

Теоретическое описание распределения температуры в атмосфере Земли

С.О. Гладков*

Московский государственный областной университет
105005, г. Москва, ул. Радио, 10а

Поступила в редакцию 21.06.2007 г.

Исследовано распределение температуры в атмосфере Земли в зависимости от расстояния z , отсчитываемого от поверхности Земли. Дано объяснение результатов метеорологических измерений благодаря предположению о взаимодействии конвективного потока и солнечного излучения с учетом изменения плотности атмосферы от координаты.

Ключевые слова: фотоны, излучение, конвекция, диссипативная функция, тропосфера.

Теоретический и экспериментальный анализ процессов рассеяния света или иного электромагнитного излучения выявил множество различных особенностей, связанных с формальным соотношением между длиной волны излучения λ , линейным размером рассеивателя a и длиной свободного пробега l (см. [1–3]).

Наш интерес к вопросу аналитического описания прогрева атмосферы Земли (включая тропосферу и заканчивая экзосферой) солнечным излучением обусловлен, прежде всего, важностью изучения физических закономерностей воздействия потока солнечного тепла на реальную среду, роль которой в нашем случае играет атмосфера с переменной плотностью $\rho(z)$.

Диапазон изменения z лежит в некоторой абстрактной области $z \in [0, L]$, где L — протяженность атмосферы.

При попадании солнечного теплового потока в область вакуума, в котором длина свободного пробега l каких-либо блуждающих в нем частиц весьма велика, рассеяние света на них происходит неинтенсивно, что указывает лишь на очень слабые потери солнечного излучения.

Изменение температуры солнечного потока на некотором расстоянии r от Солнца можно оценить, исходя из следующих простых соображений.

С одной стороны, энергия равновесного черного излучения $\epsilon_{\text{ч}}$, уходящая с единицы поверхности в единицу времени от Солнца, есть $\epsilon_{\text{ч}} = 4\sigma T_{\text{С}}^4$, где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5}$ эрг/(см² · с · К⁴) — постоянная Стефана–Больцмана; $T_{\text{С}}$ — температура поверхности Солнца (равная примерно 6000 К), а с другой (в стационарном случае) — она должна быть равна потоку тепла q на некотором произвольном расстоянии r в соответствии с законом Фурье: $q = -\kappa(dT/dr)$,

где κ — коэффициент теплопроводности космоса. Составив равенство $-\kappa k_B(dT/dr) = 4\sigma T^4$, где k_B — постоянная Больцмана, и проинтегрировав его, находим искомое распределение температуры

$$T(r) = \frac{T_{\text{С}}}{[1 + (12\sigma r/\kappa k_B)T_{\text{С}}^3]^{1/3}}, \quad (1)$$

где постоянная интегрирования выбрана из условия $T(r)|_{r=0} = T_{\text{С}}$.

Поскольку в газокINETическом приближении (см. [4–6]) коэффициент теплопроводности $\kappa = 1/3 c_V^{(C)} \chi$, где $c_V^{(C)}$ — теплоемкость единицы объема поверхности Солнца, а коэффициент температуропроводности $\chi \approx cl$ (c — скорость света в вакууме, l — длина свободного пробега фотонов в космосе), то легко оценить и зависимость (1).

В самом деле, энергия черного излучения по определению есть

$$E_{\text{ч}} = \frac{4\sigma T_{\text{С}}^4}{c} V,$$

где V — объем вблизи поверхности Солнца. Отсюда теплоемкость единицы объема будет

$$c_V^{(C)} = \frac{\partial E_{\text{ч}}}{k_B \partial T} = \frac{16\sigma T_{\text{С}}^3}{k_B c},$$

и поэтому

$$\kappa = \frac{16\sigma T_{\text{С}}^3}{ck_B} lc = \frac{16\sigma T_{\text{С}}^3 l}{k_B}.$$

Подставив полученное выражение в формулу (1), получим простую и компактную зависимость изменения температуры с расстоянием r :

$$T(r) = \frac{T_{\text{С}}}{(1 + 3r/4l)^{1/3}}. \quad (2)$$

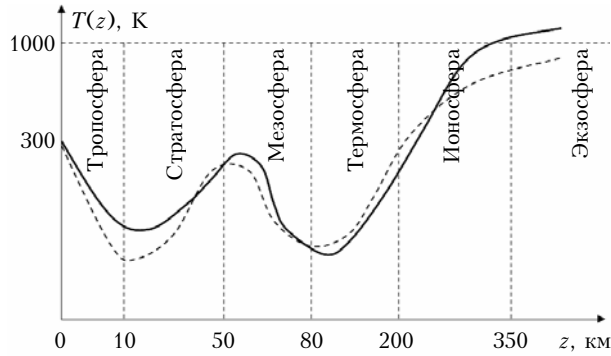
* Сергей Октябрьевич Гладков (Sglad@newmail.ru).

Так как расстояние до поверхности Земли есть $L = 1,5 \cdot 10^8$ км, то, выбрав длину свободного пробега в космическом вакууме равной $5,2 \cdot 10^5$ км, легко оценить температуру экзосферы:

$$T_3 \approx 1000 \text{ К.} \quad (3)$$

Формальная оценка (3) означает только, что если длина свободного пробега фотонов в потоке солнечного излучения составляет огромную величину 520 тыс. км, то к околоземному пространству принесится температура примерно 1000 К.

В приведенной оценке, однако, нет той качественной физики, которая позволила бы теоретически обосновать довольно хитрое перераспределение теплового потока, ведущее к нетривиальному поведению температуры, начиная от тропосферы и кончая экзосферой включительно (см. схематическое изображение этой зависимости согласно геофизическим и метеорологическим измерениям на рисунке).



Метеорологически наблюдаемая схема стационарного распределения температуры по слоям атмосферы Земли (штриховая кривая) и теоретическая зависимость (сплошная)

Чтобы решить поставленную задачу математического описания температурного распределения, показанного на рисунке, начнем с некоторых простых оценок. Для начала покажем, что в формировании температуры солнечной поверхности принимают участие жесткие γ -кванты.

В самом деле, поскольку сформированный на поверхности Солнца и доходящий до атмосферы Земли тепловой поток есть приблизительно

$$q = -\kappa \frac{dT}{dr} \approx \kappa \frac{\Delta T}{L} = \kappa \frac{(T_C - T_A)}{L},$$

где T_A — средняя температура атмосферы, равная примерно 650 К, то можно считать, что он практически весь идет на ее нагрев. Отсюда получаем простое оценочное равенство

$$\kappa \frac{T_C}{Lc} \approx c_V^{(A)} (T_A - T_0),$$

где T_0 — начальная температура атмосферы Земли в самый начальный момент времени до прихода первого солнечного потока в ее атмосферу, а $c_V^{(A)}$ — усредненная теплоемкость единицы объема атмосферы.

Предположим, что $T_0 \ll T_A$. Так как

$$\kappa \approx \frac{1}{3} c_V^{(C)} c l_c,$$

где l_c — длина свободного пробега фотонов вблизи поверхности Солнца, то с учетом вышеизложенного из равенства $\kappa \frac{T_C}{Lc} \approx c_V^{(A)} T_A$ имеем

$$T_A = T_C \frac{l_c}{3L} \frac{c_V^{(C)}}{c_V^{(A)}}. \quad (4)$$

Теплоемкость воздуха при нормальных условиях примем равной $c_V^{(A)} = 3,1 \cdot 10^{-4}$ (1/см³). Теплоемкость солнечной поверхности оцениваем как

$$\begin{aligned} c_V^{(C)} &= \frac{16\sigma T_C^3}{ck_B} = \frac{16 \cdot 5,67 \cdot 10^{-5} \cdot (6000)^3}{3 \cdot 10^{10} \cdot 1,38 \cdot 10^{-16}} = \\ &= 4,73 \cdot 10^{13} \text{ (1/см}^3\text{)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Поскольку $T_A \approx 650$ К, $T_C = 6000$ К, из (4) следует оценка длины пробега

$$l_c = 3L \frac{T_A}{T_C} \frac{c_V^{(A)}}{c_V^{(C)}} \approx 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ см.} \quad (6)$$

Обратное время, следовательно, есть $1/\tau = c/l_c \approx 10^{15}$ (1/с). Поскольку частота излучения ω должна удовлетворять неравенству $\omega \gg 1/\tau$, делаем очевидный вывод о природе излучения, участвующего в установлении температуры поверхности Солнца в 6000 К: это жесткий ультрафиолет с частотой примерно 10^{17} (1/с), что соответствует длине волны 10^{-8} см.

Изложенные оценки вполне понятны и не противоречат экспериментальным данным.

Перейдем теперь непосредственно к основной цели настоящей работы — к выводу дифференциального уравнения, позволяющего адекватно описать синергетику стационарного распределения температуры $T(z)$ во всей области изменения аргумента $z \in [0, L]$.

Рассмотрим несколько упрощенную ситуацию, которую условно назовем нулевым приближением относительно локальных возмущений (их роль могут играть различной силы ветра, извержения вулканов, осадки, землетрясения и другие подобные катаклизмы). Эти возмущения хотя и влияют на распределение температуры в околоземном пространстве, но их тем не менее можно считать несущественными.

Пусть ось z направлена от поверхности Земли в экзосферу. Значение $z = 0$ отвечает свойствам вблизи поверхности Земли. С ростом расстояния от поверхности Земли плотность атмосферы $\rho(z)$ сильно уменьшается.

Заметим, что барометрическая формула не позволяет корректно описать поведение плотности в высоких слоях атмосферы, начиная примерно от ионосферы и выше. В связи с этим следует подчеркнуть, что это заставляет нас, опираясь на численные оценки, аппроксимировать зависимость $\rho(z)$

не экспоненциальной, а степенной функцией. Действительно, если в барометрическую формулу

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{mgh}{T}\right),$$

где ρ_0 — плотность при $h = 0$, подставить значения параметров

$$m = 3 \cdot 10^{-23} \text{ г}, \quad h = 300 \text{ км} = 3 \cdot 10^7 \text{ см}, \\ T = -100 \text{ °С} = 173 \text{ К} = 2,18 \cdot 10^{-14} \text{ эрг},$$

то получим

$$\rho = 7,61 \cdot 10^{-17} \rho_0 \sim 10^{-19} \text{ г/см}^3.$$

Здесь мы взяли значение плотности у поверхности Земли $\rho_0 = 0,001 \text{ г/см}^3$.

Приведенная оценка свидетельствует о том, что на высоте всего 300 км имеет место практически полный вакуум, что, конечно, не совсем укладывается в рамки метеорологических наблюдений [10]. Это обстоятельство позволяет нам предположить, что изменение плотности с высотой значительно более плавное, а не такое резкое, как предсказывает барометрическая формула, и в этой связи функция $\rho(z)$ выбирается в виде степенной зависимости.

Заметим, кстати, что когда речь идет о сравнении экспоненциальной зависимости и степенной, то при значении показателя степени больше трех разница между ними становится чрезвычайно малой (это легко проверить с помощью калькулятора). Кроме того, как показывают последующие вычисления, со степенной функцией намного проще «работать», чем с экспоненциальной.

Наша основная задача заключается в составлении наиболее общего выражения для диссипативной функции \dot{Q} .

Сама функция \dot{Q} включает в себя только три составляющие (других просто не существует). Первое слагаемое совершенно прозрачно — это тепловой поток Фурье. Если через T' обозначить производную по координате, то для него можно получить

$$\dot{Q}_1 = k_B \int_V \frac{\kappa T'^2}{2T} dV. \quad (7)$$

Второе слагаемое должно учесть взаимодействие черного излучения с конвективными потоками в атмосфере. Мы представим его пока в виде

$$\dot{Q}_2 = 4\sigma \int_S T^4 dS. \quad (8)$$

Последнее слагаемое, которое необходимо учесть, — это конвективная стационарная составляющая. Прежде чем написать ее общее выражение, мы должны вычислить энергию конвективного потока. Представим эту энергию как

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \int_V \rho(z) u^2 dV, \quad (9)$$

где $u = u(z)$ — скорость потока.

Для конвективной составляющей скорости справедливо уравнение (см. [7]):

$$\dot{u} = \beta g \delta T, \quad (10)$$

где $\beta = 1/V[\partial V/\partial T]_P$ — средний коэффициент объемного расширения; P — постоянное давление; g — ускорение силы тяжести; $\delta T = T_2 - T_1$, $T_{1,2}$ — температуры слоев, между которыми осуществляется конвекция. Пройгнорируем то обстоятельство, что с ростом z g уменьшается, и уменьшается весьма плавно (как $1/(R_0 + z)^2$, где R_0 — радиус Земли), поэтому его влияние на температуру будет довольно слабым. На основании этого будем считать, что g — постоянно (вместе с коэффициентом объемного расширения).

Интегрируя (10), находим

$$\Delta u = \beta g \delta T \Delta t, \quad (11)$$

где $\Delta u = u - u_0$, $\Delta t = t - t_0$, $u_0 = u(t_0)$.

Так как $\Delta \dot{z} = \Delta u$, то, интегрируя еще раз, имеем

$$\Delta z = \frac{\beta g \delta T}{2} \Delta t^2. \quad (12)$$

Получив из (12) Δt и подставив его в (11) (положив предварительно $u_0 = 0$), найдем соотношение для скорости конвективного потока:

$$u = \sqrt{2\beta g |T'|} \Delta z. \quad (13)$$

А подставив (11) в (10), получим энергию

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \int_V \rho(z) (\beta g \delta T)^2 \Delta t^2 dV.$$

Отсюда следует выражение для третьего слагаемого в диссипативной функции

$$\dot{Q}_3 = \frac{\varepsilon}{\Delta t} = \frac{1}{2} \int_V \rho(z) (\beta g \delta T)^2 \Delta t dV. \quad (14)$$

Если из (12) получить Δt и подставить в (14), то можно записать

$$\dot{Q}_3 = \frac{1}{2} \int_V \rho(z) \beta g \sqrt{2\beta g |T'|}^3 \Delta z^2 dV. \quad (15)$$

Нам осталось преобразовать \dot{Q}_2 как часть диссипативной функции, ответственной за взаимодействие между черным излучением и конвективными потоками. С этой целью перепишем (8) в виде

$$\dot{Q}_2 = 4\sigma \int_S T^4 dS = \frac{4\sigma}{c} \int_V \frac{T^4 dV}{\Delta t}. \quad (16)$$

Представим разность $\delta T = T_2 - T_1$ как $\delta T = T(z) - T(z - \Delta z) \approx T' \Delta z$. Если это разложение подставим в формулу (12), то найдем $\Delta t = \sqrt{2/\beta g |T'|}$ и, таким образом, окончательно

$$\dot{Q}_2 = \frac{4\sigma}{c} \int_V \frac{T^4 dV}{\Delta t} = \frac{2\sqrt{2}\sigma}{c} \int_V \sqrt{\beta g |T^\gamma|} dV. \quad (17)$$

Собрав формулы (7), (15) и (17) вместе, получим искомое выражение для полной диссипативной функции исследуемой системы:

$$\dot{Q} = k_B \int_V \frac{\kappa T^{\gamma^2}}{2T} dV + \frac{1}{2} \int_V \rho(z) \beta g \sqrt{2\beta g} |T^\gamma|^{\frac{3}{2}} \Delta z^2 dV + \frac{2\sqrt{2}\sigma}{c} \int_V \sqrt{\beta g |T^\gamma|} dV. \quad (18)$$

При численном сравнении первого слагаемого со вторым и третьим оказывается, что оно значительно (на 5–8 порядков) меньше, а потому его влияние на стационарное распределение температуры по атмосфере несущественно.

Убирая в (18) первый член и полагая $dV = Sdz$, где S (пусть даже и огромная) – некоторая постоянная площадь, найдем из (18)

$$\dot{Q} = \frac{S\sqrt{2\beta g}}{2} \left[\int_z \rho(z) \beta g |T^\gamma|^{\frac{3}{2}} (z-h)^2 + \frac{4\sigma}{c} \int_z T^4 \sqrt{|T^\gamma|} \right] dz, \quad (19)$$

где учтено явное выражение $\Delta z = |z-h|$ (h – подгоночный параметр).

Для функционала (19) легко построить уравнение Эйлера–Лагранжа [8, 9].

Если подынтегральную функцию в (19) обозначим через F , т.е. $F = \rho(z) \beta g |T^\gamma|^{\frac{3}{2}} (z-h)^2 + \frac{4\sigma}{c} T^4 |T^\gamma|^{\frac{1}{2}}$, то получим

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{\partial F}{\partial T^\gamma} \right) - \frac{\partial F}{\partial T} = 0.$$

Раскрывая это уравнение с помощью явного вида функции F , имеем

$$\frac{3}{2} \rho' \beta g T^{\gamma^3} (z-h)^2 + \frac{3}{2} \rho \beta g T^{\gamma^2} \left[T^{\frac{3}{2}} (z-h)^2 \right] - \frac{\sigma T^3}{c} (8T^{\gamma^2} + TT^\gamma) = 0. \quad (20)$$

Если ввести безразмерные параметры $x = z/h$, $y = T/T^*$, где T^* – постоянная размерности температуры, и аппроксимировать закон изменения плотности с высотой (опираясь на многократно проверенные эксперименты [10]) зависимостью

$$\rho = \rho_0 / (x+1)^3, \quad (21)$$

где постоянная ρ_0 соответствует плотности вблизи поверхности Земли ($x=0$), то при $x=10^2$, что соответствует области экзосферы (в размерных величинах это будет расстояние 1000 км), из (21) можно получить «правильное» значение плотности, равное $10^{-6} \rho_0 = 10^{-9} \text{ г/см}^3$.

С учетом введенных величин уравнение (20) примет вид

$$\lambda y^3 (8y^2 + yy^\gamma) + \frac{9(x-1)^2}{2(x+1)^4} y^3 - 3 \frac{(x-1)}{(x+1)^3} y^3 - \frac{9(x-1)^2}{4(x+1)^3} y^2 y^\gamma = 0, \quad (22)$$

где безразмерный параметр $\lambda = \sigma T^{*2} / (ch\rho_0\beta^2 g)$.

Проанализируем уравнение (22) в некоторых предельных случаях, чтобы доказать его корректность.

1. Если $x \ll 1$, а $\lambda \gg 1$, то будем искать решение в виде

$$y = C_1 - C_2 x + C_3 x^2, \quad (23)$$

где C_1 , C_2 и C_3 – постоянные, которые следует определить.

Подставив разложение (23) в уравнение (22) и ограничившись только квадратичным по x приближением, в результате довольно громоздких преобразований и упрощений мы приходим к следующей нелинейной системе из трех алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} 2\lambda(C_1 C_3 + 4C_2^2)C_1^3 - \frac{9}{2}C_2^3 - 3C_3^3 - \frac{9}{2}C_3 C_2^2 = 0; \\ 24\lambda(C_1 C_3 + C_2^2)C_1^2 - 27C_2(C_2 - 5C_3) - \\ - 6C_2(2C_2 + 3C_3) - \frac{9}{2}C_3(5C_2 + 4C_3) = 0; \\ \lambda(C_1^2 C_2 C_3 + 24C_2^4 + 36C_1 C_2^2 C_3 + 38C_1^2 C_3^2)C_1 - \\ - \frac{9}{2}(19C_2^3 + 12C_2 C_3^2) - 9(3C_2^2 + 8C_2 C_3 + 4C_3^2)C_2 - \\ - \frac{9}{2}(13C_2^2 + 20C_2 C_3 + 4C_3^2)C_3 = 0. \end{cases} \quad (24)$$

Пользуясь условием, что параметр λ велик, из системы (24) можно сделать вывод о поведении коэффициентов C_i , где $i=1, 2, 3$. В самом деле, оказывается, что $C_1 \sim 1/\sqrt[6]{\lambda}$, $C_2 \sim \sqrt[6]{\lambda}$, $C_3 \sim \sqrt{\lambda}$.

Если решение системы (24) представить таким образом:

$$\begin{cases} C_1 = \alpha/\sqrt[6]{\lambda}, \\ C_2 = \beta\sqrt[6]{\lambda}, \\ C_3 = \gamma\sqrt{\lambda}, \end{cases} \quad (25)$$

то для новых неизвестных коэффициентов α, β, γ получаем более простую (хотя тоже нелинейную) систему уравнений

$$\begin{cases} 9\gamma^2 = 18\alpha^2\beta^2 + 19\gamma\alpha^3; \\ \gamma = \frac{16\alpha^3}{9\beta^2}; \\ \gamma = (4/3)\alpha^2(\alpha\gamma + \beta^2). \end{cases} \quad (26)$$

Решив систему (26), найдем

$$\begin{cases} \alpha = \left(\frac{81}{120}\right)^{1/4} \approx 0,91; \\ \beta = 1; \\ \gamma \approx \frac{16}{9}\alpha^3 \approx 1,32. \end{cases} \quad (27)$$

Таким образом, окончательно асимптотическое решение при малых x будет иметь вид

$$y = \frac{0,91}{\sqrt[6]{\lambda}} - \sqrt[6]{\lambda}x + 1,32\sqrt{\lambda}x^2. \quad (28)$$

Поскольку в определении y фигурирует постоянная T^* , то ее можно всегда выбрать таким образом, чтобы при $x = 0$ соблюдалось условие $T(0) = T_0$, где T_0 — температура в конкретном локальном месте на поверхности Земли.

Найденное решение качественно (да и количественно) вполне корректно описывает зависимость стационарной температуры над поверхностью Земли приблизительно до ионосферы.

Поскольку уравнение (22) точно решить можно только численно, асимптотика (28) указывает на правильное качественное поведение температуры лишь вблизи поверхности.

Что касается области мезосферы, термосферы, ионосферы и экзосферы, то при больших x достаточно пренебречь последними тремя слагаемыми в уравнении (22), содержащими в знаменателях x и x^2 , и получить довольно простого вида нелинейное уравнение, имеющее элементарное решение:

$$\lambda y^3(8y'^2 + yy'') = 0. \quad (29)$$

В результате

$$y = (C_4x + C_5)^{\frac{1}{9}}, \quad (30)$$

где $C_{4,5}$ — константы интегрирования.

Если представить уравнение (22) при $x \gg 1$ в виде

$$\lambda y^3(8y'^2 + yy'') + \frac{3y^3}{2x^2} - \frac{9y'^2y''}{4x} = 0 \quad (31)$$

и искать решение

$$y = C/x^\nu, \quad (32)$$

то для ν и C можно получить следующее уравнение:

$$\frac{\lambda C^2}{x^{5\nu+2}}(9\nu+1) - \frac{3\nu(3\nu+5)}{4x^{3\nu+5}} = 0.$$

Отсюда следует, что $\nu = 3/2$, а $C \approx 3/4\sqrt{\lambda}$. Таким образом, (32) запишется как

$$y = \frac{3}{4x^{3/2}\sqrt{\lambda}}. \quad (33)$$

2. При больших значениях параметра λ и аргумента в области мезосферы будет превалировать решение (33), а для термосферы и ионосферы — решение (30).

Эти решения можно написать в виде суммы

$$y = \frac{3}{4x^{3/2}\sqrt{\lambda}} + (C_4x + C_5)^{1/9}. \quad (34)$$

Константы C_4 и C_5 можно оценить с помощью данных метеорологических наблюдений, но из-за большого разброса соответствующих данных мы не будем приводить здесь конкретное значение этих констант.

Заметим, что все аналитическое описание, даваемое решениями (28) и (34), качественно вполне удовлетворительно «ложится» на экспериментально наблюдаемые результаты, проиллюстрированные рисунком.

Точку в теории можно поставить только тогда, когда будет проведено точное численное интегрирование уравнения (22), которое позволит выяснить все тонкости получаемой зависимости от параметра λ . Это связано с недоступностью аналитического и асимптотического решений в том случае, если произведение λx будет равно единице. Надо заметить, что именно $x \sim 1/\lambda$ дадут самый существенный вклад в стационарное температурное распределение $T(z)$.

Итак, подведем основные итоги и отметим главные результаты исследования.

1. Найдено общее выражение для диссипативной функции, в которой феноменологическим путем удалось учесть взаимодействие черного излучения и конвективных потоков.

2. Исходя из явного выражения для диссипативной функции, получено уравнение, описывающее синергетическое распределение стационарной температуры по атмосфере, начиная от области тропосферы и кончая экзосферой.

3. Проведенный анализ этого уравнения в асимптотических случаях показал вполне удовлетворительное качественное и количественное согласие теории с наблюдаемым метеорологами поведением температуры по слоям атмосферы.

4. Отмечена очень важная зависимость решения от единственного параметра задачи λ ; в зависимость λ входят две величины T^* и геометрический фактор h , которые легко оценить из условия экстремума решения (28) и значения температуры на поверхности Земли, т.е. при $z = 0$.

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Т. 8. М.: Наука, 1982. 620 с.
2. Делоне Н.С., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1984. 224 с.
3. Гладков С.О. К теории поглощения электромагнитного излучения сильно неоднородными двухкомпонентными системами // Ж. техн. физ. 1999. Т. 69. Вып. 7. С. 89–94.

4. *Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И.* Электронная теория металлов. М.: Наука, 1971. 415 с.
5. *Гладков С.О.* Релаксация в ферромагнитных металлах // Ж. эксперим. и теор. физ. 1982. Т. 83. Вып. 7. С. 806–809.
6. *Гладков С.О.* О колебательных волновых процессах на поверхности массивных и неоднородных по составу тел // Ж. техн. физ. 2003. Т. 73. Вып. 8. С. 19–24.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. Т. 6. М.: Наука, 1988. 733 с.
8. *Эльсгольц Л.Э.* Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. М.: Наука, 1969. 424 с.
9. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. Т. 1. М.: Наука, 1973. 207 с.
10. *Физическая энциклопедия.* М.: Сов. энциклопедия, 1988. 944 с.

S.O. Gladkov. Theoretical description of the temperature distribution in the Earth's atmosphere.

The behavior of the temperature of the Earth's atmosphere as a function of the distance z from the Earth's surface is studied. A supposition of interaction convective flux and sun radiation allowed us to explain of meteorology measurements.