Naturf. Ges., 54, № 1 (1917).



и дал улучшенную формулу, которая принимает во внимание, что для нетурбулентного потока скорость воздуха в трубе, в соответствии с распределением Пуазейля, возрастает от стенок трубы к ее середине. Учитывается также и влияние адсорбции ионов на стенках трубы. Однако до сих пор еще не удалось развить строгую теорию аспирационного метода Шустера, учитывая также и влияние диффузии.

Ланжевен<sup>1</sup> теоретически показал, что между коэффициентом воссоединения  $\alpha$  и суммой обоих ионных подвижностей  $k_+$  и  $k_-$  существует следующая пропорциональность

$$\alpha = 4\pi\epsilon\eta \cdot 300 (k_+ + k_-).$$

Числовой фактор 300 входит потому, что, как обычно, подвижности выражены в *см/сек:вольт/см*.

Множитель  $\eta$  означает долю тех столкновений между положительными и отрицательными ионами, которые ведут к рекомбинации и, следовательно, к нейтрализации заряда («процент эффективных столкновений»). Согласно Кольраушу в свободном воздухе этот фактор равен приблизительно 0,45, тогда как по Ланжевену в тщательном очищенном сухом воздухе  $\eta$  равно 0,27.

Швейдлер<sup>2</sup> привел основания, объясняющие, почему метод Шустера в свободном воздухе неправилен, т. е. всегда дает слишком малые значения коэффициента воссоединения. Следующее расхождение в вычислении ионизации из простого уравнения

$$q = \alpha n^2$$

особенно ясно показывает ошибку. Если например положить  $n_+ = n_- = 700$ ,  $\alpha = 3 \cdot 10^{-6}$ , что очень хорошо соответствует средним условиям в атмосфере, то для ионообразующей силы получается значение  $q = 1,5$  I. Эта величина, как было уже упомянуто, равна ионизации, производимой только  $\alpha$ -излучением, находящейся в атмосфере эманации радия ( $10^{-16}$  кюри на 1 *см*<sup>3</sup>). Другие ионизаторы, существующие над сушей, дают по крайней мере в пять раз больший эффект, поэтому весьма вероятно, что истинное значение коэффициента воссо-

<sup>1</sup> Comptesrendus, 137, 177 (1903).

<sup>2</sup> Wien. Ber., 127, 953 (1918).

единения значительно больше, чем принимают в измерениях по методу Шустера.

Этот метод в сущности дает только величину, которая соответствует коэффициенту воссоединения между малыми ионами. В действительности же, для получения ясного представления, необходимо принять также во внимание и воссоединение между малыми и большими ионами, а также и осаждение малых ионов на ядрах адсорбции. Этим путем впервые пошел Швейдлер, разработавший теорию и метод для определения эффекта воссоединения с тяжелыми ионами и осаждения на незаряженных ядрах<sup>1</sup>. Сходные методы применялись позднее независимо друг от друга Ноланом (J. J. Nolan)<sup>2</sup> вместе с Энрайтом (J. Enright), Бойланом (Boylan) и де-Саше<sup>3</sup> (de Sachy), также и Поуэром (A. D. Power)<sup>4</sup>.

Исходя из самых общих положений Швейдлер показал, что, несмотря на усложнения, которые несут с собою протекающие с различными скоростями процессы наложения малых ионов на незаряженные ядра и воссоединение малых и больших ионов, оба процесса для стационарного состояния формально можно выразить одним добавочным членом  $\gamma \cdot n \cdot N$  в уравнении следующего вида:

$$q - an^2 - \gamma \cdot n \cdot N = 0,$$

где  $N$  означает сумму чисел противоположно заряженных больших ионов и нейтральных ядер. Положим в этом уравнении  $\gamma \cdot N = \beta$ , тогда его можно написать в форме:

$$q = \left( a + \frac{\beta}{n} \right) \cdot n^2 = a' \cdot n^2,$$

т. е. теперь вместо  $a$  мы получили больший коэффициент воссоединения  $a'$ , который сам зависит от  $n$ ,  $N$  и коэффициента воссоединения  $\gamma$  между большими и малыми ионами.

Для экспериментального определения  $a'$  Швейдлер применял метод, которым в принципе пользовались уже Резерфорд<sup>5</sup> и Мак Клэнг<sup>6</sup> для измерения обыкновенного вос-

<sup>1</sup> Wien. Ber., 127, 953 (1918); 128, 947 (1919); 733, 23 (1924).

<sup>2</sup> Proc. Roy. Irish. Acad. (A), 36, 93 (1923).

<sup>3</sup> Proc. Roy. Irish. Acad. (A), 37, 1 (1915).

<sup>4</sup> Journ. Franklin Inst., 96, 327 (1923).

<sup>5</sup> Phil. Mag. (5), 44, 422 (1897).

<sup>6</sup> Phil. Mag. (6), 3, 283 (1902).

соединения при искусственной ионизации. Ионизационная камера, свободная от радиоактивных загрязнений, наполняется воздухом, затем ожидают, пока установится равновесие между малыми и большими ионами. Для этого, как показывают вычисления, необходимо около пяти минут. Вслед за этим на камеру налагается высокий потенциал так, что из ее полного объема  $V$  удаляются моментально все ионы. Количество электричества  $Q$ , идущее таким путем к электроду, измеряется электрометрически:  $Q = n \cdot e \cdot V$ . Отсюда получится максимальное число ионов  $n$ , существующее без поля. Вторым измерением является определение тока насыщения в камере, которое непосредственно дает  $q$ . Тогда  $\alpha'$  получаем из упомянутого уже соотношения:  $q = \alpha' \cdot n^2$ . Опыты Швейдлера в Инсбруке дали для  $\alpha'$  среднее значение  $29 \cdot 10^{-6}$ , которое приблизительно в 10 раз выше величин, полученных для свободного воздуха по методу Шустера. Этим объясняется также и упомянутое (на стр. 146) расхождение при вычислении ионизирующей силы из числа ионов и коэффициента воссоединения. Высокие значения  $\alpha'$  делают понятным, почему в воздухе, богатом ядрами, при ионизирующей силе от 10 до 15/ производится меньше, чем 1 000 ионов на  $1 \text{ см}^3$ . Над морем ионизация падает до  $1/5$  и даже до  $1/10$ , значения над сушей и, несмотря на это, число ионов там не меньше, чем над сушей; поэтому вполне можно считать, что воссоединение над морем, благодаря незначительному содержанию ядер в воздухе, значительно меньше, чем над сушей. Относящиеся сюда опыты по методу Швейдлера к сожалению еще отсутствуют.

Разумеется, не следует забывать, что само  $\alpha'$  зависит от существующего числа ионов. Швейдлер считает целесообразным вместо  $\alpha'$  ввести величину  $\beta'$  при помощи следующего преобразования (сравн. стр. 147).

$$q = \alpha \cdot n^2 + \beta \cdot n = (\alpha \cdot n + \beta) \cdot n = \beta' \cdot n.$$

Введенную таким образом величину  $\beta' = \alpha \cdot n + \beta$  он назвал «константой исчезновения» (*Verschwindungskonstante*) по аналогии с константой распада при радиоактивных превращениях. В действительности  $\beta'$  означает часть существующих легких ионов ( $n$ ), исчезающих в единицу времени благодаря воссоединению ионов всех сортов и их адсорбции на ядрах.

Таким образом можно сказать, что в воздухе, содержащем ядра, имеет место линейный закон рекомбинации (в противоположность обыкновенному квадратичному), так как число ионов, исчезающих в единицу времени, можно считать пропорциональным числу ионов существующих.

Аналогично этому обратную величину  $\frac{1}{\beta'} = \theta$  можно назвать «средней продолжительностью жизни малых ионов». Само собою понятно, что числовые значения  $\beta'$  приблизительно в тысячу раз больше, чем  $\alpha'$ .

Швейдлер, например, нашел следующие значения константы исчезновения: в Зеегаме (Зальцбург) на суше от 16 до  $19 \cdot 10^{-3}$  сек<sup>-1</sup>; в Иннсбруке  $22 \cdot 10^{-3}$ . Средняя продолжительность жизни малых ионов составляет соответственно от 60 до 46 секунд.

Поуэр (loc. cit.) на основании экспериментальных фактов исследовал, какая функция числа ионов  $f(n)$  лучше всего удовлетворяет уравнению:

$$\frac{dn}{dt} = q - f(n)$$

для случая естественной ионизации воздуха; он, как и Швейдлер, приходит к результату, что линейная функция  $f(n) = \beta' \cdot n$  удовлетворяет наблюдениям, так что обыкновенным квадратичным членом  $\alpha n^2$  практически можно совершенно пренебречь в сравнении с  $\beta' n$ . Для определения константы исчезновения  $\beta'$  Поуэр наблюдал содержание ионов в замкнутом сосуде в различные времена после полного удаления всех ионов сильным электрическим полем. Полученное таким образом среднее значение  $\beta'$  равно  $6,1 \cdot 10^{-3}$  сек<sup>-1</sup>, т. е. несколько меньше, чем величина, полученная Швейдлером. Поуэр нашел, что удаление влажности и пыли не производит никакого заметного влияния на константу исчезновения. Это противоречит позднейшим результатам Шленка (см. ниже).

Позднее Швейдлер<sup>1</sup> дал теоретические основы дальнейших методов определения константы исчезновения ионов; экспериментальное испытание их было произведено Шленком<sup>2</sup>. Пусть, например, в цилиндрической ионизационной

<sup>1</sup> Wien. Ber., 133, 23 (1924).

<sup>2</sup> Wien. Ber., 133, 29 (1924).

камере происходит увеличение силы тока при возрастании наложенного напряжения, и графически определяется так называемый ток полунасыщения, т. е. напряжение, при котором сила тока составляет половину тока насыщения. Из этого значения и средней подвижности ионов можно непосредственно вычислить  $\beta'$ . В Иннсбруке Шленк по этому методу получил величину между  $28$  и  $83 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-1}$ . Наименьшее значение соответствует содержанию ядер Айткена в воздухе меньше, чем  $10\,000$  на  $1 \text{ см}$  (во время фена), наибольшее — числу ядер от  $20\,000$  до  $30\,000$  (при тумане). Совершенно ясно, что этот результат противоречит результатам Поуэра, однако следует иметь в виду, что обыкновенно содержание пыли в воздухе и число ядер идут совершенно не параллельно. Средняя величина константы воссоединения в Иннсбруке (свободный воздух) по Шленку равна  $70 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-1}$  при числе ионов  $660$  и ионизирующей силе  $47 I$ .

Пусть  $n$  число малых ионов,  $N$  число больших,  $N_0$  число незаряженных ядер Айткена,  $\eta_1$  коэффициент воссоединения между малыми ионами и ядрами и  $\eta_2$  между малыми ионами и большими ионами противоположного знака. Тогда стационарное состояние для малых ионов характеризуется следующим уравнением

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha \cdot n^2 - \eta_1 \cdot N_0 \cdot n - \eta_2 \cdot N \cdot n = 0.$$

Нолан и его сотрудники определили отдельно  $\eta_1$  и  $\eta_2$ . Значение, найденное для последнего коэффициента, равно  $9,1 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{сек}$ , для первого же несколько меньше ( $7,6 \cdot 10^{-6}$ ). Оба коэффициента таким образом почти в  $10$  раз больше обыкновенного коэффициента воссоединения между малыми ионами. Напротив, можно совершенно пренебречь воссоединением между большими ионами противоположного знака (коэффициент, характеризующий это явление, получается порядка  $10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек}$ ). Упомянутое выше различие, в числовых значениях коэффициента исчезновения можно легко объяснить местными колебаниями числа ядер  $N_0$  и числа больших ионов  $N$ . В Дублине Нолан, Бойлан и де-Саша нашли, в качестве среднего за 9 месяцев наблюдений, значение  $N = 10\,000$ ,  $n = 116$ , откуда получается ионизирующая сила  $22,5 I$ . На морском берегу Ирландии, напротив, число больших ионов в  $1 \text{ см}^3$  падает до

1 000, число же малых возрастает до 700 при ионизирующей силе  $q = 14,5$  I. Это соответствует условиям на большинстве земных станций, где константа исчезновения падает приблизительно до  $20 \cdot 10^{-3}$  сек $^{-1}$ .

Подводя итог, можно сказать, что в свободном воздухе благодаря отсутствию больших ионов и ядер Айткена исчезновение ионов происходит много скорее, чем этого следует ожидать при наличии только одних малых ионов.

В приведенном выше уравнении, выражающем стационарное равновесие, второй член  $\alpha n^2$  весьма мал по сравнению с третьим и четвертым, соответствующим исчезновению малых ионов благодаря прилипанию к незаряженным ядрам и соединению с большими ионами противоположного знака. Поэтому выражение, полученное суммированием отрицательных членов ( $\alpha n + \eta_1 N_O + \eta_2 N$ )  $n$  в таком виде:

$$\frac{dn}{dt} = q - \beta' \cdot n = 0,$$

т. е. линейный закон воссоединения Швейдлера согласуется с опытом.

## ГЛАВА ПЯТАЯ.

### ИОНИЗАЦИОННЫЙ БАЛАНС АТМОСФЕРЫ.

#### § 27. Количественные соотношения при совместном действии ионоуничтожающих и ионообразующих процессов.

В предыдущей главе мы полностью разобрали все процессы, способствующие образованию и уничтожению ионов. Перейдем теперь к вопросу, достаточны ли количественно известные нам ионизаторы, чтобы вызвать наблюдаемое ионизационное состояние нашей атмосферы.

Мы проведем этот ионизационный баланс для трех случаев:

- 1) для близких к почве слоев воздуха над сушей,
- 2) над морем,
- 3) для свободной атмосферы вблизи верхних границ тропосферы (9 км).

#### *1. Ионизационный баланс над сушей.*

Мы уже знаем, что ионизаторы не радиоактивного происхождения (фотоэлектрический эффект, эффект Ленарда и т. д.) имеют значение только в исключительных случаях, поэтому можно ограничиться разбором радиоактивных ионизаторов почвы и воздуха, а также и проникающего излучения. Вычислим ионизацию приблизительно на 1 м высоты над почвой, т. е. на высоте, на которой устанавливается большая часть аппаратов для наблюдений атмосферного электричества.

Вычисления такого рода были проделаны Курцем<sup>1</sup>,

<sup>1</sup> Habilit.-Schn. Techn. Hochsch., München (1909); Phys. ZS. 10, 834 (1909).

Ивом <sup>1</sup>, Саттерли (I. Satterly) <sup>2</sup>, Гессом <sup>3</sup>, Кольраушем <sup>4</sup>, Швейдлером и Кольраушем <sup>5</sup> и Симпсоном <sup>6</sup> (G. Simpson); более новые наблюдения вызвали необходимость подвергнуть эти результаты частичной проверке.

Рассмотрим прежде всего ионизирующее действие радиоактивных веществ, содержащихся в самом воздухе; полная ионизация, производимая им, складывается из действий  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ -излучений

$$q_1 = q_1^{(\alpha)} + q_1^{(\beta)} + q_1^{(\gamma)}.$$

Так как один грамм радия испускает в секунду  $3,72 \cdot 10^{10}$   $\alpha$ -частиц <sup>7</sup>, а каждая  $\alpha$ -частица эманации радия, радия-А и радия-С производит соответственно  $1,69 \cdot 10^5$ ,  $1,84 \cdot 10^5$  и  $2,37 \cdot 10^5$  пар ионов <sup>8</sup>, то ионизация, производимая содержащейся в  $1 \text{ см}^3$  воздуха эманацией радия (в среднем  $130 \cdot 10^{-18}$  кюри) вместе с продуктами распада, равна:

$$130 \cdot 10^{-18} \cdot 3,72 \cdot 10^{10} (1,69 + 1,84 + 2,37) \cdot 10^5 = 2,85 I.$$

Согласно Иву, оцениваем долю участия ториевых продуктов приблизительно в 60% эффекта, даваемого продуктами радия, т. е. в  $1,7 I$ , и пренебрегаем незначительным действием продуктов распада актиния, тогда получим  $q_1^{(\alpha)} = 4,6 I$ .

Величина ионизации, производимой  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучением содержащихся в воздухе радиоактивных веществ, составляет, по Иву, при подстановке последних данных

$$q_1^{(\beta)} = 0,2 I, \quad q_1^{(\gamma)} = 0,15 I.$$

Полное излучение содержащихся в воздухе радиоактивных веществ производит таким образом близ почвы ионизацию

$$q_1 = 4,6 + 0,2 + 0,15 = \text{около } 4,9 I.$$

Вычислим теперь ионизационный эффект, производимый радиоактивными веществами, содержащимися

<sup>1</sup> Phil. Mag. (6), 21, 26 (1911).

<sup>2</sup> Phil. Mag. (6), 20, 23 (1910).

<sup>3</sup> Wien. Ber., 119, 145 (1910).

<sup>4</sup> Phys. ZS., 13, 1193 (1912).

<sup>5</sup> Глава «Atmosph. Elektrizität» в L. Graetz, Handb. d. Elektr. u. d. Magnet., III, S. 232 и 270 (1915).

<sup>6</sup> Monthly Weather Rev., 44, 115 (1916).

<sup>7</sup> V. F. Hess и R. W. Lawson, Wien. Ber., 127, 405 (1918).

<sup>8</sup> St. Meyer и E. v. Schweidler, «Radioaktivität», стр. 490, Leipzig (1916).



в почве ( $q_2$ ).  $\alpha$ -излучение здесь не играет никакой роли, так как оно становится незаметным уже на высоте одного метра поверхности почвы. Кроме того и действие исчезающе мало над покрытой растительностью почвой, иными словами над большей частью земной поверхности.

Пусть среднее содержание радия в почве составляет  $2 \cdot 10^{-12}$  г на  $1 \text{ см}^3$  (ср. § 16), тогда, принимая во внимание  $\beta$ -лучи урана- $X_1$ , урана- $X_2$ , радия, радия- $D$  и радия- $E$  и даваемый ими благодаря незначительной проникающей способности малый эффект, полную ионизацию  $\beta$ -лучами, идущими от земли, можно оценить

$$q_2^{(\beta)} = 0,1 I.$$

Гамма-излучение радиоактивных веществ в почве дает всего

$$q_2^{(\gamma)} = 2,0 I,$$

если, по Ив'у, долю участия  $\gamma$ -лучей урана- $X_2$  и тория- $D$  считать такой же, как и доля участия лучей радия- $C$ . Наблюдение ионизации в замкнутых сосудах дает долю участия излучения земли в цинковых сосудах в большинстве местностей приблизительно  $4 I$ , откуда, учитывая вторичное излучение стенок, для свободной атмосферы получаем ионизацию  $3 I$ . Так как эта величина гораздо надежнее, чем величина, найденная простой оценкой излучения урана и тория, то мы для нашего баланса, как наивероятнейшее среднее, примем

$$q_2^{(\gamma)} = 3,0 I.$$

Полное  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучение земли дает поэтому ионизирующую силу

$$q_2 = q_2^{(\beta)} + q_2^{(\gamma)} = 3,1 I.$$

Наконец, необходимо принять во внимание ионизирующее действие проникающего излучения ( $q_3$ ) близ почвы. Оценка этого фактора не легка, т. к. известно только его действие в металлических камерах, и точно неизвестно, какая часть эффекта производится вторичным излучением металлических стенок. Если принять, что как у  $\gamma$ -лучей радиоактивных веществ,  $3/4$  эффекта в замкнутом сосуде является чисто объемной ионизацией, то величину проникающего излучения (от 1 до 2  $I$ ), определяемую из измерений в металлических

камерах, следует уменьшить на 25%, если требуется получить эффект в свободном воздухе.

Однако нельзя забывать, что каждое идущее сверху излучение на самой поверхности земли (а также и на поверхности почвы) производит вторичное излучение<sup>1</sup>, на которое повышается первоначально произведенная проникающим излучением ионизация в свободном воздухе. Чтобы оценить порядок величины эффекта, производимого близ почвы проникающим излучением, примем, как грубое приближение, что эффект вторичного излучения почвы приблизительно так же велик, как эффект вторичного излучения стенок ионизационной камеры. Поэтому, как среднюю величину ионизации, производимой проникающим излучением, можно считать

$$q_3 = 1,5 I.$$

В среднем полная сумма всех постоянно действующих ионизаторов над почвой будет

$$q = q_1 + q_2 + q_3 = 4,9 + 3,1 + 1,5 = 9,5 I.$$

Радиоактивные вещества в воздухе ( $q_1$ ) дают таким образом половину полной ионизации;  $q_1$  может изменяться от 0 (на середине океана) до 30 I;  $q_2$  (излучение земли) между 0 (над водой) и приблизительно 15 I. Третий член (проникающее излучение) должен изменяться значительно меньше.

Сравним теперь эти числа с существующими в действительности ионизирующими силами. Среднее содержание малых ионов в воздухе положим  $n = 700$  на  $1 \text{ см}^3$ . Так как над сушей всегда присутствуют часто даже значительные количества больших ионов и ядер пыли, то, вместо обыкновенного квадратичного закона воссоединения, нужно принять линейный закон Швейдлера:  $q = \beta' n$ .

Величина «константы исчезновения»  $\beta'$ , определенная Швейдлером для чистого воздуха, составляет от 16 до  $19 \cdot 10^{-3}$ . Подстановка этих числовых значений дает полную ионизацию приблизительно

$$q = \text{от } 10 \text{ до } 13 I.$$

<sup>1</sup> V. F. Hess, Wien. Ber., 121, 2031 (1912), приписывает отчасти этому эффекту различие ионизации, найденное над сушей и над водой.

Найденный нами суммарный эффект, производимый действием всех ионизаторов (9,5 I), настолько хорошо согласуется с ионизацией, вычисленной из скорости исчезновения ионов, насколько это можно ожидать при большой изменчивости разобранных факторов и при недостатке некоторых экспериментальных данных.

## 2. Ионизационный баланс над морем.

Лет двадцать уже хорошо известно, что проводимость и содержание малых ионов в воздухе над морем также велики, как и над сушей. Пока не было известно ничего точного о содержании эманации в воздухе над океаном, считали, что значительные количества эманации при помощи ветра приносятся на море с суши и играют здесь роль важнейшего ионизатора. Однако фундаментальные исследования Института Карнеги<sup>1</sup> при участии Бауэра, Суанна и Мочли (L. A. Bauer, W. F. G. Swann и J. Mauchly) показали, что содержание эманации в областях океана, далеких от суши, приблизительно в 100 раз меньше, чем над сушей (ср. § 19 (3)). Так как эта область охватывает приблизительно половину поверхности земли, то можно считать, что объяснение наблюденной ионизации над морем принадлежит к важнейшим задачам атмосферно-электрического исследования.

Как было сказано, находящиеся в воздухе радиоактивные вещества не принимают почти никакого участия в ионизационном балансе над океаном. Продукты тория отсутствуют совершенно, радиевые продукты дают ионизацию приблизительно 0,03 I. Также незначительно и действие находящихся в воде радиоактивных веществ. Симпсон (loc. cit.) оценивает ионизацию, производимую  $\gamma$ -лучами находящихся в море элементов радиевого семейства, в 0,01 I. Поэтому наблюдаемая над морем ионизация не может вообще быть объяснена действием находящихся в море и над морем радиоактивных продуктов распада.

Только открытие в 1912 году проникающего излучения указало путь к объяснению ионизации над морем, потому что это излучение в равной мере активно и над сушей и над

<sup>1</sup> Carnegie Institute of Washington, Publication № 175, Vol. III (Researches), 1918. Terr. Magn., 27, 187 (1924).

океаном. Допустим, что производимая им ионизация равна 1,5 I. Если над морем пользоваться обыкновенным квадратичным законом воссоединения, что допустимо лишь для воздуха совершенно свободного от ядер, то из ионизации и коэффициента воссоединения  $\alpha$  ( $1,6 \cdot 10^{-6}$ ) получается следующее число ионов:

$$n = \sqrt{q/\alpha} = 970.$$

Это число даже несколько выше, чем наблюдаемое, которое лежит между 500 и 600 на 1 см<sup>3</sup>. Если воздух над океаном содержит также и ядра Айткена, то совершенно ясно, что в среднем это содержание ядер значительно ниже, чем над сушей. Поэтому константа исчезновения Швейдлера должна быть также меньше, и из совпадения порядков чисел ионов, наблюдаемых и вычисленных по квадратичному закону, можно заключить, что проникающее излучение достаточно, чтобы произвести наблюдаемую [над морем ионизацию. Расхождение в числе ионов, наблюдаемых в различных местах, весьма вероятно можно объяснить неодинаковым содержанием эманации в воздухе (Бауэр и Суанн). Более точные вычисления в настоящее время выполнить нельзя из-за отсутствия прямых определений константы исчезновения над морем.

Если бы проникающее излучение не было открыто, можно было бы сказать, что ионизация, наблюдаемая над океаном, указывает на существование неизвестного ионизатора, действие которого над сушей легко можно не заметить благодаря сильному преобладанию влияния радиоактивных веществ.

### *3. Ионизация в свободной атмосфере до границ тропосферы.*

Наблюдения при полетах на аэропланах показали, что проводимость и число ионов по мере поднятия над почвой сперва немного уменьшаются, а потом приблизительно от высоты 3 км показывают резкое возрастание. Разбор действующих на этих высотах ионизаторов позволяет разобраться в этом явлении. Прежде всего внутри первого километра подъема падает излучение от находящихся в почве радиоактивных веществ. Содержание ториевых продуктов

в воздухе быстро уменьшается, а также падает на половину содержания эманации радия при подъеме на 1 000—1 200 м. Это исчезновение важнейших ионизаторов скоро однако компенсируется увеличением ионизации со стороны проникающего излучения. Виганд<sup>1</sup>, используя произведенные Кольхерстером измерения проникающего излучения в цинковом сосуде, вычислил ионизирующую силу, которая вызывает это излучение в свободной атмосфере; при этом он пользовался вероятными предположениями о величине вторичного излучения стенок и принимал во внимание уменьшение плотности воздуха с высотой. Помещенная кривая воспроизводит результаты Виганда (рис. 14). На

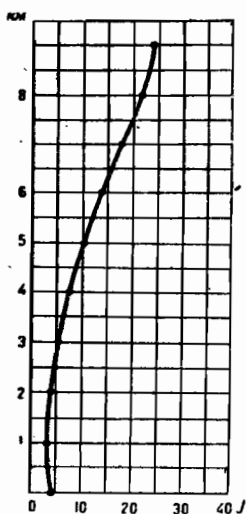


Рис. 14. Возрастание ионизации с высотой (по Виганду).

5 км. Имеющиеся немногочисленные наблюдения числа ионов и проводимости при полетах на воздушных шарах и аэропланах показывают, как отметил Виганд, замечательное согласие с этой кривой.

Как мы видели, наш ионизационный баланс, т. е. сравнение действия ионизаторов с наблюдаемой ионизацией над поверхностью земли, хорошо согласуется для суши, океана,

протяжении самых нижних 3 км точки кривой не соответствуют полной ионизирующей силе, но только ионизации, произведенной  $\gamma$ -лучами и проникающим излучением. К значениям ионизации в этой области, разумеется, должен быть прибавлен эффект  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучения эманации и ее продуктов распада. Так как эти вещества выше 3 км почти совершенно отсутствуют (Виганд), то, начиная отсюда, кривая очень хорошо соответствует действительным условиям. Сравнение ионизации в замкнутом сосуде с кривыми Кольхерстера показывает, что в свободной атмосфере ионизация возрастает с высотой много медленнее. Начиная с 8 км дальнейшее увеличение замедляется, а на 9 км полная ионизация составляет 23,4 I против 10,1 I на высоте

<sup>1</sup> Phys. ZS., 25, 445 (1924).

а также и для свободной атмосферы в пределах, доступных для нашего исследования. Не следует забывать, что этот баланс основывается на средних величинах, взятых из различных мест. Важнейшая задача будущих исследователей — путем одновременных определений всех атмосферно-электрических элементов в одном месте наблюдения дать основы для более точного баланса.

## § 28. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ И ИОНИЗАЦИЯ ВЕРХНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ.

### *1. Строение и физические свойства верхних слоев атмосферы.*

Прежде чем перейти к разбору ионизационного состояния высоких слоев атмосферы, надо упомянуть, что даже еще и в настоящее время наши знания об общих физических свойствах и строении стратосферы<sup>1</sup> чрезвычайно скудны. Непосредственные измерения даже таких важнейших метеорологических элементов, как давление воздуха и температура, посредством регистраций при подъемах шаров зондов существует только для высот приблизительно до 35 км. Все, что можно сказать о более высоких слоях стратосферы, является результатом косвенных и часто совершенно ненадежных выводов. Особенно это имеет силу для электрических свойств атмосферы; не существует например ни одного непосредственного измерения проводимости, градиента потенциала<sup>2</sup> или другого важного атмосферно-электрического элемента для высот, больших 10 км. Если из хода этих величин с высотой в тропосфере сделать вероятное допущение об их поведении и в стратосфере, то можно ожидать, что для высот до 20 км электрическая проводимость увеличивается дальше, в то время как градиент потенциала практически падает до нуля. Однако для высот от 20 км вверх мы вынуждены основываться на косвенных выводах, которые, как будет показано ниже, можно сделать из других геофизических фактов.

<sup>1</sup> В средних географических широтах высота 11 километров может быть принята как нижняя граница стратосферы.

<sup>2</sup> Совсем недавно (1926) И д р а к (P. Idrac) получил малое значение градиента потенциала при подъеме шара-пилота до 20 км. Начиная с этой высоты градиент падает меньше чем на 2 вольта на метр.

Вполне возможно, что непосредственные измерения на высотах более чем 40 км могут быть произведены при помощи специально сконструированной ракеты, снабженной регистрирующими аппаратами. Ракеты подобного рода, по всей вероятности, могут быть осуществлены в ближайшее будущее и их применимость для получения важных данных с больших высот серьезно обсуждалась с метеорологической точки зрения <sup>1</sup>.

Невозможно говорить об определенной верхней границе атмосферы. Следует принять, что пространство, в котором движется наша планета, содержит следы газообразных веществ в состоянии крайнего разрежения, и что плотность атмосферы на многих сотнях километров высоты наконец асимптотически приближается к величине, присущей междупланетному пространству.

Различные явления метеорологической оптики (заря, светящиеся ночные облака, полярное сияние и падающие звезды) говорят за то, что на высотах от 40 до 100 км находятся газы в состоянии разрежения, которое однако достаточно для возникновения известных оптических, электрических и термических явлений.

В то время как в тропосфере, благодаря непрерывно действующим воздушным течениям и процессам обмена и перемешивания, относительное содержание в воздухе различных газов не меняется с высотой, в стратосфере постепенно выступает слоистость, как это можно ожидать по закону Дальтона при одновременном действии силы тяжести. Поэтому такие легкие газы, как гелий и водород, должны тем больше преобладать над остальными составными частями воздуха, чем выше лежит рассматриваемый слой.

Вегенер <sup>2</sup> предложил гипотезу, что кроме известных содержащихся в воздухе газов в высших слоях атмосферы существует еще более легкий газ «геокороний», который там играет подобную же роль, как и короний в атмосфере солнца. В своей статье «Термодинамика атмосферы» <sup>3</sup> Вегенер говорит следующее: «Хотя в системе элементов по тепереш-

<sup>1</sup> W. J. Humphreys, Bull. National Research Council. Washington, D. C. Vol. X, Part 3, № 53, 1925, p. 52.

<sup>2</sup> Phys. ZS., 12, 170, 214 (1911).

<sup>3</sup> Handbuch der Physik, Bd XI, S. 160 (Berlin, J. Springer, 1926).

ним представлениям не остается места для такого элемента, солнечная корона показывает однако, что там существует материя, которая ведет себя как легкий газ такого рода; можно предположить, что он состоит из атомных остатков (электронный газ)».

Состав воздуха, представленный в объемных процентах, по вычислениям Вегенера на различных высотах выражается следующим образом (в таблице, начиная со второго столбца, помещены округленные числа):

Высота в км	Геокороний в %	Водород в %	Гелий в %	Азот в %	Кислород в %	Аргон в %
0 (почва)	0,00058	0,0033	0,005	78,1	20,9	0,94
20	0	0	0	85	15	0
40	0	1	0	88	10	0
60	4	12	1	87	6	0
80	19	55	4	21	1	0
100	29	67	4	1	0	0
120	32	65	3	0	0	0
140	36	62	2	0	0	0

Если исключить возможность еще более легкого гипотетического геокорония, то содержание водорода в объемных процентах получится сложением чисел второго и третьего вертикальных столбцов, например, для высоты 100 км — 96%.

Уменьшение давления с высотой можно видеть из следующей таблицы, которая вычислена Гэмфри (Humphreys)<sup>1</sup> в предположении, что в стратосфере существует постоянная температура (—55°), и что водород является легчайшим газом атмосферы.

Высота км	Давление мм	Высота км	Давление мм	Высота км	Давление мм
15	89,66	50	0,40	90	0,0081
20	40,99	60	0,094	100	0,0067
30	8,63	70	0,027	110	0,0059
40	1,84	80	0,0123	120	0,0052

<sup>2</sup> H a n n - S ü r i n g, «Lehrb. d. Meteorologie» (4 издание, Leipzig 1922), стр



На высотах больших, чем 30 км, господствует таким образом давление приблизительно того же порядка, при котором наблюдаются явления светящихся разрядов в трубках Гейслера. Это важно для объяснения природы полярного сияния.

Относительно вертикального распределения температуры достаточно указать на то, что довольно закономерное среднее уменьшение температуры в тропосфере приблизительно от 4 до 7° на 1 км оканчивается в самых нижних слоях стратосферы. Начиная отсюда, происходит снова небольшое увеличение температуры («верхняя инверсия»), и среднюю температуру стратосферы до высоты 30 км можно считать равной приблизительно — 55°. Температура еще больших высот неизвестна.

Вывод, что самые высокие слои атмосферы приблизительно от 70 до 80 км должны состоять преимущественно из бодорода, между прочим, основывается и на том, что пробы воздуха даже с высот только 8—9 км содержат водорода значительно больше, чем пробы, взятые близ почвы.

Необходимо заметить, что многие авторы принимают существование в стратосфере слоев, очень богатых озоном особенно днем, когда ультрафиолетовая часть солнечного спектра оказывает озонирующее и ионизирующее действие. Принято также считать, что именно эти богатые озоном слои селективно поглощают ультрафиолетовый свет короткой длины волны, и что это является причиной того, что в тропосфере даже на 10 км высоты солнечный спектр в ультрафиолетовой области не распространяется дальше длины волны 2890 Å.

Во всяком случае следует иметь в виду, что в воздухе сильно ионизирующие области ультрафиолетовых волн ( $\lambda < 1350$  Å) присутствуют только в средних и верхних слоях атмосферы.

Обыкновенные твердые или жидкие примеси воздуха, как частицы воды, льда, пыли, едва ли могут играть роль в стратосфере. Выше всего в эти слои во время извержения вулканов могут проникать пепел и вулканическая пыль, которые остаются там взвешенными в продолжение месяцев, как это можно заключить из явлений помутнения атмосферы после таких извержений. Наряду с этим не исключена также возможность, что космическая пыль или тонко измельченная.

материя из солнца могут вторгаться в высокие слои атмосферы, хотя бы под действием светового давления (С. Аррениус, Флеминг).

Фотоэлектрическое действие лучей большой длины волны в ультрафиолетовой области солнечного спектра может также вырывать электроны из этой «солнечной пыли» и образует таким образом положительные и (благодаря налипанию электронов) отрицательные ионы.

## *2. Гипотезы об ионизации верхних слоев атмосферы.*

Существуют три группы явлений, для объяснения которых необходимо ввести гипотезу, что верхние слои стратосферы должны обладать относительно высокой электрической проводимостью: 1) суточные вариации земного магнетизма; 2) электрическое свечение в самых верхних слоях воздуха, известное под именем полярного сияния; 3) экспериментальные результаты передачи электрических волн на весьма большое расстояние.

Причинами большой электрической проводимости верхних слоев могут служить следующие ионизаторы:

- а) ультрафиолетовое излучение солнца,
- б) корпускулярное излучение солнца,
- с) проникающее излучение (ультра-гамма излучение).

Источник ионизации, приведенный под (а), может действовать только в течение дня. Шустер (A. Schuster)<sup>1</sup> объясняет суточные колебания земного магнетизма индукционными токами в стратосфере; чтобы это имело место в верхних слоях стратосферы, необходима проводимость приблизительно  $9 \cdot 10^7$  Э. С. Э. ( $\text{см}^{-1}$ ). Суанн<sup>2</sup>, критикуя теорию Шустера, показал, что электрическая проводимость, вызываемая ультрафиолетовым излучением, на 100 км высоты равняется  $\Delta = 8 \cdot 10^4$  Э. С. Е. или примерно  $10^{-16}$  Э. М. Е. Эта величина приблизительно  $4 \cdot 10^8$  раз больше, чем средняя проводимость воздуха на земной поверхности. Элиас (Elias) получил значения приблизительно в 1000 раз больше.

Согласно Флемингу, этот ионизирующий эффект должен простираться сверху только до высоты приблизительно

<sup>1</sup> Phil. Trans., 208, 163 (1908).

<sup>2</sup> Terr. Magn, 21, 1—8 (1916).

50—60 км, так как активные длины волн (менее  $1\,350\text{ \AA}$ ) солнечного спектра отсутствуют в более низких слоях.

После захода солнца ионы, образованные таким образом, исчезают благодаря рекомбинации. Следовательно, эту ионизацию нельзя рассматривать как непрерывную, и она может быть привлечена только к объяснению некоторых особенностей в передаче электрических волн.

В самое последнее время Линдеман (F. A. Lindemann)<sup>1</sup> указал на гипотезу Эткинсона (R. d'E. Atkinson), который пытается объяснить ионизацию верхних слоев воздуха также и в ночное время. Согласно этому взгляду, озон, образованный в течение дня ультрафиолетовыми лучами солнца, медленно в течение ночи превращается в кислород с образованием ионов. В настоящее время эта гипотеза экспериментально совершенно необоснована.

Второй источник ионизации — корпускулярное излучение солнца, упомянутое под (б). Оно может состоять или из быстро движущихся электронов (гелио-катодные лучи),  $\alpha$ -лучей или других положительных атомов (например частиц водорода) большой скорости.

Гипотеза испускания электронов солнцем была впервые выставлена при изучении полярных сияний и имеет так много разносторонних подтверждений, что проникновение такого рода солнечных катодных лучей в верхние слои стратосферы можно считать совершенно несомненным. Экспериментальное основание этой теории полярных сияний было дано Биркеландом (Kr. Birkeland)<sup>2</sup>. Сама теория была подробно разработана К. Штермером (K. Störmer)<sup>3</sup>.

Предположение, выдвинутое Вегардом<sup>4</sup>, что полярные сияния вызываются  $\alpha$ -частицами, испускаемыми солнцем, не встретило поддержки и было оставлено самим автором. Однако, вероятно, что в добавление к электронам испускаются также положительные корпускулярные лучи<sup>5</sup> (напр. частицы водорода).

<sup>1</sup> Proc. Roy. Soc. (A), *III*, III, 1—13 (1926).

<sup>2</sup> «Expéd. Norveg. 1899—1900» (Christiania, J. Dybwad, 1901); Arch. Scien. Phis. et natur. (4), *I*, 497 (1896).

<sup>3</sup> Vidensk. Skrifter, № 3, Christiania, 1904; Comptes Rendus., *142*, 1583, 143, 140, 408, 460 (1906).

<sup>4</sup> Phys. ZS., *12*, 185 (1911); *14*, 677 (1913).

<sup>5</sup> E. v. Schweidler, Terr. Magn., *27*, 105 (1922) и *28*, 50 (1923); R. Swinpe, Phys. ZS., *17*, 529 (1916); J. Stark, Ann. d. Phys. (4), *54*, 598 (1917).

В настоящее время нет достаточно данных для суждения о распределении и ионизирующем эффекте солнечных корпускулярных лучей. Чапман (S. Chapman) вычисляет, что  $\alpha$ -лучи, испускаемые солнцем с начальной скоростью 20 000 км в секунду, могут проникать в атмосферу до уровня в 80 км. Согласно Элиасу, следует ожидать весьма резкого роста ионизации между высотами в 80 и 85 км под действием таких лучей. Под влиянием земного магнитного поля следует ожидать, что заряженные корпускулярные лучи будут сконцентрированы в определенных кольцевых зонах вблизи земного магнитного полюса (зона полярных сияний).

Третий ионизатор, действующий в стратосфере — проникающее излучение (ультра-гамма радиация). Его ионизирующее действие достаточно хорошо известно для нижних слоев до 9 км (сравн. § 23 (4)).

Проводимость воздуха (ср. § 4) зависит от числа присутствующих ионов и их подвижности. Число ионов само определяется ионизацией или рекомбинацией (§ 3, § 26).

Далее, так как зависимость подвижности и рекомбинации от давления достаточно хорошо известна, для вычисления проводимости воздуха на больших высотах необходимо знать величину ионизации, вызываемой вышеупомянутыми тремя ее главными источниками. Относительно ультрафиолетового и корпускулярного излучений солнца не имеется количественных данных. Однако Бендорфу<sup>1</sup> удалось вычислить значения для проводимости, вызываемой в тропосфере и стратосфере ультра-гамма излучением, в замечательном согласии с результатами измерений, полученными до высоты 9 км. Согласно Бендорфу, проводимость воздуха, вызываемая одним ультра-гамма излучением, возрастает по экспоненциальному закону. Таблица на стр. 166 и кривая фиг. 15 дают вычисленные таким образом значения для проводимости  $A$  атмосферы в электростатических единицах ( $\text{см}^{-1}$ ), а также и отношение  $A$  к  $A_0$ , проводимости близ земной поверхности для двух крайних значений  $\mu/\rho = 2,26 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{г}$  и  $\mu/\rho = 4,52 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{г}$  массового коэффициента поглощения ультра-гамма излучения.

Так как последнее значение взято непосредственно из наблюдений на воздушном шаре до 9 км (Кольхерстер), оно

<sup>1</sup> Phys. ZS., 27, p. 262 (1926).

должно по всей вероятности лучше представлять положение вещей, в свободной атмосфере  $\Lambda_0$  принято равным  $3 \cdot 10^{-4}$  Э.С.Э

Высота в км	0	9	12	20	40	60	80	100	120
для $\mu/\rho = \left\{ \begin{array}{l} \Lambda \\ \Lambda_0 \end{array} \right. = 2,26 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-4}$ 1	$2,9 \cdot 10^{-3}$ 9,6	$5,3 \cdot 10^{-3}$ 18	$5,3 \cdot 10^{-3}$ 116	8,8 29 000	$2,5 \cdot 10^3$ $1,2 \cdot 10^7$	$2,9 \cdot 10^5$ $9,6 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^6$ $6,0 \cdot 10^9$	$3,0 \cdot 10^6$ $1,0 \cdot 10^{10}$
для $\mu/\rho = \left\{ \begin{array}{l} \Lambda \\ \Lambda_0 \end{array} \right. = 4,52 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-4}$ 1	$6,6 \cdot 10^{-3}$ 22	$1,4 \cdot 10^{-2}$ 46	$1,1 \cdot 10^{-1}$ 350	$2,8 \cdot 10$ 94 000	$1,2 \cdot 10^4$ $3,7 \cdot 10^7$	$9,4 \cdot 10^5$ $3,1 \cdot 10^9$	$5,8 \cdot 10^6$ $1,9 \cdot 10^{10}$	$9,8 \cdot 10^6$ $3,3 \cdot 10^{10}$

Отсюда можно видеть, что на высоте 80 км существует очень резкое возрастание проводимости, именно на этой высоте проводимость в  $10^9$  раз больше, чем на земной поверхности. Проводимость на 80 км составляет от 3 до  $9 \cdot 10^5$  см<sup>-1</sup>, т. е. приблизительно равна проводимости сухой почвы. Так как проникающее излучение с одинаковой силой действует днем и ночью, то этим наконец объясняется факт существования большой проводимости на 60 км и выше.

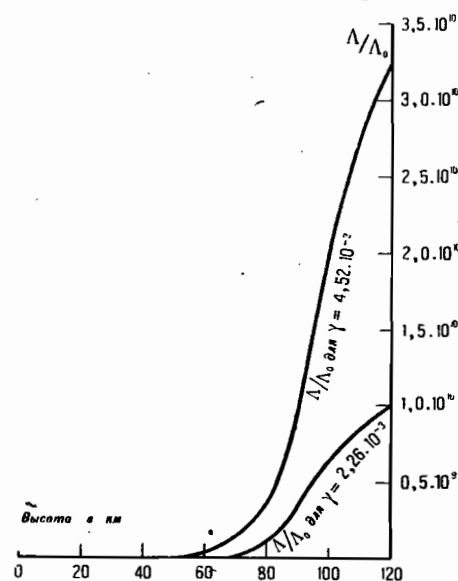


Рис. 15.

Следует отметить, что проникающее излучение на этих высотах достаточно само по себе для образования проводящего слоя (слой Х и в с а й д а), существование которого доказано при изучении распространения электрических волн, а также в самое последнее время при помощи прямого эксперимента с такими волнами (см. ниже). Другие упомянутые выше возможные источники ионизации или неравномерно распределены с географической точки зрения (солнечные кор-

пускулярные лучи) или изменяются во времени подобно ультрафиолетовому свету солнца, которое действует только в течение дня.

Нельзя сомневаться, что как корпускулярное излучение, так и ультрафиолетовый свет солнца на высотах 70 км и выше вызывают значительно больший ионизационный эффект, чем проникающее излучение.

С электрической точки зрения стратосферу можно разделить на две части: слой от 10 до 60 км ионизован умеренно, так как в этой области нет непрерывно-действующих ионизаторов кроме проникающего излучения (нижняя стратосфера); с другой стороны, выше 60—70 км расположены слои, состоящие главным образом из водорода, они сильно ионизованы и несомненно всегда в больших количествах содержат электроны (верхняя стратосфера). Верхняя стратосфера называется также слоем Хивисайда [или слоем Кеннели-Хивисайда (Kennelly-Heaviside) сравн. сноску § 8, стр. 34]. Разумеется, ионизация, производимая ультрафиолетовым светом, должна отодвигать границу сильно ионизованного слоя днем на 20 — 30 км ниже.

Если допустить, что носителями электричества в наивысших слоях являются главным образом водородные ионы, тогда, согласно Р. Мезни<sup>1</sup> (R. Mesny), на высоте 100 км должно находиться в 1 см<sup>3</sup> около 10<sup>7</sup> ионов. Ватсон (G. V. Watson)<sup>2</sup>, Флеминг (Fleming) и др. произвели подобные расчеты.

Согласно последним теориям распространения электрических волн, имеет значение не столько проводимость слоя Хивисайда, сколько присутствие достаточного количества свободных электронов кроме атомов водорода. Тайлор (A. N. Taylor) и Гульберт (E. C. Hulburt)<sup>3</sup> вычисляют содержание свободных электронов на высоте 250 км равным 100 000 на 1 см<sup>3</sup>.

### *3. Распространение электрических волн по поверхности земли и влияние ионизации высших слоев атмосферы.*

Основная проблема беспроволочной телеграфии и телефонии в общем может быть формулирована следующим образом: шар умеренной электрической проводимости (земля находится изолированно в пространстве. На его поверхности

<sup>1</sup> R. Mesny в E. Mathias «Traité d'Electricité Atmospherique, p. 406 (Paris 1924).

<sup>2</sup> Proc. Roy. Soc., (A), 95, 83 (1918).

<sup>3</sup> Phys. Rev. (2), 27, 189 (1926).

имеется отправительная станция определенных размеров, которая равномерно по всем направлениям испускает электрические волны. По какому закону уменьшается с расстоянием плотность энергии (сила сигнала), падающая на приемник? Какие обстоятельства влияют на дальность действия сигналов отправительной станции?

Многочисленные авторы занимались этой проблемой, с тех пор как Маркони впервые удалось покрыть большие пространства. Эмпирически установлено, что по крайней мере для длинных волн интенсивность приема приблизительно пропорциональна расстоянию от испускателя и длине волны  $\lambda$  и зависит еще от некоторого коэффициента абсорбции, как это видно из эмпирической формулы Остина (L. W. Austin).

$$S = 120 \pi \cdot \frac{h}{\lambda} \cdot \frac{I}{d} \cdot e^{-0,0015 \frac{d}{V \lambda}}.$$

Здесь  $h$  означает высоту антенны передатчика,  $I$  — силу тока в антенне,  $\lambda$  и  $d$  выражены в километрах.

Первые теоретически полученные формулы<sup>1</sup> не давали никакого согласия с опытом: практически достигнутая дальность и сила приема на больших расстояниях были многозначительнее вычисленных. Отсюда заключили, что распространение электрических волн можно рассматривать как процесс проводимости, и что своего рода проводимость волн имеет место в хорошо проводящих слоях земли подобно распространению электрических волн в Лехеровских проволоках («Теория поверхностных волн»).

На практике дальность передачи беспроводных сигналов непрерывно возрастала, и наконец был достигнут отчетливый прием на расстоянии 10 000 км (четверть окружности земли). Кроме того было установлено большое различие между интенсивностью приема днем и ночью, а также и аномалии при восходе и заходе солнца. В соответствии с этим укреплялся взгляд, что сильно ионизированные слои на 80 км и выше, точнее поверхности их нижних границ производят отражение электрических волн и таким образом позволяют принять их на очень большом расстоянии. Существование этого

<sup>1</sup> Сводку по литературе см. H. Schindelhauer, Meteorol. ZS., 3 177 (1920).

слоя, как уже упоминалось в § 8, было предположено почти одновременно в 1902 году независимо друг от друга Кеннели и Хивисайдом; задолго перед этим Бальфур Стюарт (Balfour Stewart) (1883) высказал сходную идею.

Электрические волны, посылаемые находящейся на земной поверхности станцией, согласно этой теории распространяются в среде, являющейся относительно очень хорошим изолятором (тропосфера и нижняя стратосфера) между двумя хорошо проводящими концентрическими сферами (поверхность земли и нижняя граница слоя Хивисайда). Таким образом понятно, что почти вся энергия, испускаемая антенной в форме волн, остается внутри этого плохо проводящего пространства.

Оказалось, что это представление, несмотря на то, что оно подверглось в дальнейшем изменениям, в принципе правильно.

Вначале считали, что слой Хивисайда должен иметь достаточно резко очерченные границы, так как в противном случае нельзя было объяснить отражение от него электрических волн. Флеминг пытался обосновать, почему могут иметь место такие относительно резкие границы.

Новое представление было внесено Икльсом (W. N. Eccles)<sup>1</sup>. Этот автор показал, что кроме отражения может иметь место еще отклонение или преломление волн от частей стратосферы, находящихся ниже слоя Хивисайда менее сильно ионизированных ультрафиолетовыми лучами (ионная рефракция). Электрические волны проникают в эти слои снизу и испытывают постепенное изменение направления таким образом, что они наконец движутся горизонтально или наклонно вниз по направлению к земле. Эта ионная рефракция объясняется тем, что скорость распространения в ионизированных слоях будет больше. Фронты плоских волн при этом искривляются в верхних частях вперед, и таким образом волны могут снова достигнуть земли. Эта теория Икльса была в состоянии объяснить уже большую часть тогда (1912) известных аномалий в приеме электрических волн на станциях, очень удаленных от передатчика. По этой теории, например, большие радиусы действия ночью объясняются тем, что благодаря исчезновению ионизации, произведенной ультрафиолетовыми лучами в ниж-

<sup>1</sup> Proc. Roy Soc. (A), 87, 79 (1912).



них слоях стратосферы, волны, идущие от передатчика под большим наклоном к горизонту, отражаются только от много более высокого слоя Хивисайда, тогда как днем ионная рефракция волн происходит на значительно меньших высотах, и следовательно луч возвращается к земле на меньшем расстоянии от передатчика.

Тот факт, что сильная ионизация уменьшает прозрачность воздуха для электрических волн, был объяснен Флемингом<sup>1</sup> при помощи оптической аналогии, вполне понятной даже и для неспециалистов: он сравнивал ионизованные места с пузырьками воздуха в воде. Если в воде находятся многочисленные воздушные пузырьки, то весь свет испытает от них полное отражение и вода будет казаться непрозрачной. Р. Мезни (лоссо. cit., стр. 167) вычислил, что по теории Икльса на высоте тридцати километров скорость распространения электрических волн уже на 0,5% больше, чем у поверхности земли. Это различие количественно достаточно для объяснения искривления электрических волн по направлению к земле. Ватсон<sup>2</sup> также разработал теорию распространения электрических волн между двумя концентрическими проводящими шаровыми поверхностями и для длинных волн получил закон распространения, хорошо согласующийся с формулой Остина таким образом и с опытом, причем слой Хивисайда он помещает на высоте 100 км.

Все эти и старые, здесь не упомянутые теории распространения волн перестают быть верными для коротких волн, очевидно, в этом случае не учитываются некоторые важные факторы.

В действительности, например, влияние постоянно и всюду существующего магнитного поля земли на распространение электрических волн стало приниматься во внимание только в новейшее время, начиная с 1924 года. Здесь прежде всего надо упомянуть основную теорию Лармора (Sir Joseph Larmor)<sup>3</sup>: Лармор рассматривал движение заряженных частиц (ионов или электронов) в слое Хивисайда при одновременном действии постоянного магнитного поля земли и переменного

<sup>1</sup> Nature, 109, 140, 177 (1922).

<sup>2</sup> Pros. Roy. Soc., (A), 95, 83 (1918).

<sup>3</sup> Phil. Mag., (6), 48, 1025 (1924).

электрического поля проходящих волн. Это переменное электромагнитное поле естественно заставляет ионы и электроны совершать колебания, что возможно только при большой потере энергии, т. е. при одновременном поглощении волн, если колебание частиц в воздухе встречает значительное сопротивление от трения.

Таким образом если цуг электрических волн может пройти через ионизированный газ без значительного поглощения, то влияние трения должно быть исчезающе малым. Лармор показал, что это имеет место, во-первых, если редки сопровождаемые потерей энергии столкновения колеблющихся электронов или ионов с газовыми молекулами, т. е. если средняя свободная длина пути ионов и электронов велика по сравнению с амплитудой их колебания в переменном поле электрических волн, и во-вторых, если частота этого колебания велика по сравнению с средним числом столкновений в секунду ионов и электронов с газовыми молекулами. Оба эти условия соблюдаются в области слоя Хивисайда для N-ионов, в меньшей степени для электронов.

Потеря энергии, которую можно вычислить при правдоподобных допущениях о числе имеющихся электронов или ионов для волн средней длины, достаточно мала, и поэтому совершенно понятно, что такие волны в ионизированных слоях в состоянии проходить много сотен километров без значительного ослабления.

Лармор вычислил также, насколько должно увеличиваться число  $N$  электронов 1 на  $см^3$  с высотой  $h$ , чтобы произвести внутри слоя Хивисайда искривление пути волны параллельно поверхности земли. Получается  $dN/dh = 3 \cdot 10^{-6}$ , т. е. если, например, принять, что лучи остаются внутри слоя, содержащего электроны, толщиной только в 1 км (по вертикали), то число электронов на верхней стороне этого «эффективного слоя» должно быть только на 0,3 электрона на 1  $см^3$  больше, чем на нижней стороне. Более значительные различия концентрации должны уже отклонять волны по направлению к земле.

Это отклонение лучей по теории Лармора сильно зависит от длины волны, и для волн длиной 60 м и менее оно исчезающе мало.

Это противоречит новым опытам Рейнардца (Reinartz)<sup>1</sup> и Тейлора (Taylor)<sup>2</sup>, которые показали, что короткие волны повидимому преломляются сильнее, чем это можно ожидать.

Еще перед этим трудности, связанные с получением большой дальности передачи с волнами средней длины (от 200 до 600 м), и отсутствие постоянной интенсивности приема указывали на то, что существует какой-то селективный эффект или искажающее влияние специально для области средних длин волн.

Дальнейшее развитие теории распространения электрических волн должно было считаться с этим обстоятельством.

Первые добавления к этой теории дал Апплетон (E. V. Appleton)<sup>3</sup>. Полные теории такого рода были независимо разработаны Никольсом (H. W. Nichols) и Шелленгом (I. C. Schelleng)<sup>4</sup>, а также и Ойт-Тейлором (A. Hoyt-Taylor) и Гульбертом (E. O. Hulburt)<sup>5</sup>.

Эти теории надо рассматривать как модификации и развитие теории Лармора, приложимость которой для области длинных волн остается неоспоримой.

Упомянутый селективный эффект получается из рассмотрения движения, которое электрон (заряд  $e$ , масса  $m$ ) вынужден совершать под влиянием электромагнитного поля проходящих волн и одновременно действующего магнитного поля земли (сила поля  $H$ ). Для амплитуды компоненты колебания электрона в направлении перпендикулярном к магнитному полю ( $H$ ) достигается максимальная величина, если частота электрических волн удовлетворяет уравнению

$$v_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{e}{m} \cdot H,$$

т. е. если длина волны равна

$$\lambda_0 = 2\pi \cdot \frac{m}{e} \cdot \frac{c}{H}.$$

Если подставить известные числовые величины для  $\frac{e}{m}$  (удель-

<sup>1</sup> «Q. S. T.», 9, 9 (April (1925)).

<sup>2</sup> Proc. Inst. Radio Engineers, 13, 677 (December 1924).

<sup>3</sup> Proc. Phys. Soc. London, 37, 2-nd Part, 22D (February 1925).

<sup>4</sup> The Bell System Techn. Journ., 4, 215—234 (1925); Science (N. S.), 61, 288 (1925), № 1576.

<sup>5</sup> Phys. Rev. (2), 27, 189 (1921); Science (N. S.), 62, 183 (1925), № 1599.

ный заряд электрона), для  $c$  (скорость света) и принимая силу магнитного поля земли  $H = 0,5$  гаусса, то для критической длины волны получается

$$\lambda_0 = 214 \text{ м.}$$

Для этой критической длины волны или частоты, которые однако изменяются с величиною силы земного поля, колебания электронов, вызываемые проходящей электрической волной, будут особенно интенсивны, и, обратно, на распространение волн для критической волновой области  $\lambda_0$  в сильнейшей степени будут влиять возбужденные колебания электронов в слое Хивисайда. В результате будет иметь место особенно сильное поглощение этих волн. Следует обратить внимание на то, что соответственные значения для колеблющихся частиц атомных размеров, например N-ионов, в 1800 раз больше и следовательно лежат вне длин волн, употребляемых на практике.

При распространении волн могут иметь место различные случаи в зависимости от рассматриваемого направления распространения. Если взять линейно-поляризованные электрические волны с колебанием электрического вектора, например в вертикальной плоскости, то по Никольсу и Шелленгу для распространения в направлении магнитного поля земли (главная компонента Север — Юг) получается разделение луча на две противоположно по кругу поляризованных волны с различными скоростями, так что в результате может получиться пространственное разделение на две группы волн. Для коротких волн этого нет, но происходит только вращение плоскости поляризации электрической волны. В распространении с востока на запад и обратно [имеет место двойное преломление, т. е. волновые лучи делятся на два взаимно перпендикулярных поляризованных луча. Может даже случиться, что в слое Хивисайда один луч изогнется например к земле, в то время как другой искривится по направлению вверх.

Следует заметить, что известные аномалии в распространении волн, найденные лишь совершенно недавно, могут быть объяснены новой теорией. Рассмотрим здесь одно такое явление.

Установлено, что для коротких волн ( $\lambda < 50 \text{ м}$ ) интенсивность приема при постоянной мощности передатчика (напр.

5 киловатт) довольно быстро убывает с расстоянием и на 100—150 км падает практически до нуля. На еще больших расстояниях [от передатчика сигнал остается неслышным. Однако при дальнейшем возрастании [расстояния сигналы снова становятся слышными, их интенсивность достигает максимума и при дальнейшем возрастании расстояния уменьшается лишь очень медленно. Назовем расстояние внешнего края упомянутой «зоны молчания» от испускателя «расстояние скачка» («skip-distance»). По Тейлору [это расстояние очень сильно зависит от применяемой области волн и днем составляет например для волн длиной 16, 21, 32, 40 м соответственно 21 000, 1 100, 640 и 280 км. Таким образом объясняются громадные радиусы действия, достигнутые очень короткими волнами.

Это явление [зоны молчания является [прямым [экспериментальным доказательством отражения или рефракции волн и слое Хивисайда. Ночью «skip-distance», согласно опытам Бэкера (W. G. Baker) и Райса (C. W. Rice)<sup>1</sup>, в 4—5 раз больше, так как в этом случае отражающий слой лежит выше.

Тейлор и Гульберт при помощи упомянутой теории смогли количественно объяснить эти и другие явления приема коротких волн. Оказывается, что [для отражения и преломления волн в высоких слоях имеют значение только электроны, но не ионы. Прием [коротких волн (от 20 до 50 м) на расстояниях от 10 000 до 20 000 км оказывается возможным благодаря тому, что они испытывают в верхних слоях атмосферы преломление, а на [поверхности земли отражение, и что этот процесс повторяется многократно. Волны короче 14 м не пригодны для передачи на очень большие расстояния. Волны от 60 до 200 м могут отражаться от слоя Хивисайда при любом угле падения на слой.

Согласно этим исследованиям, число электронов на 1 см<sup>3</sup> на высотах от 110 до 250 км достигает днем максимальной величины (10<sup>5</sup> на 1 см<sup>3</sup>). Теория может также объяснить при помощи интерференции известные искажения формы волны и колебания интенсивности при приеме «фэдинг» («fading») (сравн. ниже (5).

<sup>1</sup> Science (N. S.), 63, № 1 626 (February 1926).

#### 4. Экспериментальное определение высоты слоя Хивисайда.

Высота «отражающего» слоя над поверхностью земли может быть определена не только косвенно, как показано в предыдущей главе, но также и непосредственным опытом. До сих пор на практике применялись два метода.

Первый, принадлежащий Апплетону и Барнетту<sup>1</sup> (E. V. Appleton и M. A. F. Barnett) коротко можно назвать «интерференционным методом». Он основан на том, что волна, идущая от отправителя прямо (т. е. вдоль поверхности земли), интерферирует с волной, отраженной от слоя Хивисайда. Передаточная станция (Барнемут, Англия) была снабжена приспособлением, которое в определенный промежуток времени (например от 10 до 30 секунд) при постоянной энергии передачи непрерывно в известной области изменяет ее длину волны.

Приемная станция, удаленная на 140 км, имела постоянную чувствительность для всех волн применяемой области. Волна, бегущая к слою Хивисайда и потом к земле (приемник), имеет соответственно этому медленно изменяющуюся разницу фаз по отношению к прямой волне, и на приемнике благодаря интерференции будет получаться то усиление, то ослабление. Опыты дали очень отчетливый максимум и минимум. Высота «отражающего слоя» была вычислена отсюда 85 км (днем). Разумеется, это надо рассматривать как среднюю высоту действующего слоя электронов. Нижняя граница слоя Хивисайда всегда, даже и ночью, остается совершенно неопределенной. Это означает только то, что для коротких волн граница (в сравнении с длиной волны) может считаться достаточно диффузной, поэтому для этих волн имеет место рефракция (искривление лучей). Для длинных волн, напротив, граница достаточно резка, чтобы вызвать отражение.

Второй метод для практического определения слоя Хивисайда разработан Тиве и Брайтом (M. A. Tuve и G. Breit)<sup>2</sup>. Передаточная и приемная станции (на расстоянии  $l$ ) образуют равносторонний треугольник с отражающей обла-

<sup>1</sup> Nature, 115, 333 (1925); Electrician, 94, 398 (1925); Proc. Roy. Soc., A, 109, 621 (1925).

<sup>2</sup> Terr. Magn., 30, 15 (1925); Ann. Report of the Director, Dept. of Terr. Magn., Carnegie Inst., Washington, D. C., № 24, p. 176 (1925); Nature, 116, 357 (1925).

стью слоя Хивисайда, лежащая на высоте  $h$  км, которую и требуется определить. Пусть теперь передатчик через правильные интервалы испускает непрерывно цуги волн ( $\lambda = 71$  м), которые на приемной станции регистрируются осциллографически. Волны, приходящие к приемнику более длинным, косвенным путем над обоими вершинами равноугольного треугольника, замедляются по сравнению с прямо-бегущими волнами на время

$$\tau = \frac{2h}{c} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{l}{2h}\right)^2} - \frac{l}{2h} \right]$$

и следовательно регистрируются осциллографически в промежутке между двумя регистрациями прямых волн. Время  $\tau$  определяется из регистрационных полос (в действительных опытах оно равно приблизительно  $1/3000$  сек), затем в формулу вносится известное расстояние между обеими станциями  $l$  и скорость света  $c$ . Так определяется высота  $h$ . Туве и Брайт нашли для  $h$  величину между 80 и 160 км. Высота «отражающего слоя» варьирует, как известно, также и в зависимости от времени дня.

Благодаря этим опытам были разрешены последние сомнения о существовании слоя Хивисайда, и немногие еще остающиеся противники этой гипотезы <sup>1</sup> должны быть всеми этими опытами поставлены в затруднительное положение.

Еще в 1915 году Флеминг <sup>2</sup> весьма дальновидно предусмотрел, что беспроволочная телеграфия, а особенно применение направленных передатчиков, является исключительным вспомогательным средством для исследования высших слоев атмосферы. Он сказал: «Возможно, что, применяя направляющую антенну к посылке электрических волн вверх под различными углами и наблюдая, где они фактически достигают земли, мы в состоянии будем применять беспроволочную телеграфию, как средство для исследования атмосферы, подобно тому, как пользуемся прожекторами для измерения высоты облаков».

Достигнутые с 1915 года успехи позволяют ожидать, что мы когда-нибудь будем в состоянии не только определить высоту слоя Хивисайда, но находить прямым методом даже

<sup>1</sup> Сравни, напр., R. A. Meissner. Jahrb. f. drahtl. Telegr., 24, 85 (1924).

<sup>2</sup> Electrician, 75, 348 (1915).

и более глубоко лежащие «ионные облака» или «ионные слои» в стратосфере и их изменения.

*5. Атмосферные искажения в беспроводной телеграфии и телефонии и их отношение к атмосферно-электрическим и метеорологическим явлениям.*

Хотя атмосферные искажения (помехи) в беспроводных сообщениях большей частью совершенно не связаны с процессами в высоких слоях атмосферы, здесь, однако, не лишне дать короткий обзор этой области, так как эти искажения представляют всеобщий интерес <sup>1</sup>.

Искажения обыкновенно подразделяются на 4 группы:

1) Производящие в телефоне скребущие шумы («grinders»).

2) Вызывающие резкий треск и щелчки.

3) Производящие шипение.

4) Такие, которые производят в приемнике внезапные не поддающиеся контролю колебания приема: эффект «фэдинг» («fading effect»).

Как уже упоминалось, эффект фэдинг объясняется интерференцией между прибывающими волнами, и только (1) (2) (3) могут быть рассматриваемы как чисто атмосферный эффект.

О причинах последних даже теперь, несмотря на большой наблюденный материал в этой области, известно очень мало. Только часть искажений имеет колебательный характер с периодом колебания от долей секунды до нескольких секунд. Многие совершенно аperiodичны, и поэтому попытки избежать искажений при помощи очень резко настроенного приемного контура удалась только отчасти.

Атмосферные искажения сильнее всего в летние месяцы и ночью сильнее, чем днем. Особенно сильно они выступают в тропических широтах, где в неблагоприятные времена для передачи известий требуется применять от 6 до 8 раз большую энергию, чем при благоприятных условиях приема. Особенно обременительны искажающие шумы при работе

<sup>1</sup> Общий теоретический разбор атмосферных искажений в связи с беспроводной телеграфией имеется в «Die Hochfrequenztechnik», том I: Koerts: «Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Nachrichtenvermittlung» (Berlin, M. Krayn, 1924).



с искровыми передатчиками. Позднее, работавшие с музыкальными сигналами (звучащие искры или современный метод биений или гетеродинирования) всегда легко различали телеграфные знаки от искажающих сопутствующих шумов.

Многие исследователи, например Гроот и Флеминг (C. de Groot и J. A. Fleming), думают, что большинство искажений класса (1) (grinders) происходят от электрических процессов в верхней стратосфере или же в зоне полярных сияний. Другие считают, что они производятся идущими от солнца электронами, врывающимися в верхние слои атмосферы.

Флеминг думает, что эти искажения производят процессы рекомбинации между положительно и отрицательно заряженными частицами в этих высоких слоях. Ночью, когда отсутствует ионизация ультрафиолетовым светом, они могут быть легче услышаны на земной поверхности.

Также и тихие разряды в верхней стратосфере могут быть причиной подобных искажений.

Другие классы атмосферных искажений в беспроводной телеграфии связаны с процессами в тропосфере. Особенно исследования с направленным приемом дают по Ватсон Ватту и другим, что три четверти искажений исходят из широких зон дождя. Разумеется, области грозы точно так же можно рассматривать как места возникновения искажений, которые часто могут быть замечены на больших расстояниях. Вильсон показал, что грозовые разряды имеют место наверху в проводящих слоях и что они, конечно, могут действовать как искажения.

Исследования Бюро (R. Vigneau) во Франции показали, что искажения очень ясно зависят от общего состояния погоды или от поведения так называемого «полярного фронта». Связь так отчетлива, что, наоборот, даже думают о приложении изучения искажений для прогноза погоды и для предсказания грозы. Другой класс искажений исходит из определенных центров, особенно из протяженных горных цепей. Замечательны наблюдения американского полярного исследователя д-ра Дональда Мак Миллана (Dr. Donald Mac Millan) <sup>1</sup> в 1924 году; когда он непосредственно проезжал зону полярного сияния во время оживленных фото-полярных явлений, он не мог установить никаких искажений в радио-

<sup>1</sup> New York Times, January 31<sup>st</sup>, 1925, p. 15.

сообщениях с Америкой. Это впрочем нельзя рассматривать как доказательство того, что электрические процессы при полярных сияниях не влияют на распространение электрических волн. Такие искажения, напротив, должны выступать гораздо отчетливее в более удаленных местах, которые получали волны только благодаря отражению в области зоны полярных сияний, потому что для приема волн изменения в слое Хивисайда в зените над приемной станцией едва ли имеют значение.

---

## БИБЛИОГРАФИЯ.

### I. Обзорные работы и курсы атмосферного электричества.

A. Gockel. «Die Luftelektrizität.» Leipzig: S. Hirzel, 1908. 208 стр.

H. Mache und E. v. Schweidler. «Die atmosphärische Elektrizität». (Вып. XXX серии «Die Wissenschaft»). Braunschweig: Friedr. Vieweg & Son. 1909. 247 стр.

R. Süring. Глава «Luft und Wolkenelektrizität», в «Meteorologie» Hann'a 3 изд. Leipzig: Tauchnitz, 1914. 4 изд. Leipzig: Tauchnitz, 1922.

A. Nippoldt. Глава «Erdelektrizität», в Müller-Pouillet, «Lehrbuch der Physik». 10 изд., том 4, кн. 5. Braunschweig: Friedr. Vieweg & Sohn, 1914.

E. v. Schweidler и K. W. F. Kohlrausch. Глава «Atmosphärisch Elektrizität», в «Handbuch der Elektrizität» Graetz'a, том 3, стр. 269, Stuttgart Engelhorn, 1915. 82 стр.

K. Kähler. «Luftelektrizität». Berlin u. Leipzig: Vereinigte wissenschaftliche Verleger. Walter de Gruyter & Co (Sammlung Göschen). 1 изд., 1913; 2 изд. 1921. 134 стр. Есть русское издание.

B. Chauveau. «Electricité Atmosphérique». 3 тома. Paris: Octave Doin, 1922—1924. 576 стр.

E. Mathias. «Traité d'Electricité Atmosphérique et Tellurique». Совместно с J. Bosler, P. Loisel, R. Dongler, Ch. Maurain, G. Girousse, R. Mesny. Paris: Presses Universaires de France, 1924, 580 стр.

### II. Работы по специальным отделам атмосферного электричества.

A. Gockel. «Die Radioaktivität von Boden und Quellen» (Sammlung Vieweg, вып. 4). 1914. 110 стр.

Stefan Meyer u. E. v. Schweidler. «Die Radioaktivität». Leipzig: Teubner, 1916. (Глава VII: Radioaktivität der Erde und Atmosphäre). 2 изд. (дополн.), 1927.

W. Kolhörster. «Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre» («Probleme der Kosmischen Physik», V.). Hamburg: Henri Grand, 1924. 72 стр.

K. Kähler. «Die Elektrizität der Gewitter» (Sammlung Borntraeger, вып. 3). Berlin, 1924. 148 стр.

Walter Brand. «Der Kugelblitz». Hamburg: Henri Grand, 1923.

A. Gockel. «Das Gewitter». Berlin: F. Dümmler. 3 изд., 1925. 316 стр.

Л. В. Мысовский. «Космические лучи». Москва — Ленинград; Госиздат. 1929. 131 стр.

# ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

(Цифры обозначают страницы)

- Азельман, 57.  
Акияма, 134.  
Аллен, 81.  
Амад, 127.  
Апплетон, 172.  
— и Барнет, 174.  
Аррениус, 163.  
Бауер, Фиск и Мочли, 130.  
— и Суанн, 28, 86, 90, 129, 156, 157.  
Беггеров, 58.  
Бегонек, 134.  
Беккер, 48.  
Беллиа, 73.  
Бенндорф, 20, 165.  
Бергвиц, 105, 111, 112, 114, 118, 132.  
Берндт, 48.  
Бланк, 66, 73, 79, 80.  
Блэквуд, 50.  
Бойлан и де Саша, 147.  
Волтвуд, 65.  
Бонгардс, 87, 88, 91, 101, 136, 134.  
Брандес, 77.  
Бравли, 55.  
Броксон, 123.  
Будиг, 39, 103.  
Бумстид, 71, 79.  
— и Уилер, 71.  
Буртон, 104.  
Буссэ, 57.  
Бербанк, 79.  
Бэкер и Райс, 174.  
Бюро, 178.  
Бютгнер, 124, 127, 129.  
Бюхнер, 66.  
Варбург, 1.  
Ватсон, 167, 170.  
Ватсон-Ватт, 178.  
Вегард, 133, 164.  
Вегенер, 160.  
Виганд, 43, 84, 94, 95, 98, 102, 130, 158.  
— и Коппе, 39.  
Вилларн, 137.  
Вильсон Ч., 102, 104, 132, 178.  
Вильсон В., 80.  
Вольфке, 114.  
Вульф, 22, 102, 104, 108, 114, 116, 117, 118.  
Галаротти, 58.  
Гарвей, 79.  
Гауер, 114.  
Гердиен, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 34, 44, 45, 46, 78, 81, 85, 86.  
Гесс, 86, 87, 91, 105, 106, 115, 117, 119, 120, 124, 126, 129, 130, 153.  
Гесс и Кофлер, 117.  
— и Шмидт, 98.  
— и Ф. Зензель, 42.  
Гирши, 66.  
Гоккель, 19, 31, 32, 33, 41, 42, 47, 50, 53, 71, 79, 86, 89, 102, 103, 105, 111, 117, 118, 120, 122, 128, 140, 145.  
Геккель и Вульф, 104.  
Гофман, 31, 110, 112, 113, 122, 124, 126, 127, 128, 129, 134.  
Гроот, де, 177.  
Губер, 32, 42.  
Гэмфри, 161.  
Дадурин, 73.  
Дайк, 86.  
Даундерер, 137.  
Джолли, 65, 66, 67, 68.  
— и Смит, 71, 76.

- Де Бройль, 130.  
 Девик, 114.  
 Деляндр, 135.  
 Дорно, 20, 32, 42.  
 Доуней, 122.  
 Делигер, 123, 132, 139.  
 Зеленый, 48, 137.  
 Златорович, 82, 93, 96, 115, 117, 153, 154.  
 Иккльз, 169.  
 Келлер, 20, 57, 71, 75, 117.  
 Кеннелли, 169.  
 Кертс, 187.  
 Кинг, 116, 120.  
 Кингдон, 114.  
 Кношита, Нишиказа и Оно, 79, 80.  
 Клейншмидт, 120.  
 Кольрауш, 31, 46, 48, 86, 145, 146, 153,  
 Колхельстер, 105, 109, 115, 117, 119,  
 120, 122, 123, 128, 131, 133, 134,  
 135, 136.  
 Комптон, 126.  
 Кулон, 1, 2, 14, 16.  
 Кунсман, 114.  
 Курц, 28, 37, 79, 86, 115, 152.  
 Кюри, 82, 103.  
 Ланжевен, 7, 13, 48, 51, 146.  
 — и Мулен, 39, 49.  
 — и Рей, 114.  
 Ляромор, 170, 171.  
 Лемоннье, 2.  
 Ленард, 5, 6, 48, 51, 55, 56, 57, 58.  
 Линдеман, 164.  
 Линке, 132.  
 Линс, 1, 16.  
 Людевиг и Лорензер, 73.  
 Лютц, 39.  
 Мак Клелланд, 48.  
 — — и Кеннеди, 50.  
 Мак Клэвг, 147.  
 Мак Леннан, 104.  
 — — и Бэртон, 104.  
 — — и Макаллум, 118.  
 — — и Мак Леод, 114, 130.  
 Мак Миллан, 178.  
 Маркграф, 20, 23.  
 Марсден, 120.  
 Маттеучи, 1.  
 Махе, 44, 46, 68, 69, 100.  
 — и Бамбергер, 66.  
 — и Гофман, 92.  
 Махе, Риммер, 92, 145.  
 Мейер Ст., 133.  
 — — и Швейдлер, 65, 82.  
 Мейснер, 176.  
 Мезни, 167, 170.  
 Милликен, 105, 121, 128, 129, 135.  
 — и Боуэн, 111, 121.  
 — и Камерон, 124, 127.  
 — и Отис, 134.  
 Митэ и Леман, 43.  
 Мочли, 86, 156.  
 Муноц, де Кастильо, 71.  
 Мысовский и Тувим, 124, 129.  
 Мэкель, 37.  
 Негро, 163.  
 Нернст, 134.  
 Никольс, 38.  
 Никольс и Шелленг, 172, 173.  
 Нодон, 133.  
 Нолан, 52, 53.  
 — и Энрайт, 51.  
 Нолан, Бойлан и де Саши, 50, 147, 150.  
 Нордман, 39.  
 Нориндер, 37.  
 Обергуггенбергер, 117, 120.  
 Олужич, 71, 93, 94, 95, 140.  
 Остин, 168, 170.  
 Отис, 121.  
 Отис, Боуэн, и Камерон, 105, 121.  
 Палаццо, 130.  
 Паттерсон, 114.  
 Пачини, 121.  
 Поллок, 7, 52.  
 Поуэр, 147, 149.  
 Райт, 104.  
 — и Смит, 43, 71, 73, 76, 93, 96, 98.  
 Рамзауер, 51.  
 Регер, 103.  
 Резерфорд, 84, 93.  
 — и Кук, 104.  
 Рейнарц, 171.  
 Рикке, 15, 16, 142.  
 Ричардсон, 139.  
 Руш, 102.

Салис, 128.  
 Сальпетер, 88, 89,  
 Сандерсон, 71, 74.  
 Саразин и Томмазина, 81.  
 Свинне, 131, 133.  
 Селла, 80.  
 Симпсон, 41, 137, 139, 153, 156.  
 — и Райт, 114, 115, 130.  
 Стретт (Лорд Рэллей) 65, 66, 67.  
 Стюарт, 168.  
 Стронг, 115.  
 Суанн, 15, 20, 22, 24, 25, 27, 28, 37,  
 38, 39, 45, 52, 56, 89, 111, 122,  
 123, 124, 130, 133, 139, 163.  
 Сэтерли, 71, 93, 94, 153.  
 Тайлор, 167, 171.  
 Тэйлор и Хульберт, 167, 174.  
 Тибо, 127.  
 Томсон Дж. Дж., 15, 51, 55.  
 Тоунсенд, 48.  
 Туве и Брейт, 175, 176.  
 Уэллиш, 6.  
 Флеминг, 163, 167, 169, 176, 178.  
 Флетчер, 65.  
 Фруг, 122.  
 Хивисайд, 34, 166, 168.  
 Холмс, 66,  
 Хольтхузен, 65.  
 Хюлетт, 25, 26, 27, 33, 68.

Чэпман, 165.  
 Швальбе, 58.  
 Швейдлер, 18, 19, 20, 21, 31, 32, 38,  
 47, 96, 105, 115, 120, 122, 123, 131,  
 134, 139, 146, 147, 148, 149, 155.  
 Швейдлер и Кольрауш, 153.  
 Шенк, 71, 81.  
 Шеринг, 18, 19, 20.  
 Шиндельгауэр, 168.  
 Шленк, 32, 150.  
 Шмидт, Г. В., 78.  
 Шмидт Вил., 100.  
 Шово, 51.  
 Шредингер, 86, 87, 91.  
 Штоппель, 32.  
 Штермер, 164.  
 Шустер, Сэр А., 143, 145, 163.  
 Эберт, 22, 35, 33, 74, 94, 137, 141, 142.  
 — и Эверс, 71.  
 — и Курц, 138, 139.  
 Эблер, 65.  
 Элиас, 165.  
 Эльстер и Гейтель, 2, 16, 18, 21, 36-  
 55, 62, 63, 70, 71, 77, 103.  
 Эндрес, 75.  
 Эткинсон, 164.  
 Эшман, 94.  
 Юз и Джаунсей, 135.  
 Яуфман, 79, 103.

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

(Цифры обозначают страницы)

Адсорбция ионов (141).  
 Айткена счетчик пыли (пыломер) (151).  
 Актинон (эманация актиния), (60).  
 Альфа-лучи, (61).  
 Аспирационные методы (теория), (22).  
 Атмосферные радио-возмущения (ис-  
 кажения помехи), (176).  
 Атмосферы излучение, (114).  
 Большие ионы, (48).  
 Бета-лучи, (62).  
 Водопадов электричество, (58).  
 Воссоединение ионов, (142).  
 Выдыхание (эксхалация) почвы (137).

Галлея комета, (42) 130.  
 Гальвакса эффект, (55).  
 Гамма-лучи, (62).  
 Геокороний, (160).  
 Гесса излучение, (106).  
 Горные породы, (62).  
 Диафрагмы эффект, (139).  
 Диффузия ионов, (146).  
 Дыхание почвы (137).  
 Заряд ионов, (4), (52).  
 Инверсия верхняя, (162).  
 Индукции радиоактивные, (77) 81.  
 — теория осаждения (83) до 85.

- Интерференция электрических волн, (174—175).
- Излучение земли, (114).
- Излучение сосуда (стенок), (112).
- Ионизаторы (обзор), (54).
- Ионизация через столкновение (12, 59).
- Ионизационный баланс с 152 до 157.
- Ионизирующая сила определение, (8)
- Ионы, исчезновение их, (8), (142), 148.
- образование, (7), 8.
  - плотность, (39, 40).
  - подвижность, (43, 46).
  - природа, от 5 до 7.
  - рефракция ионная, (169).
  - столкновения, (12), (59).
  - счет, (35).
- Источников радиоактивность, 68.
- Карнеги рейсы, (30), 40, 41, 86, 100, 102, 156.
- Кеннелли (Хивисайда) слой, (34) 168.
- Кольхерстера прибор для измерения проникающего излучения 109.
- Комплексных ионов теория, (6).
- Константа исчезновения Швейдлера, (148).
- Корпускулярное излучение солнца, 133, 163.
- Кучевая теория ионов, (6).
- Кюри (единица количества эманации), (68).
- Лавжевена ионы, (48).
- Ленарда эффект (55) по 58.
- Махе единица, (68).
- Метод непрерывного тока воздуха (Джоли), (66).
- «Миллиграмм-секунда» (единица количества эманации), (69).
- Молионы, (6).
- Морской воды радиоактивность, (67).
- Озона слой в атмосфере, (162).
- Омический ток, (11).
- Осадков радиоактивность (102).
- Остаточное излучение, (112).
- Остина формула, 168.
- Поверхностное излучение, (115).
- Поля искажение пространственными зарядами, (14).
- Полярные сияния, (163, 178).
- Подвижность ионов, (4), 43.
- Почвенные пробы, (64).
- Почвенный воздух, (79).
- Преломление и отражение электрических волн, 169, 175.
- Проводимость (определение), 11.
- результаты, от 29 до 35
  - методы, 20 22, 28.
- Проволочный метод Эльстера и Гейтеля, 77.
- Промежуточные (средние) ионы, 7, 50.
- Проникающее излучение, 103 и далее
- Пространственный заряд свободный.
- Радиоактивность, 59.
- Радон (эманация радия), 60.
- Распада радиоактивного закон, (60).
- Рассеяния закон, 14 по 16.
- Рассеяния измерения, 16.
- Свободный ток, 10.
- Селла, метод истечения, 80.
- Стратосфера, 161.
- Суанна поправка, 25.
- Ток насыщения, 11.
- Торон (эманация тория), 60.
- Тропосфера, 162.
- Ультра-гамма излучение, 118 и далее.
- Ультрафиолетовых лучей действие, 55, 56, 164.
- Фонтактометр, 69.
- Фэдинг (Fading)—эффект, 177.
- Хивисайда-слой, (33, 166, 167).
- Шеринга метод проволоки, 19.
- Эберта счетчик ионов, 35.
- Электронный газ, 161
- Эман (единица концентрации эманации), (69).
- Эманации содержание в воздухе, 91 и далее.
- Эманационный баланс в атмосфере, 98.