

случаях в нижнем километровом слое коэффициенты поглощения увеличивались (в безоблачной атмосфере) в 15 раз. Такое резкое увеличение замутненности атмосферы чаще всего связано с лесными и торфяными пожарами.

## 2 Рассеяние солнечной радиации в атмосфере

Атмосфера по отношению к потокам солнечной радиации представляет собой мутную среду. Понятие мутности связано с наличием прежде всего в атмосфере различного рода примесей — взвешенных в воздухе твердых или жидких частиц самых различных размеров. Примеси частично поглощают проходящую через атмосферу солнечную радиацию, а также вследствие дифракции частично рассеивают ее. Однако и при отсутствии примесей атмосфера является мутной средой, рассеивающей радиацию. При этом в качестве элементов мутности выступают молекулярные комплексы, изменение числа молекул и расстояний между ними в которых приводит к колебаниям плотности.

Рассеяние на молекулярных комплексах называют обычно *молекулярным*, или рэлеевским, по имени ученого, впервые установившего законы этого явления. Рассеяние на частицах примесей называют *аэрозольным*. Сущность рассеяния заключается в особой форме взаимодействия переменного поля падающей электромагнитной волны с частицей, находящейся в некоторой среде. Благодаря такому взаимодействию частица становится источником новых электромагнитных волн — *рассеянной радиации*.

Задача о рассеянии радиации в общем виде сводится к решению системы уравнений Максвелла с заданными граничными условиями. Из анализа уравнений Максвелла следует, что падающий поток радиации определенной длины волны создает поток рассеянной радиации с той же длиной волны.

Большое влияние на вид решения оказывают геометрическая структура мутной среды и ее физические свойства.

*Геометрическая структура среды* может быть охарактеризована в основном безразмерными параметрами  $r/\lambda$  и  $l/\lambda$ , где  $r$  — радиус частицы,  $l$  — расстояние между частицами и  $\lambda$  — длина волны падающей радиации. Законы рассеяния оказываются существенно различными для случаев, когда  $r \ll \lambda$ , и для частицы, размер которой соизмерим или значительно больше длины волны падающей радиации ( $r \geq \lambda$ ).

Если  $l/\lambda \gg 1$ , то частицы можно рассматривать как независимые излучатели. Поскольку расположение частиц обычно хаотично, то явлений интерференции наблюдаться не будет и складываться будут не поля отдельных частиц, а лишь интенсивности рассеянного излучения. Это упрощает решение задачи так назы-

ваемого кратного рассеяния. *Кратное рассеяние* есть результат рассеяния уже прежде рассеянной радиации. Кратным рассеянием можно пренебречь, если степень мутности не очень велика.

*Физические свойства среды и рассеивающих частиц* характеризуются так называемым комплексным показателем преломления  $m = n(1 + i\kappa)$ , где  $n$  — абсолютный показатель преломления;  $\kappa$  — характеристика поглощения, связанная с показателем поглощения  $k$  соотношением  $4\pi\kappa = k\lambda$ .

**Молекулярное рассеяние.** В нижних слоях атмосферы ослабление солнечной радиации происходит в основном под влиянием рассеяния, поглощение играет меньшую роль. Поэтому вместо комплексного показателя  $m$  можно использовать лишь вещественный показатель  $n$ , так как  $\kappa \approx 0$ . Теория молекулярного рассеяния разработана английским ученым Рэлеем. В основе ее лежат следующие предположения: а) радиус рассеивающих диэлектрически однородных шарообразных частиц значительно меньше длины волны ( $r \ll \lambda$ ); б) показатель преломления частиц мало отличается от показателя преломления среды, причем  $n\mu < 1$ , где  $\mu = 2\pi r/\lambda$ ; в) частицы рассеивают свет независимо друг от друга, для чего должно выполняться условие  $l \gg \lambda$ ; г) рассеянный свет наблюдается на расстоянии  $R \gg r$ .

Количество лучистой энергии  $di_\lambda^\vartheta$ , рассеянной элементом объема  $dv$  в направлении, составляющем с падающим лучом угол  $\vartheta$ , в пределах телесного угла  $d\omega$  записывается в виде

$$di_\lambda^\vartheta = k_\lambda^\vartheta F_\lambda dv d\omega. \quad (2.1)$$

где  $F_\lambda$  — падающий монохроматический поток,  $k_\lambda^\vartheta$  — объемный показатель рассеяния радиации в направлении  $\vartheta$  (показывающий, какая доля потока  $F_\lambda$  рассеивается единичным объемом в направлении  $\vartheta$  в пределах единичного телесного угла). Для случая падения на частицу (молекулярный комплекс) неполяризованного света (а именно такова солнечная радиация) и выполнения сформулированных выше условий Рэлей получил следующее выражение:

$$k_\lambda^\vartheta = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2N\lambda^4} (1 + \cos^2 \vartheta), \quad (2.2)$$

где  $N$  — число рассеивающих частиц в единичном объеме воздуха.

Принято представлять  $k_\lambda^\vartheta$  в виде произведения

$$k_\lambda^\vartheta = \kappa_\lambda \gamma(\vartheta), \quad (2.3)$$

где множитель  $\kappa_\lambda$  зависит от свойств среды (через  $n$  и  $N$ ) и длины волны  $\lambda$ , а множитель  $\gamma(\vartheta)$  характеризует распределение рассеянного света по углам  $\vartheta$ . Функцию  $\gamma(\vartheta)$  называют *функцией рассеяния*, а векторную диаграмму, изображающую зависимость рассе-

янной радиации от направления, называют *индикатрисой рассеяния* (или полярной диаграммой рассеяния).<sup>1</sup>

В случае молекулярного рассеяния индикатриса, согласно (2.2), имеет вид

$$\gamma(\vartheta) = 1 + \cos^2 \vartheta. \quad (2.4)$$

Графически зависимость  $\gamma(\vartheta)$ , а вместе с этим и энергетической яркости рассеянного света от  $\vartheta$ , изображена на рис. 6.1 (внешняя кривая). Согласно формуле (2.4), в случае молекулярного рассеяния яркость рассеянного света максимальна вдоль ( $\vartheta = 0$ ) и против ( $\vartheta = 180^\circ$ ) падающего луча и минимальна — в направлениях, перпендикулярных этому лучу ( $\vartheta = 90^\circ$  и  $\vartheta = 270^\circ$ ), при этом минимальная яркость в 2 раза меньше максимальной.

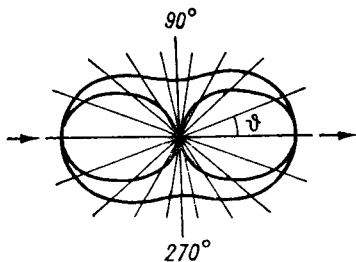


Рис. 6.1. Индикатриса молекулярного рассеяния (случай малых  $\mu$  и  $\eta < 1$ ).

Отметим, что в отличие от падающего (неполяризованного) света рассеянный свет — частично поляризованный. Согласно теории, степень поляризации при молекулярном рассеянии описывается выражением

$$P = \frac{1 - \cos^2 \vartheta}{1,06 - \cos^2 \vartheta}. \quad (2.5)$$

Видно, что рассеянный свет неполяризован ( $P = 0$ ) вдоль ( $\vartheta = 0$ ) и против ( $\vartheta = 180^\circ$ ) падающего луча, почти полностью поляризован ( $P = 0,94$ ) в направлениях, перпендикулярных этому лучу, и частично поляризован ( $0 < P < 1$ ) во всех других направлениях.

Распределение (по направлениям  $\vartheta$ ) яркости неполяризованного рассеянного света на рис. 6.1 изображается внутренней (двухлепестковой) кривой; отрезки между этой кривой и индикатрисой рассеяния (внешняя кривая) представляют собой яркость поляризованного рассеянного света.

Для дальнейших рассуждений обратимся к рис. 5.2. Пусть рассеивающий объем  $dv$  находится в точке  $O$ , падающий луч (поток) направлен вдоль нормали  $n$ , а рассеянная радиация распространяется под углом  $\vartheta$ , и наблюдатель находится в точке  $A$  на расстоянии  $R$  от точки  $O$ . Поскольку  $BA = R \sin \vartheta$ , то элемент площади на сфере  $dS = R d\vartheta \cdot R \sin \vartheta d\psi$ , а элементарный телесный угол  $d\omega = dS/R^2 = \sin \vartheta d\vartheta d\psi$  (здесь  $\psi$  — азимут точки  $A$ , отсчитываемый от некоторой точки  $C$  в плоскости, перпендикулярной  $n$ ).

<sup>1</sup> В общем случае рассеяние радиации описывается матрицей рассеяния четвертого порядка.

Найдем выражение для количества радиации, рассеянной элементом объема  $dv$  по всем направлениям. Для этого необходимо проинтегрировать соотношение (2.1) по углу  $\psi$  от 0 до  $2\pi$  и по углу  $\vartheta$  от 0 до  $\pi$  (т. е. по всей сфере, внутри которой расположен рассеивающий объем  $dv$ ):

$$di_\lambda = \int di_\lambda^\vartheta = \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^\pi k_\lambda^\vartheta F_\lambda dv \sin \vartheta d\vartheta.$$

Поскольку  $F_\lambda$  и  $dv$  не зависят от  $\psi$  и  $\vartheta$ , а  $k_\lambda^\vartheta$  не зависит от  $\psi$  (индикатриса рассеяния имеет один и тот же вид во всех плоскостях, проведенных через  $n$ ), то последнее выражение можем переписать в виде:

$$di_\lambda = \left( 2\pi \int_0^\pi k_\lambda^\vartheta \sin \vartheta d\vartheta \right) F_\lambda dv. \quad (2.6)$$

Первый множитель здесь представляет собой показатель рассеяния света  $k_\lambda$  — относительное количество  $di_\lambda/F_\lambda$  света, рассеянного единичным объемом воздуха ( $dv = 1 \text{ м}^3$ ) по всем направлениям:

$$k_\lambda = 2\pi \int_0^\pi k_\lambda^\vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (2.7)$$

Для случая молекулярного рассеяния, когда  $k_\lambda^\vartheta$  задано выражением (2.2), формула (2.7) принимает вид

$$k_\lambda = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N\lambda^4}, \quad (2.8)$$

поскольку

$$\int_0^\pi (1 + \cos^2 \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = - \left( \cos \vartheta + \frac{\cos^3 \vartheta}{3} \right) \Big|_0^\pi = \frac{8}{3}.$$

На первый взгляд может показаться, что  $k_\lambda$ , согласно последней формуле, с ростом числа рассеивающих частиц ( $N$ ) уменьшается. В действительности, от  $N$  зависит абсолютный показатель преломления  $n$ , а именно

$$n = 1 + c\rho, \quad (2.9)$$

где  $\rho = vN$  — плотность воздуха ( $v$  — масса одной рассеивающей частицы),  $c = 2,29 \cdot 10^{-4}$  (если  $\rho$  в  $\text{кг/м}^3$ ) — постоянная.

Поскольку, согласно (2.9),  $n$  очень мало отличается от единицы (это предположение также лежит, как указано выше, в основе теории молекулярного рассеяния), то  $n^2 - 1 = (n+1) \times$

$\times (n - 1) \approx 2c\rho = 2c\nu N$ . Таким образом, формулу (2.8) можем переписать практически без потери точности в виде:

$$k_\lambda = \frac{32\pi^3 c^2 \nu^2}{3\lambda^4} N \quad (2.10)$$

или

$$k_\lambda = \frac{32\pi^4 c^2 \nu}{3\lambda^4} \rho. \quad (2.11)$$

Следовательно, показатель рассеяния в согласии с физическими представлениями прямопропорционален числу рассеивающих частиц ( $N$ ) в единице объема или плотности воздуха ( $\rho$ ).

Другая еще более важная особенность молекулярного рассеяния состоит в том, что как энергетическая яркость, так и общее количество рассеянной единичным объемом радиации очень сильно зависит от длины волны падающей радиации: показатель рассеяния  $k_\lambda$ , согласно формулам (2.2), (2.8) или (2.10), изменяется *обратно пропорционально четвертой степени длины волны  $\lambda$* :  $k_\lambda \sim \lambda^{-4}$ .

Если принять коэффициент рассеяния для красного цвета ( $\lambda = 0,7$  мкм) за единицу, то для более коротких волн видимого участка спектра получим:

$\lambda$ мкм . . .	0,62	0,57	0,52	0,47	0,44
$k_\lambda/k_{0,7}$ . . .	1,6	2,2	3,3	4,9	6,4

Это означает, что в рассеянной радиации на долю более коротких волн (фиолетовый, синий, голубой цвета) приходится, по сравнению с более длинными волнами (оранжевый, красный цвета), больше энергии, чем в упавшей (прямой) солнечной радиации, т. е. рассеянный на молекулярных комплексах свет уже не может оставаться таким же белым, как прямая солнечная радиация, а должен иметь сине-голубой цвет. Поступающая от атмосферы рассеянная радиация представляет собой то, что принято называть небесным сводом (или просто небом). Из предыдущего вытекает, что в том случае, когда рассеяние солнечной радиации происходит в основном на молекулярных комплексах (атмосфера — чистая), небесный свод имеет сине-голубой цвет (окраску), при этом синева неба тем значительнее, чем меньше в атмосфере примесей (чище воздух).

Поскольку с увеличением высоты уменьшаются плотность воздуха ( $\rho$ ), а вместе с ней, согласно (2.11), и показатель ослабления, то количество рассеянной (единичным объемом) радиации уменьшается и, как следствие, ослабевает яркость небесного свода: по мере увеличения высоты небо становится, с одной стороны, все более синим (даже фиолетовым), а с другой стороны, более темным (на высотах более 100 км верхняя половина неба

абсолютно черная; на нем лишь ослепительно ярко блестят Солнце, если наблюдатель находится на освещенной стороне земли, а также звезды и планеты).

Отметим, что зависимостью состава рассеянного света от длины волн объясняется также голубоватый цвет удаленных от наблюдателя предметов (гор, лесов и др.).

**Аэрозольное рассеяние солнечной радиации.** Если размеры частиц становятся сравнимыми с длиной волны падающей радиации, то их нельзя уже рассматривать как излучающие диполи и необходимо принимать во внимание излучение систем высших порядков (квадрупольные и т. д.). Поэтому законы рассеяния света на крупных частицах будут существенно иными, чем для молекулярного рассеяния.

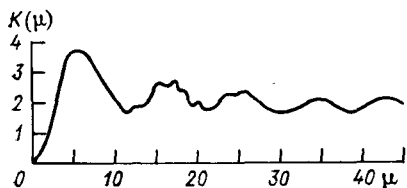


Рис. 6.2. График функции  $K(\mu)$  для  $n=1,33$ .

Теория рассеяния на крупных частицах создана Лявом и Г. Ми. Важные исследования в этой области выполнены В. В. Шулейкиным, К. С. Шифриным, Ван де Хюлстом и др.

В атмосфере крупные частицы встречаются двух видов: непрозрачные (пыль,  $n = \infty$ ) и прозрачные (капли воды). Водяные капли в пределах ультрафиолетового и видимого участков спектра поглощают очень слабо. Абсолютный показатель преломления воды в этой области несколько убывает с ростом  $\lambda$  (среднее значение  $n = 1,33$ ).

Согласно теории, объемный коэффициент ослабления  $k_\lambda$  для крупных частиц выражается формулой

$$k_\lambda = \pi r^2 K(\mu, m) N. \quad (2.12)$$

где  $K(\mu, m)$  — некоторая функция от  $\mu = 2\pi r/\lambda$  и комплексного показателя преломления  $m$ , называемая эффективным сечением рассеяния;  $N$  — число частиц в единице объема. График функции  $K(\mu)$  для случая капель воды ( $n = 1,33$ ) приведен на рис. 6.2. Кривая имеет несколько максимумов, однако функция  $K(\mu)$  близка к 2 при достаточно больших  $\mu$ , т. е. для предельно больших частиц

$$k_\lambda = 2\pi r^2 N. \quad (2.13)$$

Начальный участок кривой до первого максимума (при малых  $\mu$ ) соответствует молекулярному рассеянию. В дальнейшем характер зависимости рассеяния от длины волны самый разнообразный. Но если частица становится достаточно большой ( $\mu > 40$ ), то рассеяние практически не будет зависеть от длины волны (так называемое нейтральное рассеяние). Если в атмосфере такие частицы присутствуют, то цвет неба становится белесоватым, поскольку

свет всех длин волн рассеивается в одинаковой степени. По этой же причине облака и туманы имеют белый цвет.

Резко изменяется при аэрозольном рассеянии и индикатриса. Чем крупнее частица, тем больше индикатриса вытягивается вперед, т. е. крупные частицы рассеивают в основном в направлении падающего луча. На рис. 6.3 приведены индикатрисы рассеяния

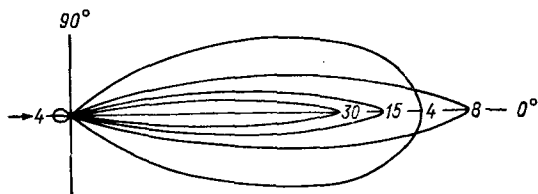


Рис. 6.3. Индикатриса рассеяния радиации каплями воды (цифры на кривых — значения  $\mu = 2\pi r/\lambda$ ).

на облачных каплях для нескольких значений параметра  $\mu$ . Однако не следует думать, что в других направлениях рассеянная радиация совершенно не распространяется. Если ту же индикатрису облачной капли изобразить в прямоугольных координатах

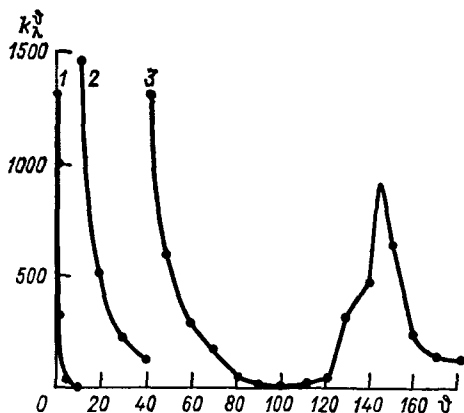


Рис. 6.4. Индикатриса рассеяния в прямоугольных координатах.

Масштаб для кривой 2 уменьшен в 10 раз, а для кривой 3 — в 2500 раз по сравнению с кривой 1.

и в разном масштабе (для различных участков изменения  $\phi$ ), то получим картину, изображенную на рис. 6.4. Максимум интенсивности рассеянного света вблизи  $\phi = 140^\circ$  обуславливает явление, известное под названием первой радуги.

Степень поляризации света при аэрозольном рассеянии значительно меньше, чем при молекулярном. В реальной атмосфере наблюдается как молекулярное, так и аэрозольное рассеяние. Наличие в атмосфере примесей самых различных размеров и концент-

раций делает расчет рассеяния очень сложным. Дело осложняется также и многократностью рассеяния. Все это ограничивает возможность применения рассмотренных теоретических схем, поэтому приходится идти по пути выявления эмпирических и полуэмпирических зависимостей, особенно при расчетах аэрозольного рассеяния. Закономерности рассеяния в реальной атмосфере очень сильно зависят от размеров атмосферных примесей, в частности от размеров водяных капель.

Многочисленные измерения потоков солнечной радиации позволили определить показатель рассеяния  $k_\lambda(z)$  в различных слоях атмосферы. Общий показатель  $k_\lambda(z)$  можно представить в виде суммы молекулярного ( $k_{\lambda M}$ ) и аэрозольного ( $k_{\lambda a}$ ) показателей рассеяния:

$$k_\lambda(z) = k_{\lambda M}(z) + k_{\lambda a}(z). \quad (2.14)$$

Поскольку объемный показатель  $k_\lambda = \alpha_{\lambda\rho}$  пропорционален плотности воздуха ( $\rho$ ), которая убывает с высотой, то и показатели  $k_{\lambda M}$  и  $k_{\lambda a}$  с увеличением высоты уменьшаются. В табл. 6.2 приведены средние значения  $k_{\lambda M}$  и  $k_{\lambda a}$  при  $\lambda = 0,514$  мкм в слоях толщиной 1 км (в таблице указана высота середины слоя). Аэрозольный показатель  $k_{\lambda a}$  зависит от замутненности атмосферы, которая однозначно связана с метеорологической дальностью видимости  $S_M$  (см. главу 22). В табл. 6.2 даны значения  $k_{\lambda a}$  для слабо ( $S_M = 25$  км) и умеренно ( $S_M = 5$  км) замутненной атмосферы до высоты 7 км (выше они одинаковые). Из таблицы следует, что до высоты 3 км при  $S_M = 25$  км и до высоты 4 км при  $S_M = 5$  км преобладает аэрозольное рассеяние, а выше этих уровней наибольший вклад вносит молекулярное рассеяние.

Таблица 6.2. Показатели ( $\text{км}^{-1}$ ) молекулярного и аэрозольного рассеяния

z км	$10^4 k_{\lambda M}$	$10^4 k_{\lambda a}$		z км	$10^4 k_{\lambda M}$	$10^4 k_{\lambda a}$
		$S_M = 25$ км	$S_M = 5$ км			
0	150	1680	8200	7,5	69	36
0,5	143	1120	4960	8,5	62	35
1,5	129	486	1810	9,5	55	34
2,5	116	207	663	10,5	49	33
3,5	105	98	242	11,5	44	32
4,5	95	62	88	12,5	38	31
5,5	86	45	44	13,5	33	30
6,5	77	36	36	14,5	26	29

По наблюдениям с земли и с космических кораблей установлено, что повышенная замутненность атмосферы отмечается в слое толщиной 1—2 км, расположенном на высоте около 20 км.



Просуммированные по всей толщине атмосферы объемные показатели ослабления

$$\tau_{\lambda} = \int_0^{\infty} k_{\lambda}(z) dz \quad (2.15)$$

носят название *оптической толщины атмосферы*. Получены следующие значения оптических толщин, обусловленных молекулярным ( $\tau_{\lambda M}$ ) и общим ( $\tau_{\lambda}$ ) рассеянием, для различных длин волн:

$\lambda$ мкм . . . .	0,30	0,32	0,34	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,70	0,80
$\tau_{\lambda M}$ . . . .	1,22	0,93	0,72	0,36	0,22	0,14	0,10	0,07	0,04	0,02
$\tau_{\lambda}$ . . . . .	1,97	1,55	1,05	0,62	0,46	0,37	0,33	0,30	0,22	0,19

В соответствии с теорией, значения  $\tau_{\lambda M}$  с увеличением  $\lambda$  резко уменьшаются. В ультрафиолетовой области ( $\lambda < 0,40$  мкм) молекулярное рассеяние вносит наибольший (по сравнению с аэрозольным) вклад в общее рассеяние. (Например, при  $\lambda = 0,30$  мкм значение  $\tau_{\lambda M} = 1,22$ , а  $\tau_{\lambda a} = 0,75$ ). Но поскольку оптическая толщина, обусловленная аэрозольным рассеянием ( $\tau_{\lambda a} = \tau_{\lambda} - \tau_{\lambda M}$ ), очень медленно уменьшается при увеличении  $\lambda$ , то уже при  $\lambda = 0,45$  мкм вклад молекулярного ( $\tau_{\lambda M} = 0,22$ ) и аэрозольного ( $\tau_{\lambda a} = 0,24$ ) рассеяния практически одинаков. При  $\lambda > 0,45$  мкм основной вклад вносит аэрозольное рассеяние (здесь  $\tau_{\lambda a} > \tau_{\lambda M}$ ).

### 3 Законы ослабления радиации в земной атмосфере

В п. 1 и 2 были рассмотрены процессы поглощения и рассеяния, которые приводят к ослаблению потока солнечной радиации в земной атмосфере. При практических расчетах потоков солнечной радиации ослабление радиации, обусловленное поглощением и рассеянием, учитывают суммарно, путем введения некоторого общего коэффициента ослабления солнечной радиации. Наиболее простой вид имеют формулы для потока мономатической радиации. Расчет интегрального потока, как будет показано ниже, сопряжен с целым рядом трудностей.

**Мономатический поток.** Рассмотрим прежде всего *мономатический поток* солнечной радиации, т. е. поток лучей определенной длины волны. Пусть в точку  $A_1$  (рис. 6.5), расположенную на верхней границе атмосферы, поступает мономатический поток солнечной радиации  $I_{\lambda 0}$ . Будем от точки  $A_1$  отсчитывать

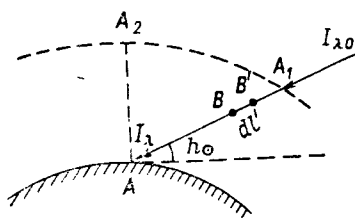


Рис. 6.5. К выводу формулы для потока солнечной радиации.