

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ АТМОСФЕРЫ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ САНТИМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН

С. А. Жевакин, В. С. Троицкий, Н. М. Цейтлин

Выводится уравнение для интенсивности радиоизлучения атмосферы Земли. Дается метод определения по радиоизлучению атмосферы коэффициентов поглощения кислорода и водяного пара в сантиметровом диапазоне волн. Полученные результаты для $\lambda=3,2$ см и $\lambda=10$ см удовлетворительно согласуются с теорией Ван-Флека.

Поглощение радиоволн в какой-либо среде в настоящее время можно измерять двумя способами: а) по ослаблению заданного внешнего излучения при прохождении среды и б) по собственному тепловому радиоизлучению среды, связанному с поглощением законом Кирхгофа.

Последний способ стал возможен благодаря развитию методов приема слабых излучений, имеющих сплошной спектр, и впервые был применен в работе [1] для измерения коэффициента поглощения водяного пара атмосферы на $\lambda = 1,25$ см. Относительно большое поглощение водяного пара в этой области частот (близость к резонансному поглощению) позволяет пренебречь поглощением кислорода, что значительно облегчает обработку экспериментального материала.

В настоящей работе решается более сложная задача отдельного определения коэффициентов поглощения кислорода и водяного пара атмосферы по ее радиоизлучению на частотах, далеких от полос поглощения. Для этой цели выводятся уравнения для радиояркости атмосферы в зависимости от метеорологических данных (температура, влажность и др.). На основании полученных соотношений обосновывается методика измерений. Измерения проводились с помощью модуляционной аппаратуры [2,3] (в 1952 и 1955 годах). Результаты измерения достаточно хорошо согласуются с теоретическими значениями Ван-Флека [4].

1. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ АТМОСФЕРЫ

Найдем радиоизлучение атмосферы, учитывая лишь зависимость ее свойств от высоты над Землей. Рассмотрим элемент объема $dV = dl d\sigma$ на высоте h по какому-либо направлению, составляющему с горизонтом угол θ (dl и $d\sigma$ соответственно длина и площадь элемента объема по направлению θ).

Согласно закону Кирхгофа (см., например, [5]),

$$\frac{\epsilon}{n^2 \chi} = R, \quad (1)$$

где ϵ — испускательная способность единицы объема; $\chi(h)$ и $n(h)$ соответственно коэффициент поглощения и показатель преломления данного объема на рассматриваемой частоте и высоте h ; R — испускательная способность абсолютно черного тела.

При $kT \gg h\omega$ (для радиодиапазона)

$$R = \frac{kT}{n^2 \lambda^2}, \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана, $T(h)$ — абсолютная температура элемента объема, λ — длина волны. Полагая, что элемент объема находится в тепловом равновесии с окружающей средой, можно написать для него

$$dI, d\sigma d\Omega d\nu = (-\kappa I, +\varepsilon) dl d\sigma d\Omega d\nu, \quad (3)$$

где I — спектральная интенсивность равновесного излучения в окрестности выбранного объема.

Из (1), (2) и (3) получаем уравнение переноса

$$\frac{dI_\nu}{dl} + \kappa I_\nu = \kappa \frac{kT}{\lambda^2}. \quad (4)$$

Проводя интегрирование (4) по возможной траектории распространения волны при заданном угле θ и полагая, что на атмосферу извне может падать излучение I_s , получаем следующее выражение для спектральной интенсивности радиоизлучения атмосферы у поверхности Земли в данном направлении:

$$I_\nu^0 = I_s \exp\left(-\int_0^\infty \kappa dl\right) + \frac{2k}{\lambda^2} \int_0^\infty \kappa T(h) \exp\left(-\int_0^l \kappa dl\right) dl. \quad (5)$$

Физический смысл (5) очевиден: интенсивность излучения у поверхности Земли в общем случае складывается из излучения внеатмосферного происхождения (например, космического радиоизлучения), ослабленного в атмосфере, и излучения самой атмосферы.

При интегрировании (5) практически достаточно ограничиться высотой тропосферы (ибо выше $\kappa \approx 0$). В пределах тропосферы $T(h)$ меняется мало, и поэтому целесообразно на основании теоремы о среднем ввести некоторую среднюю температуру атмосферы $T_{\text{ср}}$, определяемую равенством:

$$T_{\text{ср}} = \frac{\int_0^\infty \kappa T \exp\left(-\int_0^l \kappa dl\right) dl}{\int_0^\infty \kappa \exp\left(-\int_0^l \kappa dl\right) dl}. \quad (6)$$

Так введенная величина $T_{\text{ср}}$ равна температуре равномерно нагретой атмосферы, дающей то же самое излучение, что и атмосфера с действительным распределением температуры по высоте.

Из (5) и (6) имеем:

$$I_\nu^0 = I_s \exp\left(-\int_0^\infty \kappa dl\right) + \frac{2k}{\lambda^2} T_{\text{ср}} \int_0^\infty \kappa \exp\left(-\int_0^l \kappa dl\right) dl.$$

Учитывая, что

$$\int_0^\infty \kappa \exp\left(-\int_0^l \kappa dl\right) dl = -\int_0^\infty \frac{d}{dl} \exp\left(-\int_0^l \kappa dl\right) dl = 1 - \exp\left(-\int_0^\infty \kappa dl\right),$$

получаем

$$I_\nu^0 = I_s \exp\left(-\int_0^\infty \kappa dl\right) + \frac{2k}{\lambda^2} T_{\text{ср}} \left[1 - \exp\left(-\int_0^\infty \kappa dl\right)\right]. \quad (7)$$

Величина $\int_0^{\infty} \kappa dl = \gamma(\theta)$ характеризует общее поглощение в атмосфере радиоволны, приходящей на Землю под углом θ . Выражая I_v^0 и I_s через эффективную температуру излучения согласно формуле (см., например, [2])

$$I_v = \frac{2k}{\lambda^2} T_{\text{эфф}}$$

и учитывая малость общего поглощения $\gamma(\theta)$ сантиметровых волн в атмосфере, можно написать

$$T_{\text{эфф}}^0(\theta) = T_{\text{эфф}_s} [1 - \gamma(\theta)] + T_{\text{ср}} \gamma(\theta), \quad (8)$$

где $T_{\text{эфф}}^0(\theta)$ характеризует радиояркость неба из-за излучения атмосферы.

Так как на волнах короче 10 см температура космического излучения почти на всем небосводе не превосходит долей градуса, то первым членом в (8) можно пренебречь по сравнению со вторым.

При измерении излучения атмосферы принимаемую мощность удобно характеризовать температурой антенны T_a (см., например, [2]). При этом, если главный лепесток диаграммы направленности антенны является достаточно острым, то температура антенны равна эффективной температуре излучения атмосферы в направлении главного луча диаграммы.

Окончательно имеем:

$$T_a(\theta) = T_{\text{ср}} \gamma(\theta). \quad (9)$$

Таким образом, измеряя излучение атмосферы T_a и зная $T_{\text{ср}}$, можно определить общее поглощение радиоволны в атмосфере по данному направлению θ .

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ПО РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ АТМОСФЕРЫ

В работе [6] проведен расчет $\gamma(\theta)$ в атмосфере. Величина $\gamma(\theta)$ определена в зависимости от коэффициентов поглощения кислорода κ_{10} и водяного пара $\kappa_{20} = a\rho_0$ у поверхности Земли (a — удельный коэффициент поглощения в $\frac{\text{дБ}}{\text{км}}$ на $\frac{2}{\text{м}^3}$ паров воды, ρ_0 — абсолютная влажность в $\frac{2}{\text{м}^3}$). Общее поглощение радиоволны на пути в атмосфере, согласно [6], может быть записано в виде:

$$\gamma(\theta) = \kappa_{10} l_1 + \kappa_{20} l_2 + \gamma_3(\theta), \quad (10)$$

где l_1 и l_2 соответственно эффективные пути в кислороде и водяном паре, а $\gamma_3(\theta)$ — поглощение в конденсированной фазе воды.

На основании теоретически полученной зависимости коэффициента поглощения от высоты

$$\kappa(h) = \kappa_{10} e^{-\frac{h}{H_1}} + \kappa_{20} e^{-\frac{h}{H_2}},$$

где $H_1 = 5,3$ км и $H_2 = 2,1$ км суть соответственно характеристические высоты кислорода и водяного пара, в [6] получены общие выражения и приведены соответствующие таблицы значений l_1 и l_2 внутри атмосферы и вне ее.

В частности, для всей атмосферы, что соответствует рассмотренному выше случаю приема радиоизлучения атмосферы, получены следующие выражения для l_1 , и l_2 :

$$l_1 = 2H_1 \csc \theta f(x_1), \quad x_1 = \sqrt{\frac{r_e}{2H_1}} \text{tg } \theta, \quad (11)$$

$$l_2 = 2H_2 \csc \theta f(x_2), \quad x_2 = \sqrt{\frac{r_e}{2H_2}} \operatorname{tg} \theta,$$

где r_e — эффективный радиус Земли, $f(x) = x e^{x^2} \int_x^\infty e^{-u^2} du$ — табулированная функция, значения которой приведены в таблице (см. приложение).

Из (11) и таблицы видно, что для углов $\theta \geq 5^\circ$ величины $l_1(\theta)$ и $l_2(\theta)$ с достаточной точностью можно считать равными

$$\begin{aligned} l_1 &= H_1 \csc \theta, \\ l_2 &= H_2 \csc \theta, \end{aligned} \quad (12)$$

т. е. атмосфера на этих углах может считаться плоской, а удлинение пути луча из-за рефракции незначительным.

Согласно (12) и (10), выражение (9) можно записать в виде

$$T_a = T_{\text{cp}} H_1 x_0 \csc \theta, \quad (13)$$

где x_0 — приведенный коэффициент поглощения:

$$x_0 = x_{10} + a \rho_0 \frac{H_2}{H_1} + \frac{\gamma_3}{H_1}. \quad (14)$$

Для определения x_0 из (13) необходимо знать среднюю температуру атмосферы. Как показывает расчет, для средней атмосферы и углов $\theta \geq 5^\circ$ T_{cp} можно определить с достаточной точностью по формуле

$$T_{\text{cp}} = T_0 - 6,5 \cdot H_1 + 6,5 x_{10} H_1^2 \csc \theta, \quad (15)$$

где T_0 — температура у поверхности Земли. (При этом принимается, что изменение температуры с высотой происходит по закону

$$T(h) = T_0 - 6,5h,$$

а также пренебрегается членами второго порядка малости относительно γ .)

При $H_1 = 5,3$ км второй член в (15) равен приблизительно 35° . Третий член при $x_{10} \approx 0,002$ меняется для $90^\circ \geq \theta \geq 5^\circ$ в пределах от $0,4^\circ$ до 4° . Поэтому можно считать

$$T_{\text{cp}} = T_0 - 32^\circ.$$

Из (13) видно, что для определения x_0 при известных величинах T_{cp} и H_1 требуется абсолютное измерение интенсивности излучения атмосферы. При этом, вообще говоря, достаточно измерить T_a для одного какого-нибудь направления $\theta \geq 5^\circ$. Однако такое единичное измерение практически ненадежно из-за влияния паразитных эффектов в аппаратуре.

Наиболее точным способом измерения является снятие зависимости T_a от $\csc \theta$, которая для $\theta \geq 5^\circ$ графически представляется прямой с угловым коэффициентом, пропорциональным x_0 . На рис. 1 приведены типичные экспериментальные зависимости T_a от $\csc \theta$ (кривые *a* и *б*). Приведенный коэффициент поглощения x_0 определяется по наклону прямолинейной части зависимости T_a от $\csc \theta$ по формуле:

$$x = \frac{(T_a'' - T_a') \cdot 4,34}{T_{\text{cp}} H_1 (\csc \theta'' - \csc \theta')} \frac{d\theta}{\text{км}}. \quad (16)$$

Согласно (15), зная x_0 , можно отдельно определить x_{10} и $x_{20} = a \rho_0$.

Для этого необходимо проводить измерения в дни без осадков (чтобы пренебречь γ_3) при различной абсолютной влажности воздуха ρ_0 . Как видно из (14), зависимость χ_0 от ρ_0 представляется прямой линией с угловым коэффициентом, пропорциональным a . Экстра-

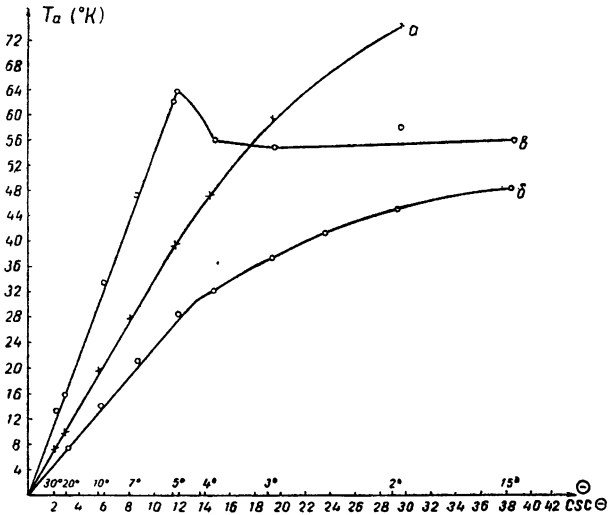


Рис. 1. Экспериментальная зависимость температуры излучения атмосферы от угла места:

а — $\lambda = 3,2$ см, б — $\lambda = 10$ см, в — излучение дождя и тучи на волне $\lambda = 3,2$ см.

полируя экспериментально снятую зависимость $\chi_0(\rho_0)$ к значению $\rho_0 = 0$, получаем χ_{10} ; по значению углового коэффициента прямой определяем a .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ на волнах $\lambda = 3,2$ см и $\lambda = 10$ см

Согласно разработанной выше методике, в 1952 и 1955 гг. были произведены соответствующие измерения коэффициентов поглощения кислорода и водяного пара. На волне $\lambda = 3,2$ см было снято в общей сложности 88 кривых $T_a(\theta)$ в интервале $\theta = 30^\circ \div 5^\circ$. Из этих кривых, согласно (16), определялись χ_0 , которые затем откладывались на графиках в функции значения абсолютной влажности ρ_0 у Земли. Полученные точки для заданного ρ_0 усреднялись. На рис. 2 приведены такие усредненные зависимости $\chi_0(\rho_0)$ для $\lambda = 3,2$ см отдельно для ясных и облачных дней. В облачные дни были, главным образом, облака нижнего яруса — слоисто-кучевые S_c , слоистые S_r , слоисто-дождевые N_s и разорванные F_{rns} , F_{rnb} , расположенные в среднем на высоте 0,5 км при толщине 0,7 \div 0,8 км. Разумеется, такое разделение могло быть проведено лишь несколько условно.

Пересечение прямых (рис. 2) с осью ординат дает значение χ_{10} . Обе прямые дают одинаковое значение $\chi_{10} = 0,0087 \frac{\partial \sigma}{\text{км}}$. Точность этого результата определяется точностью измерения температуры атмосферы и точностью экстраполяции. По нашим оценкам ошибка в определении χ_{10} составляет $\pm 10\%$.

Обратим внимание на разные угловые коэффициенты прямых рис. 2. Расчет H_2 по данным радиозондов для ясных дней дает

$H_2 = 1,8$ км, а для облачных дней $H_2 = 2,4$ км. Отсюда получается

$$a = \left[\frac{x_{20}}{\rho_0} \right] = 1,6 \cdot 10^{-3} \frac{\partial \bar{b}}{\text{км}} \cdot \frac{\text{м}^3}{2} \quad \text{— в облачные дни}$$

$$\text{и } a = 1,3 \cdot 10^{-3} \frac{\partial \bar{b}}{\text{км}} \cdot \frac{\text{м}^3}{2} \quad \text{— в ясные дни.}$$

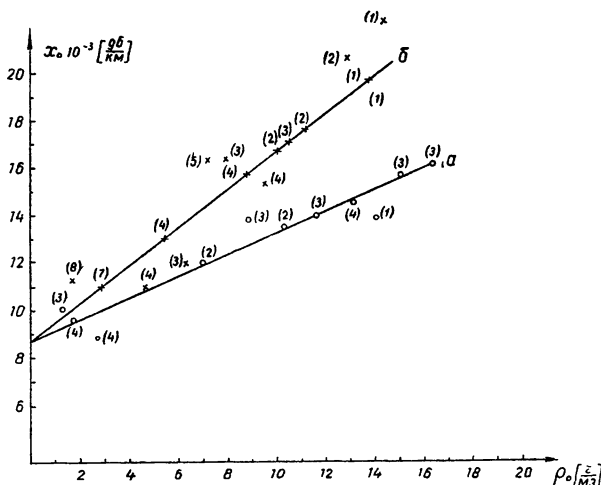


Рис. 2. Усредненная экспериментальная зависимость приведенного коэффициента поглощения на волне 3 см от абсолютной влажности у поверхности Земли: a — для ясных дней; b — для облачных дней. (Цифры в скобках указывают число точек, по которым проводилось усреднение.)

Большая величина поглощения в облачные дни обусловлена, вероятно, поглощением в облаках. Поэтому в качестве коэффициента поглощения водяного пара следует брать значение a , полученное при измерениях в ясные дни. Ошибка в измерении этой величины порядка $\pm 20\%$.

Итак, на $\lambda = 3,2$ см

$$x_{10} = 0,0087 \frac{\partial \bar{b}}{\text{км}} \pm 0,0009 \frac{\partial \bar{b}}{\text{км}},$$

$$a = 1,3 \cdot 10^{-3} \frac{\partial \bar{b}}{\text{км}} \cdot \frac{\text{м}^3}{2} \pm 0,3 \cdot 10^{-3} \frac{\partial \bar{b}}{\text{км}} \cdot \frac{\text{м}^3}{2}.$$

Теоретическое значение поглощения кислородом] на волне $\lambda = 3,2$ см, согласно Ван-Флеку [4], равно $x_{10} = 0,0072 \frac{\partial \bar{b}}{\text{км}}$.

Полуэмпирическое выражение для коэффициента поглощения водяным паром [4] приводит на волне $\lambda = 3,2$ см к величине $a = 0,74 \cdot 10^{-3} \frac{\partial \bar{b}}{\text{км}} \cdot \frac{\text{м}^3}{2}$. Значение величины a , приведенное в [4], недостаточно надежно и несколько занижено по сравнению с экспериментальными значениями поглощения водяным паром (см., например, [7,1]).

На рис. 3 приведен полученный средний суточный за все время наблюдения ход изменения x_0 . Как и следовало ожидать, кривые суточного хода повторяют в общих чертах существующий в летнее время суточный ход абсолютной влажности у поверхности Земли.

Приведенный экспериментальный материал показывает, что поглощение водяным паром волны $\lambda = 3,2$ см играет существенную роль.

При измерениях коэффициента поглощения на волне $\lambda = 10$ см учитывалось, что ослабление в основном определяется поглощением

молекулами кислорода. Поэтому получаемое из измерения значение α_{10} при $\lambda = 10$ см можно отождествить со значением коэффициента поглощения кислорода.

Измеренное значение α_0 на волне $\lambda = 10$ см оказалось равным

$$\alpha_0 = 0,0072 \frac{\partial \delta}{\text{км}}, \text{ а теоретическое } \alpha_0 = 0,0066 \frac{\partial \delta}{\text{км}} [4].$$

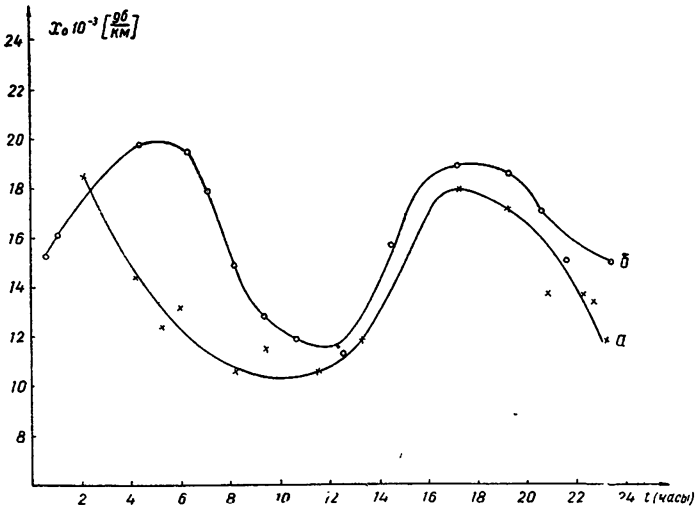


Рис. 3. Средний суточный ход приведенного коэффициента поглощения на волне $\lambda = 3,2$ см:
а — для ясных дней; б — для облачных дней.

По измерению излучения атмосферы во время дождя можно оценить порядок величины поглощения конденсированной фазой воды.

Приняв весьма упрощенную модель условий измерения, при которой область дождя захватывает пункт наблюдения и простирается на d км при высоте образования дождя h_d и высоте тучи h_t (рис. 4), и считая коэффициенты поглощения в дожде и туче α_d и α_t постоянными, из (9), (10) имеем:

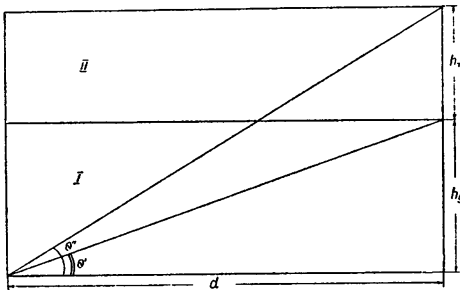


Рис. 4. Модель условий измерения коэффициента поглощения дождя и туч:
I—область, занятая тучей; 2—область, занятая дождем.

$$T_a = T_{\text{ср}} (\alpha_{10} l_1 + \alpha_{20} l_2) + T_{\text{ср}} (\alpha_d l_d + \alpha_t l_t),$$

$$T_a = T_{\text{а возд}} + T_{\text{ад}},$$

где $T_{\text{а возд}}$ и $T_{\text{ад}}$ — суть те вклады в эффективную температуру антенн, которые обусловлены соответственно радиоизлучением атмосферы и радиоизлучением дождя.

Из рис. 4. видно, что

$$T_{\text{ад}} = \begin{cases} T_{\text{ср}} \alpha_d \frac{h_d}{d \tan \theta'} \sec \theta, & \theta \leq \theta', \\ T_{\text{ср}} [\alpha_d h_d + \alpha_t (d \tan \theta - h_d)] \csc \theta, & \theta' \leq \theta \leq \theta'', \\ T_{\text{ср}} [\alpha_d h_d + \alpha_t h_t] \csc \theta, & \theta \geq \theta''. \end{cases} \quad (17)$$

Снимая экспериментальную кривую $T_a(\theta)$ во время дождя и вычитая из нее среднюю теоретическую кривую $T_{a \text{ возд}}(\theta)$, построенную по известным κ_{10} и κ_{20} при измеренном ρ_0 , получаем зависимость $T_{ад}(\theta)$. На рис. 1 (кривая θ) приведена одна из экспериментальных кривых $T_{ад}(\theta)$. Ход кривой соответствует формуле (17).

Зная из метеоданных h_d и h_r , получаем

$$\kappa_d = \frac{T_{ад} \operatorname{tg} \theta'}{T_{ср} h_d \sec \theta}, \quad \theta \leq \theta',$$

$$\kappa_r = \frac{T_{ад}(1 - \operatorname{tg} \theta' \operatorname{ctg} \theta)}{T_{ср} h_r \csc \theta}, \quad \theta \geq \theta''.$$

Величина $\operatorname{tg} \theta'$ легко находится из экспериментальной кривой $T_{ад}(\theta)$ по формуле

$$\operatorname{tg} \theta' = \frac{h_d}{h_d + h_r} \operatorname{tg} \theta'',$$

где θ'' соответствует максимуму кривой $T_{ад}(\theta)$. В качестве примера приведем измеренное значение поглощения на $\lambda = 3,2 \text{ см}$ в дожде со скоростью осадков $3 \frac{\text{мм}}{\text{час}}$.

Во время измерений облака были слоисто-дождевые (N_s). Это дает ориентировочно $h_d = 1 \text{ км}$, $h_r = 0,2 \text{ км}$. Полученное значение $\kappa_d = 0,07 \frac{\partial \delta}{\text{км}}$, $\kappa_r = 0,12 \frac{\partial \delta}{\text{км}}$, что по порядку величины соответствует теоретическим значениям поглощения в дожде и облаках (см. [7,4]) $\kappa_d \approx 0,04 \frac{\partial \delta}{\text{км}}$, $\kappa_r \approx 0,1 \frac{\partial \delta}{\text{км}}$ (в облаке $\rho \approx 2,3 \frac{\text{г}}{\text{м}^3}$ при видимости 30 м).

В работе по определению поглощения на волне $\lambda = 3,2 \text{ см}$ в 1955 году принимал участие Б. А. Пригода.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Т а б л и ц а значений функции

$$f(x) = x e^{x^2} \int_x^{\infty} e^{-u^2} du$$

x	0	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1
$f(x)$	0	0,08	0,143	0,238	0,302	0,348	0,379
x	1,2	1,4	1,6	2	3	5	∞
$f(x)$	0,403	0,420	0,432	0,453	0,472	0,490	0,500

ЛИТЕРАТУРА

1. R. H. Dicke, R. Beringer, R. L. Куhe, A. B. Vane, Phys. Rev., 1946, 70, 340.
2. В. С. Троицкий, ЖТФ, 1951, 21, 994; ЖТФ, 1952, 22, 455.
3. В. С. Троицкий, В. Л. Рахлин, А. М. Стародубцев, В. Т. Бобрик, Сборник трудов V-го совещания по космогонии, АН СССР, 1956.
4. J. H. Van Vleck, Phys. Rev., 1947, 71, 413, 425.
5. М. Планк, Теория теплового излучения, ОНТИ, 1935.
6. С. А. Жевакин и В. С. Троицкий, Радиотехника и электроника, 1958 (в печати).
7. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн, ГИИТЛ, 1953.