

spektr intensivligi IQ spektridan bir necha barobar katta qiymatni qabul qiladi. Demak, YKS spektr faol bo‘lib, molekulaning qutblanuvchanligi o‘zgarishi bilan bog‘liq.

Xulosa o‘rnida aytish lozimki, suyuq muhitlarning xususiy tebranish chastotalarini nazariy hisoblashlar orqali oldindan aniqlashning istiqbolli usuli ishlab chiqildi. Kvant-kimyoviy hisoblashlar yordamida aniqlanadigan molekulyar parametrlarning qiymatlarini modellashtirish orqali, ishlab-chiqarish uchun zarur bo‘lgan moddalarni sintez qilishga tavsiyalar berish imkonini beradi.

Ushbu ilmiy tadqiqot ishi O‘zbekiston Respublikasi Oliy ta‘lim, fan va innovatsiyalar vazirligi tomonidan FZ-20200929385 “Biologik obektlarning nanoo‘lchamli molekulyar klasterlarini o‘rganish va tatbiq qilishning spektroskopik hamda noemperik tahlil usullarini ishlab chiqish” mavzusi bo‘yicha moliyalashtirilgan fundamental loyiha doirasida bajarildi.

Adabiyotlar

1. Aston J., Isserow S., Szasz G., Kennedy R. Empirical correlation and method of calculation of barriers hindering internal rotation // Journal of Chemical Physics, 1944, Vol.12, p.336-344.
2. Magnasco V. An empirical method for calculating barriers to internal rotation in simple molecules // Nuovo Cimento, May 1962, Vol.24, Iss.3, p.425-441.
3. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Москва: Издательство АН СССР, 1945

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПЕРЕНОСА СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ, ОТРАЖЕННОГО ОТ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Собиров М.М., Рузибоев В. У., Камолова М.М.

Аннотация. Разработан метод расчета диффузного потока солнечного излучения, отраженного от поверхности Земли в случае, когда отражение происходит в соответствии с законом Ламберта. Расчеты интенсивности диффузного излучения проводились в рамках теории S, T -матрицы Чандрасекара, а аналитический вид X, Y -функций определялись методом факторизации.

Ключевые слова, рассеяния света, солнечный спектр, перенос излучения, оптическая толщина, альbedo поверхности Земли.

В работах [1,2] были исследованы спектральные и угловые распределения интенсивности потоков диффузно отраженного и прошедшего солнечного излучения из слоев атмосферы, которые формируются вследствие многократного рэлеевского рассеяния на молекулах воздуха. Были выполнены расчеты спектрального распределения полных потоков диффузно отраженного, прошедшего и нерассеянного солнечного излучения, выходящего из слоев атмосферы. Кроме упомянутых трех потоков, влияние на поле солнечного излучения в атмосфере оказывает поток излучения, отраженного от поверхности Земли.

Отраженный поток возвращается обратно в атмосферу, и наблюдается вторичный перенос первично падающего солнечного излучения, что приводит к изменению поля излучения в атмосфере. Вклад этого дополнительного потока в поле излучения атмосферы был впервые рассчитан в классических работах Чандрасекара [3] и другими учёными. Потребность в проведении такого расчета возникла для оценки влияния отражения солнечного излучения от поверхности Земли на освещенность гелиотехнических установок [1,2,4], так как методика расчета этого потока не приводится в литературе.

Основные уравнения

Рассматривается модель чистой, консервативной рэлеевской атмосферы, в которой

рассеяние солнечных лучей на молекулах воздуха происходит в соответствии с законом Релея, а поглощение отсутствует. При освещении плоскопараллельной рассеивающей среды без внутренних источников монохроматическим излучением с длиной волны λ , интенсивность диффузного излучения в среде определяется уравнением переноса [3]

$$\mu \frac{d\mathbf{I}(\tau, \Omega)}{d\tau} = \mathbf{I}(\tau, \Omega) - \frac{\tilde{\omega}_0}{4\pi} \int_0^1 d\mu' \int_0^{2\pi} d\varphi' \mathbf{P}(\Omega, \Omega') \mathbf{I}(\tau, \Omega') - \frac{\tilde{\omega}_0}{4} \exp(-\tau / \mu_0) \mathbf{P}(\Omega, \Omega_0) \mathbf{F}(\tau = 0, \tau, \bar{\Omega}_0). \quad (1)$$

Интенсивности диффузно отраженного и прошедшего излучений из атмосферы, с оптической толщиной $\tau(\lambda)$, определяются при помощи \mathbf{S}, \mathbf{T} - матриц [3]

$$\mathbf{I}^{\delta,omp}(\tau_1 = 0, \Omega) = \frac{\tilde{\omega}_0}{4\mu} \mathbf{S}(\tau(\lambda), \Omega, \bar{\Omega}_0) \mathbf{F}(\lambda, \bar{\Omega}_0), \quad \mathbf{I}^{\delta,np}(\tau_1, \bar{\Omega}) = \frac{\tilde{\omega}_0}{4\mu} \mathbf{T}(\tau(\lambda), \bar{\Omega}, \bar{\Omega}_0) \mathbf{F}(\lambda, \bar{\Omega}_0). \quad (2)$$

Нерассеянный часть падающего потока излучения, ослабевая проходить атмосферу без рассеяния, интенсивность этого потока определяется как

$$\mathbf{I}^{нерас} = \exp(-\tau(\lambda) / \mu_0) \mathbf{F}(\lambda, \Omega_0). \quad (3)$$

Если в уравнениях (2) и (3) производить интегрирование по всем направлениям выхода излучения из среды, то можно определить полные потоки диффузного отраженного, прошедшего и нерассеянного монохроматического излучения, исходящего из слоев атмосферы (на единицу поверхности) [1]

$$\pi \Phi^{\delta,omp}(\lambda) = \int_0^1 \mu d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi I^{\delta,omp}(\tau(\lambda), \mu, \varphi) \quad (4)$$

$$\pi \Phi^{\delta,np}(\lambda) = \int_0^1 \mu d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi I^{\delta,np}(\tau(\lambda), \mu, \varphi), \quad \pi \Phi^{нерас} = \exp(-\tau(\lambda) / \mu_0) \pi F(\lambda, \mu_0). \quad (5)$$

Вторые и третьи потоки определяемые выражениями в (5) проходят атмосферу и образуют единый поток равное $\pi R(\lambda)$

$$\pi R(\lambda) = \pi \Phi^{\delta,np}(\lambda) + \pi \Phi^{нерас}(\lambda). \quad (6)$$

Если Λ -коэффициент отражения поверхности Земли (альbedo поверхности), то по закону отражения Ламберта, часть из этого потока, равное $\pi \Lambda R(\lambda, \theta, \varphi)$, отражается от поверхности обратно в среду и выполняет роль дополнительного, второго падающего потока в среду, из нижней, подстилающей поверхности

$$\pi F^{II,omp}(\tau = \tau_1, \mu_0) = \pi \Lambda R. \quad (7)$$

А, остальная часть, равное $\pi(1 - \Lambda)R(\lambda)$, проходит среду в виде двух потоков, диффузно прошедшего и нерассеянных потоков

$$(1 - \Lambda)\pi R(\lambda) = \pi(1 - \Lambda)\Phi^{\delta,np}(\lambda) + \pi(1 - \Lambda)\Phi^{нерас}(\lambda). \quad (8)$$

При отражении по закону Ламберта, не зависимо от значения угла освещения среды первично падающего излучения, отраженный поток является изотропной, интенсивность отраженного потока имеет одинаковое значения по всем направлениям угла отражения $R(\lambda, \theta, \varphi) = const$.

Расчёт потока излучения отраженная от поверхности Земли

В зависимости от состояния поверхности Земли, доля отраженного излучения от всего падающего потока может различаться. Отражательная способность поверхности определяется

коэффициентом отражения поверхности, известным как альbedo, обозначаемым как Λ , и его значение может варьировать в диапазоне $\Lambda = 0.1 - 0.5$, в зависимости от типа земной поверхности и положения солнца [4].

Из-за шероховатости поверхности Земли признано, что для оценки потока диффузно отраженного излучения наиболее подходящим является закон Ламберта. Отраженный вторичный поток распространяется в направлении внешней поверхности атмосферы и ведет себя независимо от первичного потока падающего солнечного излучения, направленного на поверхность Земли. Однако, в отличие от первичного потока, отраженный вторичный поток не является плоской волной, а скорее имеет форму сферической волны. В связи с этим уравнение (1) становится неприменимым для изучения переноса таких волн, и их распространение в атмосфере невозможно исследовать в рамках теории \mathbf{S} -матриц Чандрасекара.

Для решения возникшей сложности предлагается использовать простой метод расчета. При отражении, единичная площадка S на поверхности Земли становится источником вторичных волн. Угол между поверхностью и осью z делится на равные уголки $\Delta\mu = \mu_0 / n$, где $\mu_0 = \cos\theta^0$, n - количество разделений (см. рисунок 1). Это создает n конусов, и среда разделяется на n областей, образованных между двумя соседними конусами. Мы можем считать, что расстояния между соседними конусами настолько малы, что излучение, исходящее из площади S внутри этого пространства, образует параллельный поток.

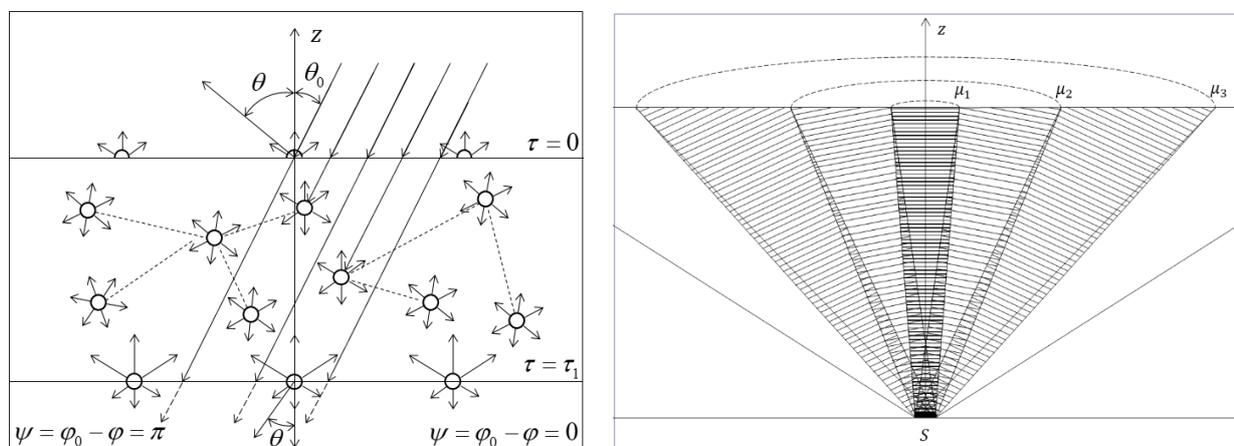


Рисунок 1.

Исходя из этого предположения, напомним n уравнений переноса, в виде (1), для монохроматического излучения, параллельно падающего в среду из площади S , значение которого зависит от угла выхода θ_j , и равно $\pi \Lambda R(\lambda) \cos \theta_j$.

Уравнение переноса для излучения, переносимое между конусами $j, j+1$ имеет следующий вид

$$\mu' \frac{d\mathbf{I}_j(\tau, \Omega')}{d\tau} = \mathbf{I}_j(\tau, \Omega') - \frac{\tilde{\omega}_0}{4\pi} \int_0^1 d\mu'' \int_0^{2\pi} d\varphi'' \mathbf{P}(\Omega', \Omega'') \mathbf{I}_j(\tau, \Omega'') - \frac{\tilde{\omega}_0}{4} \exp(-\tau / \mu_j) \mathbf{P}(\Omega', \Omega_j) \mathbf{F}_j^{I,omp}(\tau = \tau_1, \mu_j) \quad (9)$$

где, $j=1,2,3,\dots,n$ номер меж конусного области, $\Omega_j = \Omega_j(\mu_j, \varphi)$ - направление распространение отраженного от поверхности излучения, здесь азимутальный угол не зависит от номера конуса, $F_j^{3.omp}(\tau_1, \mu_j) = \pi \Lambda R(\lambda) \cos \theta_j$ отраженный поток от единичной площади S .

Решением уравнение переноса (9), как в (2) и (3), можно определить интенсивности диффузно прошедшего, диффузно отраженного и нерассеянных излучений, распространяющегося в области j

$$I_j^{\partial..omp}(\tau = \tau_1, \Omega') = \frac{\tilde{\omega}_0}{4\mu'} S_j(\tau_1, \Omega', \Omega_j) F_j^{JL.omp}(\tau = \tau_1, \mu_j), \quad (10a)$$

$$I_j^{\partial.np}(\tau = 0, \Omega') = \frac{\tilde{\omega}_0}{4\mu'} T_j(\tau_1, \Omega', \Omega_j) F_j^{JL.omp}(\tau = \tau_1, \mu_j), \quad (10b)$$

$$I_j^{нерас}(\tau = 0, \mu_j) = \exp(-\tau_1 / \mu_j) F_j^{JL.omp}(\tau = \tau_1, \mu_j). \quad (10c)$$

В отличие от (2) и (3), здесь матрица S определяет диффузный поток распространяющегося в сторону поверхности Земли, а матрица T в сторону внешней поверхности атмосферы.

Отраженное излучение, исходящее из единичной площади поверхности Земли и выполняющее роль вторичного падающего потока в атмосферу, распределяется в соответствии с законом Ламберта между конусными областями и направляется к верхней поверхности атмосферы. Этот поток равномерно распределяется по всему телесному углу нижней отражающей границы атмосферы, и закон распределения может быть представлен в следующем виде

$$\pi F^{JL.omp}(\tau = \tau_1) = \pi \Lambda R = \int_1^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \Lambda R \cos \theta d\Omega = \Lambda R \int_1^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi = 2\pi \Lambda R \int_0^1 \mu d\mu. \quad (11)$$

Если учесть, что при выполнении численных расчётов, этот интеграл следует заменить суммой, то (11) удобно выразить в виде суммы

$$\pi F^{JL.omp}(\tau = \tau_1) = 2\pi \Lambda R \sum_{j=1}^n \mu_j \Delta\mu_j. \quad (12)$$

Здесь каждый член этой суммы выполняет роль первично падающего потока для каждого между конусного области. Значение падающего параллельного потока излучения $-F_j^{JL.omp}$, представленные в выражениях (10), для области с номером j , равно

$$\pi F_j^{JL.omp} = 2\pi \Lambda R \mu_j \Delta\mu_j. \quad (13)$$

Из уравнений (2), (3) и (10) следует, что этот поток, переносимый в области j , после взаимодействия с атмосферой, разделяется на три потока: диффузно отраженный, диффузно прошедший и нерассеянный потоки. Эти потоки могут быть рассчитаны с использованием уравнений (1)-(3), и путем суммирования по j можно определить вклад отражения в общий поток излучения, выходящий из среды. Результаты этих расчетов также могут быть легко обобщены для расчета солнечного излучения с широким спектром [1].

Литература

1. М.М.Собиров, Ж.Ю.Розиков, Д.А.Юсупова, В.У.Рузибоев, Расчет спектрального и углового распределения диффузно отраженного, диффузно прошедшего

и нерассеянного потоков солнечного излучения в слоях атмосферы // *Applied Solar Energy*, 2023, Vol. 45, No. 3.

2. Sobirov Makhmud, Rozikov Jurabek, Ruziboyev Valijon, Kamolova Muhabbat, Calculation of the Spectral and Angular Distribution of Diffusely Reflected and Transmitted Solar Radiation Fluxes from Atmospheric Layers. // *PTLICISPWS-2 It's a great pleasure to inform you that, after the peer review process, your article. Indexed in leading databases – Scopus, Web of Science, and Inspec.*

3. S. Chandrasekhar, Radiative transfer. Dover Publications Inc, New York.1953 (2003), pp 42.

4. V.I.Vissarionov, V.Deryugina, V.A.Kuznetsova, N.K.Kalinina., Solnechnaya energetika (Solar energy), Moscow, Izd. MEI, 2008, str.207.

5. Розиков, Ж. Ю., Собиров, М. М., & Рузибоев, В. У. (2021). Поляризационные характеристики диффузно отраженного и проходящего излучения в среде с конечной оптической толщиной. «*Узбекский физический журнал*», 23(2), 11-20.

6. Собиров, М. М., Розиков, Ж. Ю., & Рузибоев, В. У. (2023). Исследования углового распределения степени поляризации диффузно отраженного и прошедшего естественного солнечного излучения через слои атмосферы. «*Узбекский физический журнал*», 25(3).

7. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SPECIFIC FEATURES IN POLARIZATION OF DIFFUSELY REFLECTED AND TRANSMITTED RADIATION IN A MEDIUM WITH FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, 24(5), 85-89.

8. Sobirov, M. M., Rozikov, J. Y., & Ruziboyev, V. U. Formation of neutral points in the polarization characteristics of secondary radiation in the semi-infinite medium model. *International Journal of Multidisciplinary Research and Analysis*, 4, 406-412.

9. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SOME QUESTIONS OF THE THEORY OF POLARIZED RADIATION TRANSFER IN AN ISOTROPIC MEDIUM WITH A FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, 3(4), 16-22.

10. Собиров, М. М., & Розиков, Ж. Ю. (2020). Некоторые вопросы теории переноса поляризованного излучения в изотропной среде с конечной оптической толщиной. *Научно-технический журнал*, 15-24.

**ТЎҒРИ СОҲАЛИ ГЕТЕРОСТРУКТУРАЛАРДА ФОТОН ЭНЕРГИЯСИ
ЮТИЛИШИДА КВАНЛОВЧИ МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ ИККИ ЎЛЧОВЛИ
КОМБИНАЦИЯЛАНГАН ҲОЛАТЛАР ЗИЧЛИГИГА ТАЪСИРИ**

проф. Эркабоев У.И., таянч докторант Сайидов Н.А.

Наманган муҳандислик-технология институти,

Маълумки, ташқи омиллар (ҳарорат, магнит майдони ва босим)нинг квант ўлчамли гетероструктураларга таъсири заъяд ташувчиларнинг энергетик сатх ҳолатлари ўзгаришига ва, натижада, магнитооптик ютилиш чегарасининг силжишига олиб келади. Наноўлчамли яримўтказгичларнинг магнитооптик ютилиш спектри руҳсат этилган соҳанинг турли минимумлари орасидаги энергетик масофа билан аниқланади. Бундан келиб чиқадики, квант ўрасининг таъқиқланган соҳаси кенглиги ташқи омиллар таъсирида ёки тораяди, ёки кенгаяди. [1] илмий ишлардан маълумки, квантловчи магнит майдонининг икки ўлчовли электрон тизимларга таъсири квант ўраларда заряд ташувчиларни квант ушлаб туриш натижасида пайдо бўлувчи жуда қизиқ физик хусусиятларни намойиш қилади.