РАССЕЯНИЕ СВЕТА В АТМОСФЕРЕ.

И. И. Тихановский.

§ 1. Введение.

В 1910 году лорд Рэлей[1]) в своей речи „Цвет моря и неба", произнесенной в Королевском Институте, касаясь вопроса о происхождении небесного света, сказал следующее: „Что касается небесного света, то теория, приписывающая его происхождение светорассеянию, вызванному присутствием мельчайших частичек, большинство которых меньше световой волны, может считаться теперь общепринятой. Она объясняет, по крайней мере в первом приближении, как поляризацию, так и цвет небесного света... Остается еще неразрешенным один интересный вопрос: от какого рода мелких частичек, рассеивающих преимущественно короткие волны, зависит лазурь неба? Нельзя отрицать, что мелкие частички солей и других взвешенных веществ, в которые нужно включить зародыши растительного мира, играют известную роль...; но, повидимому, можно считать установленным, что самые молекулы воздуха способны в достаточной степени рассеивать синий цвет для того, чтобы придать небу его лазуревый вид".

Эти немногие слова первоклассного ученого дают вполне точную характеристику состояния вопроса об атмосферном рассеянии света в то время, т.-е. 16 лет тому назад. Несомненный интерес представляет характеристика современного состояния этого вопроса, имеющего большой интерес не только для геофизики и метеорологии, но и для чистой физики. В частности, весьма интересны попытки построения теории атмосферного светорассеяния, идущей дальше первого приближения, и попытки разрешения вопроса о природе частиц, рассеивающих свет в атмосфере.

Дать, по возможности, объективное изложение этих вопросов и является целью настоящей статьи.

---

[1]) Rayleigh, Nature, *83*, 48 (1910); цитируется по русскому переводу в Физич. Обозр., 1910 г.

§ 2. Простейшая теория рассеяния света в земной атмосфере.

Рассмотрим простейшую теорию рассеяния света в земной атмосфере, предполагающую, что попадающий в атмосферу солнечный (или лунный) свет рассеивается в ней молекулами воздуха, принимаемыми при этом изотропными[1]). Теория предполагает, далее, что эти молекулы рассеивают только свет, падающий на них непосредственно от солнца, и не принимает во внимание то обстоятельство, что молекулы могут рассеивать также и свет, падающий на них от других молекул (двухкратное и, вообще, многократное рассеяние света), и свет, идущий от земной поверхности.

Рассматривая вопрос с точки зрения электронной теории, мы предполагаем, что каждая молекула содержит определенное число электронов, каждый из которых колеблется под действием падающей волны около положения равновесия. Напряжение электрического (E и магнитного (H) поля, создаваемого колеблющимся электроном на расстоянии r от электрона в направлении, образующем угол θ с направлением прямолинейных колебаний электрона, определяется, как известно, формулой

$$E = H = \frac{ej \sin\theta}{c^2 r}, \tag{1}$$

где e — заряд электрона, j — его ускорение в данный момент, c — скорость света. Если значение j соответствует моменту времени t, то значения E и H, определяемые формулой (1), соответствуют, понятно, моменту $t + \frac{r}{c}$. Интенсивность (средняя) рассеиваемого электроном света в точке, определяемой координатами r и θ, будет

$$I = \frac{e^2 \overline{j^2} \sin^2\theta}{4\pi c^3 r^2},$$

где $\overline{j^2}$ есть среднее по времени значение величины j^2. Пусть на электрон падает синусоидальная волна периода T, под действием которой электрон приходит в вынужденные синусоидальные колебания того же периода T. Тогда, обозначая через s амплитуду колебаний электрона, можем написать предыдущую формулу в следующем виде:

$$I = \frac{2\pi^3 c (es)^2 \sin^2\theta}{r^2 \lambda^4}, \tag{2}$$

где λ — длина световой волны.

Пусть, далее, на электрон, находящийся в точке O, падает по оси X, по направлению, указанному стрелкой, волна неполяризован-

---

[1]) Rayleigh. Phil. Mag., *12*, 81 (1881); *47*, 375 (1899). Cabannes. Ann. d. phys., *15*, 5 (1921). См. также Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien.

ного света, имеющая в точке O амплитуды компонентов напряжения электрического поля E_y и F_z. Рассмотрим свет, рассеиваемый в направлении OP, лежащем в плоскости XOY и образующем угол φ с направлением падающих лучей. Тогда, применяя к каждому из компонентов колебаний электрона по осям Y и Z формулу (2), получаем для компонентов интенсивности рассеянного света, поляризованных соответственно в плоскостях POX и POZ, выражения

$$I_1 = \frac{2\pi^3 c(ez)^2}{r^2\lambda^4}, \quad I_2 = \frac{2\pi^3 c(ey)}{r^2\lambda^4}\cos^2\varphi. \qquad (3)$$

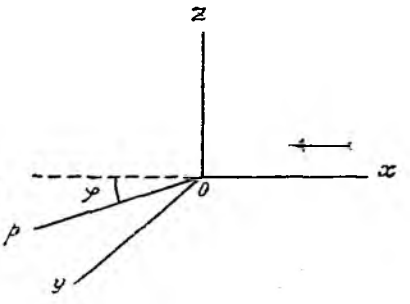

Рис. 1.

Переходя от одного электрона к системе электронов молекулы и замечая, что электроны одной и той же молекулы колеблются когерентно, если длина волны велика в сравнении с расстояниями внутримолекулярных электронов (для лучей видимой части спектра это имеет место), мы должны складывать амплитуды колеблющихся электронов, т.-е. заменить в формулах (3) (ez) и (ey) через Σez и Σey, где суммирование производится по всем электронам молекулы; обозначим, для краткости, Σez и Σey соответственно через ζ и η. Заметим следующее. Мы сделали допущение, что при наличии компонентов E_z и E_y будут существовать компоненты электрического смещения только по тем же осям Z и Y. Это допущение справедливо, как мы увидим позже, только в случае изотропии молекул.

Если мы, далее, от рассеяния одной молекулой переходим к рассеянию системой молекул, заключающейся в единице объема, то вследствие некогерентности колебаний электронов отдельных молекул мы должны в этом случае при суммировании складывать не амплитуды, а энергии. Мы должны, следовательно, вместо ζ^2 и η^2 взять $L\zeta^2_m$ и $L\eta^2_m$, где L — число молекул в единице объема, а ζ^2_m и η^2_m есть средние значения ζ^2 и η^2 для всех молекул. Но вследствие изотропии молекул, ориентации в пространстве всех молекул одинаковы, а потому вместо ζ^2_m и η^2_m можно взять ζ^2 и η^2 какой-либо одной молекулы. Формулы (3) принимают тогда вид

$$I_1 = \frac{2\pi^3 cL\zeta^2}{r^2\lambda^4}, \qquad I_2 = \frac{2\pi^3 cL\eta^2}{r^2\lambda^4}\cos^2\varphi. \qquad (4)$$

Но $L\zeta$ и $L\eta$ есть компоненты электрического момента единицы объема по соответствующим осям, а потому, для достаточно разреженного газа, каким является атмосферный воздух,

$$L\zeta = \frac{n^2-1}{4\pi}E_z, \qquad L\eta = \frac{n^2-1}{4\pi}E_y, \qquad (5)$$

где n — показатель преломления воздуха.

Подставляя полученные значения для ζ и η в формулы (4), получаем, вводя интенсивность падающего света

$$I_0 = \frac{c}{4\pi} E_z^2 = \frac{c}{4\pi} E_y^2,$$

окончательные формулы

$$I_1 = I_0 \frac{\pi^2(n^2-1)^2}{2r^2\lambda^4 L}, \qquad I_2 = I_0 \frac{\pi^2(n^2-1)^2}{2r^2\lambda^4 L} \cos^2\varphi. \tag{6}$$

Из этих формул мы получаем выражения для интенсивности света, рассеиваемого единицей объема,

$$I = I_1 + I_2 = I_0 \frac{\pi^2(n^2-1)^2}{r^2\lambda^4 L} \frac{1+\cos^2\varphi}{2} \tag{7}$$

и для величины поляризации рассеянного света

$$P = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \frac{\sin^2\varphi}{2-\sin^2\varphi}. \tag{8}$$

Формулы (7) и (8) дают в первом приближении объяснение цвета и поляризации небесного света. Именно, формула (7), содержащая множитель $\frac{1}{\lambda^4}$, объясняет тем самым голубой цвет неба. Формула (8) дает, прежде всего, теоретическое объяснение факта поляризации неба; далее, согласно этой формуле, максимум поляризации должен находиться в 90° от солнца, убывая отсюда как по направлению к солнцу, так и от солнца; в 90° от солнца поляризация должна быть, по формуле (8), полной; в направлении на солнце и на антисолярную точку — она должна равняться нулю.

§ 3. Отношение теории Рэлея к действительности.

Мы переходим теперь к вопросу о том, в какой мере изложенная теория, принадлежащая Рэлею, согласуется с результатами атмосферно-оптических исследований.

Что касается формулы (7), то спектрофотометрические исследования небесного света дали, как известно, вполне удовлетворительное подтверждение закона обратной пропорциональности λ^4. Вопрос о том, играют ли молекулы воздуха роль рассеивающих частиц атмосферы, был решен, исходя из формулы (7), следующим путем.

Вследствие рассеяния света частицами атмосферы, солнечный свет по мере прохождения в атмосфере должен испытывать ослабление, при чем ослабление энергии через рассеяние носит, как известно,

название экстинкции. Если слой атмосферы dx вызывает потерю энергии, равную dI, то

$$dI = -Ikdx, \tag{9}$$

где k — коэффициент поглощения, в данном случае коэффициент экстинкции. Выведем исходя из теории Рэлея, выражение для коэффициента экстинкции.

Количество энергии, рассеиваемое в некотором направлении одной молекулой, будет согласно формуле (7)

$$I = I_0 \frac{\pi^2(n^2-1)^2}{r^2\lambda^4 L^2} \frac{1+\cos^2\varphi}{2}.$$

Вычислим полное количество энергии, рассеиваемое молекулой, умножая правую часть на $2\pi r^2 \sin\varphi \cdot d\varphi$ и беря интеграл по φ от 0 до π. Мы получим тогда

$$I_0 \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} \frac{(n^2-1)^2}{L^2}.$$

Так как слой атмосферы толщиною dx и сечением в 1 $см^2$ содержит Ldx частиц, то потеря энергии при прохождении слоя толщиной dx будет

$$dI = -I_0 \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} \frac{(n^2-1)^2}{L} dx.$$

Сравнивая это выражение с (9), получаем следующее выражение для коэффициента экстинкции:

$$k = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} \frac{(n^2-1)^2}{L}. \tag{10}$$

В 1909 году Шустер[1]), воспользовавшись тщательными измерениями коэффициента поглощения света в атмосфере, произведенными Абботом на горе Вильсон и в Вашингтоне, показал, что для ясных дней как на горе Вильсон, так и в Вашингтоне, наблюденные значения коэффициента поглощения вполне согласуются с теми, которые можно получить вычислением по формуле (10), если принять в ней за L число молекул в 1 $см^3$ газа при нормальных условиях. Так была раскрыта природа частиц, вызывающих рассеяние света в атмосфере: этими частицами оказались молекулы воздуха.

Казалось бы, что после этого вполне удовлетворительного подтверждения закона $\frac{1}{\lambda^4}$ и блестящего как будто бы выяснения рода частиц, вызывающих атмосферное светорассеяние, можно было считать

[1]) Schuster. Nature, *81*, 97 (1909).

теорию этого рассеяния разработанной более, чем в первом приближении. Однако это оказывается далеко не так, если обратиться к поверке теории Рэлея на результатах исследований поляризации небесного света.

Хотя поляризация неба имеет действительно наибольшее значение в 90° от солнца, но поляризация здесь не полная: она не превосходит 850 [1]) (выражая величину поляризации в промиллях, т.-е. тысячных долях единицы). Далее, в то время как по теории Рэлея плоскость поляризации точек солнечного вертикала должна везде совпадать с плоскостью этого вертикала (см. § 2) — так называемая положительная поляризация, — наблюдениями установлено в солнечном вертикале вблизи солнца и антисолярной точки на протяжении нескольких десятков градусов существование отрицательной поляризации, т.-е. плоскость поляризации света, испускаемого этими районами солнечного вертикала, перпендикулярна к плоскости солнечного вертикала. В результате существования отрицательной поляризации, в солнечном вертикале в местах перехода от положительной к отрицательной поляризации мы имеем так называемые нейтральные точки (точки Араго, Бабине, Брюстера), испускающие неполяризованный свет. Наконец, в то время как из формулы (8) следует независимость величины поляризации от длины волны, наблюдениями констатирована зависимость величины поляризации небесного света от длины световой волны (так называемая дисперсия поляризации); в результате этой дисперсии поляризации две компоненты поляризованного небесного света имеют неодинаковый спектральный состав, а следовательно и различный цвет (так называемый полихроизм поляризации небесного света).

Рэлеевская теория является, таким образом, только первым, и притом довольно грубым, приближением к действительной картине явлений поляризации неба. Мы переходим поэтому к рассмотрению попыток построения более точных теорий поляризации небесного света, а следовательно, теорий атмосферного светорассеяния вообще.

§ 4. Двухкратное рассеяние света в атмосфере.

Одним из факторов, который должен быть несомненно учтен теорией атмосферного светорассеяния, является двухкратное рассеяние света, т.-е. рассеяние частицами света, уже однократно рассеянного. На возможную роль этого фактора в атмосфере было указано еще Рэлеем; позже Соре и Гурьон сделали попытки учесть влияние этого фактора на явления поляризации неба. В наиболее законченной

[1]) Наиболее высоким когда-либо наблюдавшимся значением величины поляризации неба является, насколько мне известно, 847; это значение наблюдалось мной на Ай-Петри (1200 *м*) в Крыму в 1925 году.

форме теория поляризации неба, учитывающая двухкратное рассеяние, была развита в 1914 году Альгриммом[1]).

Рассмотрим наиболее простой случай, когда солнце находится на горизонте и мы исследуем свет, идущий от зенита. Возьмем систему координат, в центре которой находится наблюдатель, ось X направлена на солнце, ось Z — на зенит. Применяя к этому случаю формулы (6), мы имеем (при однократном рассеянии света) только одну компоненту интенсивности рассеянного света, с колебаниями по оси Y, равную

$$I'_y = I_0 \frac{\pi^2(n^2-1)^2}{2r^2\lambda^4 L}$$

и величину поляризации

$$p = 1000.$$

Исходя из Рэлеевской теории рассеяния изотропными молекулами, теория Альгримма дает следующие выражения для компонентов интенсивности, в результате только двухкратного рассеяния

$$I''_y = I_0 \frac{\pi^2(n^2-1)^2}{2r^2\lambda^4 L} Q, \qquad I''_x = I_0 \frac{\pi^2(n^2-1)^2}{2r^2\lambda^4 L} M, \tag{11}$$

где

$$Q = 0{,}26877, \qquad M = 0{,}07814.$$

Общее действие однократной и двухкратной диффузии света дает компоненты интенсивности

$$I'_y + I''_y \qquad \text{и} \quad I''_x,$$

при помощи которых получается следующее значение для величины поляризации

$$p = 884.$$

Это значение более или менее согласуется с результатами измерений величины поляризации зенита, достигающей, как уже указывалось выше, значения 847.

Заметим, далее, что теория Альгримма дает возможность объяснить и существование отрицательной поляризации вблизи солнца и антисолярной точки, а следовательно, и нейтральных точек, при чем для расстояний этих точек от солнца или антисолярной точки получаются значения, более или менее согласующиеся с наблюдаемыми. Наконец, так как во вторично-рассеянном свете лучи с короткой длиной волны будут преобладать более, чем в первично-рассеянном, то спектральный состав компонент $I'_y + I''_y$ и I''_x будет неодинаков; отсюда

[1]) Ahlgrimm. Jahrbuch der Hamburg. Wissensch. Anstalten. XXXII (1914).

следует различие поляризации для лучей разной длины волны, при чем поляризация должна убывать с уменьшением длины волны, и различие цветов двух компонент такого характера, что вторая компонента — I''_x — должна иметь более насыщенный синий цвет, нежели первая $I'_y + I''_y$. Произведенные мной [1]) в различных местах Крыма наблюдения над поляризацией неба в различных частях спектра и цветом компонентов поляризации подтверждают это: при наиболее чистой атмосфере максимум поляризации имеет место в красной части спектра, убывая с уменьшением длины волны; второй, меньший, компонент небесного света имеет при наиболее чистой атмосфере более глубокий голубой цвет, нежели первый, бóльший.

§ 5. Pro и contra двухкратного рассеяния в атмосфере.

Можно было бы, казалось, остановиться на теории атмосферного светорассеяния, учитывающей первичное и вторичное рассеяние, как на теории, дающей удовлетворительное второе приближение к действительности, и заняться ее дальнейшей разработкой. Однако через несколько лет после появления теории Альгримма вопрос о роли двухкратного рассеяния в атмосфере принял совершенно неожиданное направление.

Заметим, прежде всего, что второе приближение теории атмосферного светорассеяния можно было бы получить, если учесть присутствие в атмосфере крупных частиц, т.-е. частиц, размеры которых не малы в сравнении с длиной световой волны. Так, еще Рэлей указал на то, что присутствие крупных частиц в атмосфере (пыль и пр.) в состоянии объяснить неполную поляризацию в 90° от солнца. Теория оптики мутных сред, состоящих из частиц, не малых в сравнении с длиной световой волны, была развита, как известно, для случая частиц сферической формы, в 1908 г. Ми [2]).

В 1919 году Ширман [3]), развивая теорию Ми, показала, что, допуская присутствие в атмосфере крупных частиц, можно объяснить не только неполную поляризацию в 90° от солнца, но и отрицательную поляризацию, нейтральные точки, дисперсию и полихроизм поляризации. Однако для качественного, а тем более количественного объяснения указанных явлений необходимо знание размеров и других физических констант рассеивающих частиц, Ширман при этом заняла позицию полного отрицания сколько-нибудь значительной роли двухкратного рассеяния света в атмосфере. Она опиралась при этом на исследование Максвелл-Гарнетта, который, исходя из тео-

---

[1]) Tichanowsky. Meteor. Zeitschr. *43*, 288 (1926).

[2]) Mie. Ann. d. Phys., *25*, 377 (1908).

[3]) Schirmann. Ann. d. Phys., *59*, 493 (1919); *61*, 195 (1920); Meteor. Zeitschr., *37*, 12 (1920).

рии Л. Лоренца, показал, что интенсивность двухкратно-рассеянного света весьма мала, если рассеивающие частички не лежат очень близко друг к другу. По мнению Ширман, мы имеем в атмосфере как раз настолько разреженную мутную среду, что двухкратное рассеяние в ней не играет сколько-нибудь заметной роли.

В 1925 году появилась работа В. Мильха [1]), посвященная исследованию влияния крупных частиц в атмосфере на явления поляризации неба, где Мильх совершенно пренебрегает двухкратным рассеянием по следующим соображениям. Исследуя распределение энергии в спектре двухкратно-рассеянного по Рэлеевскому закону света, Мильх приходит к заключению, что если в однократно-рассеянном свете максимум интенсивности приходится на длину волны 455 $\mu\mu$, то в двухкратно-рассеянном — на 375 $\mu\mu$, т.-е. он будет находиться в ультрафиолетовой части спектра. Для нас остается непонятным, почему отсюда, по мнению Мильха, следует, что двухкратно-рассеянный свет для видимой части спектра будет настолько незначителен, что не сможет быть обнаруживаем глазом.

Что же касается выдвигаемых в последнее время доводов в пользу значительной роли двухкратного рассеяния в атмосфере, то мы прежде всего отметим следующее обстоятельство. Двухкратное рассеяние света может быть ничтожным в лабораторных условиях, но оно может быть довольно значительным в атмосфере, вследствие ее большого протяжения. Это мнение высказано Боте [2]) и Ф. Экснером [3]).

Далее, в пользу несомненно значительного эффекта двухкратного рассеяния в атмосфере говорят, например, следующие факты.

Голубая дымка, обволакивающая горные цепи, часто может быть видима еще и после захода солнца, хотя бы та часть атмосферы, которая находится между наблюдателем и горами, и не освещалась непосредственно лучами солнца (Экснер) [3]).

Значения коэффициента прозрачности атмосферы, получаемые из визирования отдаленных предметов, оказываются сравнительно высокими; это может быть объяснено тем, что в этом случае, вследствие большого числа рассеивающих частиц между предметом и наблюдателем, последние посылают в глаз наблюдателя сравнительно много света, падающего на них сбоку (Енсен) [4]).

Сильным аргументом в пользу двухкратного рассеяния света в атмосфере является отмеченное выше согласие теории Альгримма с результатами исследований поляризации небесного света [5]).

---

[1]) W. Milch. Zeitschr. f. Geophys., *1*, 109 (1925).

[2]) Bothe. Ann. d. Phys., *64*, 708 (1921).

[3]) Pernter-Exner. Meteor. Optik, 1922, стр. 692.

[4]) Jensen. Himmelswelt, *35*, 180 (1925).

[5]) См. мою статью „Spielt die sekundäre Diffusion in der Atmosphäre eine bedeutende Rolle in der Himmelspolarisation?“ в Meteor. Zeitschr. за 1926 г.

§ 6. Рассеяние света анизотропными молекулами.

Мы вернемся несколько позже к поднятому в предыдущем параграфе вопросу о роли крупных частиц в атмосферном рассеянии света, а теперь рассмотрим одно обстоятельство, учет которого позволяет построить теорию поляризации неба, более согласную с действительностью, нежели теория Рэлея, изложенная в § 2.

Когда несколько лет тому назад рядом ученых было обнаружено в лабораторной обстановке рассеяние света чистыми (незагрязненными) газами и произведено измерение величины поляризации рассеиваемого света, то, как известно, оказалось, что величина поляризации в 90^0 к направлению падающих лучей является неполной. Так как здесь эту неполноту поляризации нельзя было отнести ни за счет двухкратного рассеяния (так как в случае, например, аргона поляризация наблюдалась полная), ни за счет присутствия посторонних крупных частиц, то пришлось приписать молекулам газов, вообще говоря, некоторую анизотропию. После этого станет понятной необходимость пересмотра теории, изложенной в § 2, и обобщения ее на случай анизотропных молекул.

Мы переходим к изложению теории рассеяния света анизотропными молекулами, придерживаясь работ Кабаннеса[1]).

Ограничимся теперь только рассмотрением света, рассеиваемого перпендикулярно к направлению падающих лучей. Мы имеем, следовательно, газообразную среду, состоящую из анизотропных молекул, ориентированных беспорядочно. Пусть эта среда освещается неполяризованным светом, падающим по оси x. Рассмотрим свет, рассеиваемый в направлении оси y. Пусть компоненты напряжения электрического поля падающей волны имеют амплитуды E_z и E_y. Рассмотрим вначале действие компоненты E_z.

Для одной молекулы мы имеем, пользуясь первой из формул (3), следующие компоненты интенсивности

$$I'_z = \frac{2\pi^3 c\zeta^2}{r^2 \lambda^4}, \qquad I'_x = \frac{2\pi^3 c\zeta^2}{r^2 \lambda^4}.$$

Обозначив через I_z компоненту интенсивности падающего света, имеющую колебания по оси z, имеем

$$I_z = \frac{c}{8\pi} E_z^2.$$

---

[1]) Cabannes. Annales de phys., *15*, 5 (1921); теорию рассеяния света анизотропными молекулами развили также Born: Verhardl. d. Deutsch. Phys. Ges. *19*, 43 (1917); *20*, 16 (1918) и Rayleigh. Phil. Mag. *35*, 373 (1918).

Деля на это равенство каждое из двух предыдущих, получаем

$$I'_z = I_z \frac{16\pi^4}{r^2\lambda^4} \frac{\zeta^2}{E_z^2}, \qquad I'_x = I_z \frac{16\pi^4}{r^2\lambda^4} \frac{\xi^2}{E_z^2}.$$

От одной молекулы переходим к L молекулам, заключающимся в единице объема. Предыдущие формулы тогда переходят в следующие:

$$I'_z = I_z \frac{16\pi^4}{r^2\lambda^4} \frac{L\zeta_m^2}{E_z^2}, \qquad I'_x = I_z \frac{16\pi^4}{r^2\lambda^4} \frac{L\xi_m^2}{E_z^2}, \tag{12}$$

где ζ_m^2 и ξ_m^2 есть средние значения ζ^2 и ξ^2 для всех молекул. Обозначим проекции амплитуды напряжения электрического поля E_z на три оси анизотропной молекулы через U, V, W, то же для электрического момента — через Σea, Σeb. Σec. Мы имеем

$$\Sigma ea = AU, \quad \Sigma eb = BV, \quad \Sigma ec = CW,$$

где A, B, C есть некоторые коэффициенты, которые можно назвать коэффициентами поляризации молекулы. Различие этих коэффициентов A, B, C и характеризует анизотропию молекулы; для изотропной молекулы A = B = C.

Величины ζ_m^2 и ξ_m могут быть выражены через A, B, C, при чем

$$\frac{\xi_m^2}{E_z^2} = \frac{1}{15}(\Sigma A^2 - \Sigma BC), \quad \frac{\zeta_m^2}{E_z^2} = \frac{1}{15}(3\Sigma A^2 + 2\Sigma BC), \tag{13}$$

где

$$\Sigma A^2 = A^2 + B^2 + C^2, \qquad \Sigma BC = BC + CA + AB.$$

Мы не приводим вывода формул (13), отсылая читателя к указанной выше статье Кабаннеса.

Формулы (12) при посредстве формул (13) принимают вид

$$I'_x = I_z \frac{16}{15} \frac{\pi^4 L}{r^2\lambda^4}(\Sigma A^2 - \Sigma BC), \qquad I'_z = I_z \frac{16}{15} \frac{\pi^4 L}{r^2\lambda^4}(3\Sigma A^2 + 2\Sigma BC).$$

Примем во внимание теперь существование в падающей волне, кроме компонента E_z, еще и компонент E_y. Этот компонент, если применить к нему те же рассуждения, которые мы применяли к компоненту E_z, вызовет в рассеиваемом в направлении y луче следующие компоненты интенсивности:

по оси x — компонент той же величины, что и вызванный E_z, т.-е. I'_x, так как векторы E_z и E_y симметричны относительно оси x,

по оси z — компонент, равный тоже I'_x, так как оси x и y симметричны относительно вектора E_y.

Таким образом компоненты интенсивности рассеянного света, если интенсивность падающего неполяризованного света обозначить через I_0, будут

$$I_1 = I'_z + I'_x = I_0 \frac{16}{15} \frac{\pi^2 L}{r^2 \lambda^4} \frac{4\Sigma A^2 + \Sigma BC}{2} \text{ (колеб. по оси } z)$$
$$I_2 = I'_x + I'_x = I_0 \frac{16}{15} \frac{\pi^2 L}{r^2 \lambda^4} (\Sigma A^2 - \Sigma BC) \text{ (колеб. по оси } x) \tag{14}$$

Мы заменим входящие в эти две формулы величины ΣA^2 и ΣBC через две другие, более удобные.

Из (14) имеем

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{2(\Sigma A^2 - \Sigma BC)}{4\Sigma A^2 - \Sigma BC} = \rho. \tag{15}$$

Сделаем теперь одно замечание относительно формул (14) и (15). Для случая изотропных молекул $\Sigma A^2 = \Sigma BC$, а следовательно, $I_2 = 0$. Следовательно, компонент колебаний по оси x, возникающий в рассеянном луче, обязан своему происхождению исключительно анизотропии молекул. Так как ρ является поэтому мерой анизотропии молекул, насколько эта анизотропия сказывается на чисто-оптическом явлении рассеяния света, то мы назовем величину ρ коэффициентом оптической анизотропии молекулы. Это и будет одна из тех величин, через которые мы выразим ΣA^2 и ΣBC. Второй величиной будет коэффициент преломления среды — n.

Формула (5) для случая анизотропных молекул может быть написана следующим образом:

$$\frac{\zeta_m}{E_z} = \frac{n^2 - 1}{4\pi L}.$$

Величина ζ_m может быть выражена через A, B, C, при чем

$$\frac{\xi_m}{E_z} = \frac{\Sigma A}{3}.$$

где $\Sigma A = A + B + C$; вывод этого соотношения имеется в статье Кабаннеса. Последние две формулы дают:

$$\frac{n^2 - 1}{4\pi L} = \frac{\Sigma A}{3}. \tag{16}$$

Пользуясь соотношениями (15) и (16), выражаем ΣA^2 и ΣBC через ρ и n, после чего формулы (14) приводятся к следующему виду:

$$I_1 = I_0 \frac{3\pi^2 (n^2 - 1)^2}{r^2 \lambda^4 L (6 - 7\rho)}, \quad I_2 = I_0 \frac{3\pi^2 (n^2 - 1)^2 \rho}{r^2 \lambda^4 L (6 - 7\rho)}. \tag{17}$$

Формулы (17) дают окончательные выражения для компонентов интенсивности света, рассеиваемого единицей объема газа с анизотропными молекулами в направлении, перпендикулярном к направлению падающих лучей.

Для величины поляризации имеем

$$p = \frac{1-\rho}{1+\rho},$$

если в случае воздуха взять для ρ значение, полученное Кабанесом из лабораторных измерений, равное 0,040, то

$$p = 923.$$

Анизотропия молекул воздуха, таким образом, в состоянии объяснить неполную поляризацию в 90° от солнца. Однако только что полученное значение поляризации значительно выше наблюдавшихся значений поляризации неба. Следовательно, теория однократного рассеяния света анизотропными молекулами все же недостаточно согласуется с данными изменений поляризации неба. Но примем во внимание еще двухкратное рассеяние, рассматривая при учете последнего молекулы воздуха, как изотропные. Тогда из формул (17) и (11) получаем:

$$p = \frac{6(1-\rho)+(Q-M)(6-7\rho)}{6(1+\rho)+(Q+M)(6-7\rho)}. \tag{18}$$

Подставляя сюда $\rho = 0{,}04$ и указанные выше значения Q и M, имеем:

$$p = 833.$$

Мы получили значение поляризации, вполне совпадающее с наблюдаемыми и даже несколько более низкое, нежели некоторые из наиболее высоких наблюдавшихся значений величины поляризации неба.

§ 7. Роль посторонних частиц атмосферы в рассеянии света.

Мы рассмотрим теперь вопрос о роли посторонних частиц атмосферы в рассеянии света, в частности — в явлениях атмосферного поглощения и поляризации.

В 1918 году появилось исследование Фоуля[1]), посвященное выяснению вопроса о роли молекул воздуха и посторонних частиц в атмосферном поглощении света. Последнее, как известно, характе-

[1]) Fowle, Smithson. Miscellan. Collect., Vol. 69, № 3 (1918).

ризуется величиной коэффициента поглощения атмосферы (k) или коэффициента прозрачности атмосферы (p), входящих в закон Бугера,

$$I = Ae^{-km} = Ap^m,$$

где I — интенсивность солнечного излучения, прошедшего m „атмосфер“ (за 1 атмосферу условно принимается масса атмосферы в направлении на зенит при атмосферном давлении в 760 *мм*), A — солнечная постоянная.

Фоуль воспользовался значениями коэффициента прозрачности атмосферы, полученными на Моунт Вильсон (1700 *м*) в период с 1910 г. по 1916 г. для длин волн от 350 μμ до 574 μμ, т.-е. области, свободной от избирательного поглощения. Коэффициент прозрачности для лучей данной длины волны (p) Фоуль разложил на две части, из которых одна обусловлена молекулами сухого воздуха (p_a), другая же — находящимся в воздухе водяным паром (p_w). Обозначим через w так называемую „осажденную воду“, т.-е. высоту (в *см*) того слоя воды на земной поверхности, которой получился бы, если бы весь находящийся над местом наблюдения водяной пар выпал бы в виде осадков; p_w отнесено к $w = 1$. Три коэффициента p, p_a, p_w связаны между собой соотношением:

$$p = p_a \cdot p_w^{\,w}$$

или

$$\lg p = \log p_a + w \log p_w.$$

Помощью этой формулы, по данным p и w, Фоуль находил графическим путем значения p_a и p_w. Считая полученные таким образом значения p_a и p_w только „грубыми“, т.-е. первым приближением, Фоуль подвергал их дальнейшему „очищению“ (refining). Он пользовался с этой целью следующим выражением для коэффициента поглощения сухой атмосферы k, при чем понятно $e^{-k} = p_a$:

$$k = \frac{32}{3}\left\{\frac{\pi^3(n-1)^2 h}{L\lambda^4} + bh\right\}\frac{H}{H_0} + D, \tag{19}$$

где h — высота однородной атмосферы, H — наблюдаемое атмосферное давление, H_0 — нормальное давление, b — коэффициет, характеризующий количество энергии, поглощаемой и переходящей в теплоту, при чем этот коэффициент в рассматриваемой области спектра (отсутствие избирательного поглощения) близок к нулю, D — коэффициент поглощения, обязанный присутствию преимущественно сухого тумана (dry haziness), при чем этот туман предполагается составленным из настолько крупных частиц, что D не зависит от длины волн; остальные величины имеют то же значение, что и в формуле (10), обобщением которой собственно и является формула (19). Принимая в уравнении (19)

за неизвестные L и D, Фоуль получает, решая это уравнение по способу наименьших квадратов, следующее значение для Лошмидтова числа

$$L = (2{,}72 \pm 0{,}01) \cdot 10^{19}.$$

Вводя поправку на анизотропию молекул, это число, по Кабанне-ту, нужно увеличить на 8,5%; таким образом,

$$L = 2{,}95 \cdot 10^{19},$$

что согласуется с результатами лабораторных измерений L, давших для этой величины значения, напр., $2{,}71 \cdot 10^{19}$ (Милликэн) и $3{,}06 \cdot 10^{19}$ (Перрэн). Для коэффициента прозрачности сухого тумана p_d, равного e^D, для периода 1910—1911 годов получилось значение 0,995, которое показывает, что только 0,5% идущей от солнца энергии поглощается пылью. В 1912 году, вследствие извержения вулкана Катмай, это поглощение энергии частицами пыли в туманные дни доходило до 25%, в 1913 году оно упало до 2,6%, в 1914—1915 годах — до 1%, а в 1916 г. опять поднялось до 3,2%.

Что касается коэффициента прозрачности, обусловленного присутствием в атмосфере водяного пара, то этот коэффициент, отнесенный к 1 *см* осажденной воды, оказался для интервала длин волн от 350 μμ до 570 μμ лежащим в пределах от 0,93 до 0,98. Если вычислять осажденную воду (в *мм*) по формуле Гёмфри[1])

$$w = 2{,}0\, e,$$

где e — абсолютная влажность у земной поверхности, выраженная в *мм* ртутного столба, то, по Фоулю, при абсолютной влажности, напр., 5 *мм* водяной пар в толще одной атмосферы вызывает для вышеуказанных длин волн поглощение энергии от 2% до 7%.

В 1922 году Линке[2]) предложил следующий способ оценки роли в поглощении света посторонних частиц в атмосфере.

Пользуясь формулой Бугера:

$$I = Ap^m,$$

мы приписываем наблюдаемые изменения I, при условии постоянства A, изменениям коэффициента прозрачности p, считая при данной высоте солнца (h) и атмосферном давлении (H) массу атмосферы, проходимой солнечными лучами, неизменной. Однако формально мы с тем же правом можем, считая постоянным p, приписывать наблюдаемые при одних и тех же h и H изменениях I изменениям m. Эта вторая

[1]) Humphreys. Bull. of the Mount Weather observatory. IV, 1912.

[2]) Linke. Beitrage z. Phys. d. freien Atm. *10*, 91 (1922); Linke und Boda. Meteor. Zeitschr., *39*, 161 (1922).

точка зрения лежит в основе введенного Линке понятия о так называемом коэффициенте мутности,— факторе, характеризующем степень мутности атмосферы.

Пусть мы имеем абсолютно-чистую, т.-е. лишенную пыли и водяного пара атмосферу; обозначим ее коэффициент прозрачности через q, а массу, проходимую лучами солнца и вычисляемую по h и H, через m. Представим себе, далее, что благодаря присутствию водяного пара и пыли в атмосфере (а также ее оптической неоднородности) мы имеем, при тех же h и H и том же q уже не массу m, а массу mT, т.-е. число абсолютно-чистых атмосфер, увеличенное в T раз. Мы имеем тогда

$$I = Aq^{mT}.$$

Величина T носит название коэффициента мутности (Trübungsfaktor) и может быть, по Линке, интерпретирована следующим образом: коэффициент мутности численно равен числу чистых атмосфер, совместное действие которых вызвало бы то же самое ослабление радиации, как и данная мутная атмосфера. Не вдаваясь в дальнейшие подробности [1]) этого весьма интересного вопроса, приведем лишь несколько значений коэффициента мутности для различных мест земного шара: Давос — 1,76, Слуцк — 1,88, Феодосия — 2,31, Баку — 2,43; наименьшее, насколько мне известно, значение T наблюдалось в Феодосии — 1,30 и в Лаквиака (плоскогорье Боливии на высоте 3 600 *м*) — 1,36, наибольшее, конечно, при отсутствии облаков перед солнцем, в Северном море — 4,30.

Из только что приведенных чисел видно, что в более или менее мутной атмосфере посторонние частички могут играть весьма значительную роль в атмосферном поглощении света. К таким условиям состояния атмосферы и относится, можно думать, полученный Г. И. Покровским [2]) результат, что в атмосфере чрезвычайно сильно выражен так называемый Ми-эффект, свидетельствующий о значительной роли крупных частиц в атмосферном рассеянии света.

Что касается влияния посторонних частиц атмосферы на явления поляризации неба, то это влияние с количественной стороны было исследовано, повидимому, только автором этих строк [3]), который произвел в 1925 г. в Симферополе и в 1925—1926 г. на Ай-Петри ряд параллельных измерений величины поляризации зенита при высоте солнца 0°, числа пылинок (пылемером Айткена) и абсолютной влаж-

---

[1]) См., напр., мою статью „Мутность атмосферы вообще, в Феодосии в частности" в „Декадном бюллетене Гимеслужбы Черноморей", 1926 г.

[2]) Pokrowski. Zeitschr. f. Phys., *34*, 49 (1925).

[3]) Tichanowsky. Meteor. Zeitschr., *43*, 154 (1926).

вести. Наибольшее число рядов измерений (20) было получено на Ай-Петри. Мы поэтому ограничиваемся здесь выводами только из айпетринских измерений.

Из всех 20 рядов измерений по формуле

$$p = a + \frac{\Delta p}{\Delta n} \cdot n,$$

где p — величина поляризации (в промиллях), n — число пылинок (в тысячах на $см^3$), способом наименьших квадратов была определена величина $\frac{\Delta p}{\Delta n}$; пользуясь полученным значением $\frac{\Delta p}{\Delta n} = -10{,}9$, все измеренные значения величины поляризациии были приведены к числу пылинок, равному 0. Пользуясь этими приведенными значениями поляризации по формуле

$$p = p_0 + \frac{\Delta p}{\Delta n} \cdot e,$$

где e — абсолютная влажность в $мм$ ртутного столба, были вычислены способом наименьших квадратов величины p_0 и $\frac{\Delta p}{\Delta e}$, при чем оказалось

$$\frac{\Delta p}{\Delta e} = -2{,}8,$$

$$p_0 = 860.$$

Положим, что применённую экстраполяцию можно считать допустимой. Допустим, далее, что если $n = 0$ и $e = 0$ в месте наблюдения на земной поверхности, то лишена пыли и водяного пара и вся та часть атмосферы, которая обусловливает величину поляризации в данном месте, тогда p_0 можно рассматривать как величину поляризации абсолютно-сухой и абсолютно-беспыльной атмосферы.

Мы приходим тогда к заключению, что влияние пыли и водяного пара в атмосфере на величину поляризация весьма невелико при достаточно чистой атмосфере (Ай-Петри), что наблюдаемая неполнота поляризации никоим образом не может быть отнесена только за счет присутствия в атмосфере посторонних частиц и что, наконец, полученное при некоторых допущениях значение поляризации для абсолютно-чистой атмосферы 860 достаточно согласуется с тем значением (833), которое получается, если произвести в первом приближении учет и анизотропии рассеивающих молекул и двухкратного рассеяния. Мы можем ожидать, что при дальнейшей разработке теории Альгримма (например, обобщения ее на случай анизотропных молекул) мы получим еще большее согласие.

Если воспользоваться значением 860, как величиной поляризации чистой атмосферы, то, подставляя его в формулу (18), мы можем вычислить коэффициент оптической анизатропии молекулы ρ. Мы получаем

$$\rho = 0{,}019,$$

в то время как Кабаннес получил значение 0,040, Стретт[1]—0,042 (1 серия) и 0,050 (2 серия), Раман и Рао[2]—0,044.

Измерения поляризации небесного света, таким образом, во-первых, подтверждают анизотропию молекул воздуха, а во-вторых, дают для коэффициента анизотропии величину того же порядка, что и получаемая из лабораторных измерений. Опять более точная теория поляризации неба и более надежное определение величины поляризации неба абсолютно-чистой атмосферы дадут, вероятно, возможность получить большее согласие между результатами лабораторных и атмосферных измерений. Очень важно было, мне кажется, попытаться получить величину поляризации абсолютно-чистой атмосферы, изучая зависимость величины поляризации от коэффициента прозрачности атмосферы и вычисляя экстраполяцией величину поляризации для значения коэффициента прозрачности, отвечающего абсолютно-чистой атмосфере.

§ 8. Заключение.

Подводя итоги успехам в области исследования атмосферного рассеяния света, мы можем, вспоминая приведенные в начале этого обзора слова Рэлея, сказать следующее.

Теория, приписывающая происхождение небесного света рассеянию света молекулами воздуха, может считаться теперь общепринятой. Эта теория, принимающая во внимание анизотропию молекул воздуха и двухкратное рассеяние света в атмосфере, может быть квалифицирована, как второе приближение к действительности. Своему развитию она в значительной степени обязана исследованиям поляризации неба, более настойчиво требовавшим и требующим достаточно разработанной и уточненной теории, нежели спектрофотометрические исследования небесного света и исследования поглощения света в атмосфере. Посторонние частицы атмосферы (не молекулы воздуха), при достаточно нормальном состоянии последней, играют очень незначительную роль в явлениях атмосферного светорассеяния, исключая разве только более или менее заметную роль водяного пара в явлениях поглощения света. Дальнейшая разработка теории атмосферного свето-

---

[1]) Strutt (Rayleigh). Proc. Roy. Soc. XCV, 155; XCVII. 435; XCVIII, 57.

[2]) Raman and Rao. Phil. Mag., *46*, 426 (1923).

рассеяния должна бы, казалось, протекать в направлении более точного учета указанных выше двух факторов — анизотропии молекул и двухкратного рассеяния, т.-е. в направлении более детальной разработки теории абсолютно-чистой атмосферы. Для успешного сравнения выводов этой теории с данными наблюдений, необходимо „очищать" атмосферу от „загрязняющих" ее посторонних частиц, выводя из наблюдений достаточно точную и надежную картину явлений рассеяния света в абсолютно-чистой атмосфере; эта картина может быть использована и для целей чистой физики [1]).

---

[1]) Примеч. при корректуре. В настоящее время автор, обработав Айтринские наблюдения иным, более совершенным способом, получил несколько иное значение величины поляризации неба при абсолютно-чистой атмосфере, а именно [illegible] другой стороны, автор развил более совершенную теорию поляризации неба, [illegible] выраженная формулой (18). Эта теория и значение величины поляризации 856 [illegible] для коэффициента анизотропии молекул воздуха значение 0,046. *Н. Т.*