

УДК 535.36

**Б.В. Горячев, М.В. Кабанов, С.Б. Могильницкий**

**К ВОПРОСУ ОБ ОЦЕНКЕ ТЕЛА ЯРКОСТИ РАССЕЙВАЮЩЕГО ОБЪЕМА**

Исследованы закономерности формирования светового поля, рассеянного пространственно-ограниченными объектами, в зависимости от оптических характеристик среды. Асимметрию тела яркости предложено определять с помощью введенного интегрального параметра.

Показано, что поведение коэффициентов асимметрии в зависимости от параметров среды позволяет оценить границы применимости закона Бугера, наступление глубинного режима и оптические размеры, при которых среду можно считать неограниченной.

Расчет полей яркости излучения, рассеянного пространственно ограниченным объектом, является составной частью исследований радиационного баланса атмосферы [1, 2]. Получение подробной информации сопряжено с определенными трудностями как в теоретическом, так и в экспериментальном плане. В связи с этим имеет смысл ввести некий интегральный параметр, позволяющий оценить конфигурацию поля рассеянной радиации. В теории рассеяния конфигурацию поля излучения обычно определяют с помощью тела яркости в случае большого рассеивающего объема или индикатрисы рассеяния излучения при элементарном объеме. Индикатриса рассеяния содержит полную информацию об угловой структуре рассеяния, но если в такой информации нет необходимости, то достаточно знать степень анизотропии рассеяния, определяемую коэффициентом асимметрии. Другой общепринятой интегральной характеристикой рассеяния является средний косинус ( $\langle \cos \theta \rangle$ ), где  $\theta$  – угол рассеяния. Данные параметры удобно использовать и в том случае, когда требуется оперативность в получении информации об угловом распределении рассеянного излучения, а также для классификации рассеивающих объектов. Обычно эти характеристики используются в предположении симметрии рассеяния.

Для частиц неправильной формы предположение о симметрии рассеяния не выполняется, поэтому имеет смысл ввести интегральные параметры, определяющиеся в общем случае следующим образом:

$$\mu = \int_{\Omega} \chi(\theta) \cos \theta \, d\Omega, \tag{1}$$

где  $\chi(\theta)$  – индикатриса рассеяния излучения;  $\Omega$  – телесный угол.

Обозначим  $\mu_{-x}$ ,  $\mu_{+x}$ ,  $\mu_{-y}$ ,  $\mu_{+y}$ ,  $\mu_{-z}$ ,  $\mu_{+z}$  интегральные параметры по осям декартовой системы координат. На схеме показана геометрия рассеяния излучения на одной частице или единице элементарного объема. Допустим, что свет падает вдоль положительного направления оси  $x$ . Направление наблюдения  $OA$  лежит в плоскости  $xy$  под углом  $\theta$  к направлению па-

дающего луча. Интегральные параметры определяются в соответствии с выбранным направлением наблюдения. Например, по оси  $x$

$$\mu_{+x} = 2\pi \int_0^{\pi/2} \chi(\theta) \sin \theta \cos \theta \, d\theta. \tag{2}$$

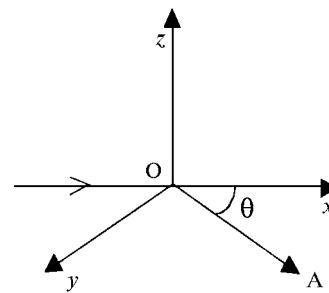


Схема рассеяния излучения

Определим коэффициенты асимметрии по осям координат:  $a_x$  – по оси  $x$ ,  $a_y$  – по оси  $y$ ,  $a_z$  – по оси  $z$ :

$$\begin{aligned} a_x &= \frac{\mu_{+x} + 1/2(\mu_{+y} + \mu_{-y} + \mu_{+z} + \mu_{-z})}{\mu_{-x} + 1/2(\mu_{+y} + \mu_{-y} + \mu_{+z} + \mu_{-z})}; \\ a_y &= \frac{\mu_{+y} + 1/2(\mu_{+x} + \mu_{-x} + \mu_{+z} + \mu_{-z})}{\mu_{-y} + 1/2(\mu_{+x} + \mu_{-x} + \mu_{+z} + \mu_{-z})}; \\ a_z &= \frac{\mu_{+z} + 1/2(\mu_{+x} + \mu_{-x} + \mu_{+y} + \mu_{-y})}{\mu_{-z} + 1/2(\mu_{+x} + \mu_{-x} + \mu_{+y} + \mu_{-y})}. \end{aligned} \tag{3}$$

Введение коэффициентов асимметрии, учитывающих анизотропию рассеяния по осям декартовой системы координат, обусловлено неоднозначной зависимостью среднего косинуса угла рассеяния и подобных ему характеристик от свойств среды (например,  $\langle \cos \theta \rangle$  одинаков для рэлеевской и изотропной индикатрис рассеяния).

Предложенные коэффициенты позволяют учесть асимметрию рассеяния по осям координат и тем самым устранить неоднозначность связи между параметрами среды и излучения. Данное обстоятель-

ство особенно важно для частиц неправильной формы в силу различных физических причин, ориентированных в пространстве, например в конвективных потоках, электрических полях и т.д.

Тело яркости и индикатриса рассеяния характеризуют угловое распределение излучения внутри рассеивающего макрообъема. Однако определение этих характеристик внутри среды в ряде случаев связано со значительными трудностями, поэтому обычно рассматривают угловое распределение вне рассеивающего объема. По аналогии с коэффициентом асимметрии индикатрисы рассеяния элементарного объема целесообразно определить коэффициент асимметрии излучения, рассеянного макрообъемом. Аналогично формулам (3) анизотропию рассеяния излучения макрообъема будем характеризовать следующим коэффициентом:

$$A_s = (I_{+x} + B)/(I_{-x} + B), \quad (4)$$

где

$$B = (I_{+y} + I_{-y} + I_{+z} + I_{-z})/2. \quad (5)$$

Здесь  $I_{+x}$  – поток излучения, выходящий из среды в направлении падающего потока вдоль оси  $x$ ;  $I_{-x}$  – поток, отраженный средой;  $I_{\pm y}$ ,  $I_{\pm z}$  – потоки рассеянного излучения, выходящие из среды в направлениях  $\pm y$ ,  $\pm z$ .

В частном случае рассеивающей среды с квадратным оптическим сечением и симметричной относительно оси  $x$  индикатрисой рассеяния излучения потока  $I_{+y} = I_{-y} = I_{+z} = I_{-z} = I$ , и формула (4) принимает вид

$$A_s = (I_{+x} + 2I)/(I_{-x} + 2I). \quad (6)$$

Примером использования формул (2)–(6) являются результаты расчетов, приведенных на рис. 1–4, которые позволяют минимизировать число измерений тела яркости и проследить его деформацию, используя введенные параметры.

Рассмотрим результаты исследований поля радиации пространственно ограниченного рассеивающего объема в зависимости от оптических размеров и параметров среды. Форма тела яркости объема оценивалась с помощью среднего косинуса угла рассеяния энергии  $\langle \cos \varphi \rangle$ , определенное аналогично  $\langle \cos \theta \rangle$  для элементарного объема.

Деформация тела яркости объема определяется размерами среды, ее плотностью, формой и распределением частиц по размерам. Типичный ход зависимости величины  $\langle \cos \varphi \rangle$  от этих параметров показан на рис. 1. Из данных зависимостей можно определить оптические размеры среды, начиная с которых их дальнейшее увеличение не влияет на характеристики радиационного баланса. В частности, величина  $\langle \cos \varphi \rangle$  для кривых 3–6 выходит на асимптоту при  $\tau_x \geq 8$ , в то время как при уменьшении длины волны излучения  $\lambda$  (кривые 1, 2) область

асимптотики смещается в сторону больших  $\tau_x$ . Величина  $\langle \cos \varphi \rangle$  является достаточно чувствительной характеристикой изменения поля радиации и может служить в качестве критерия для оценки предельных размеров, при которых среду следует считать пространственно неограниченной.

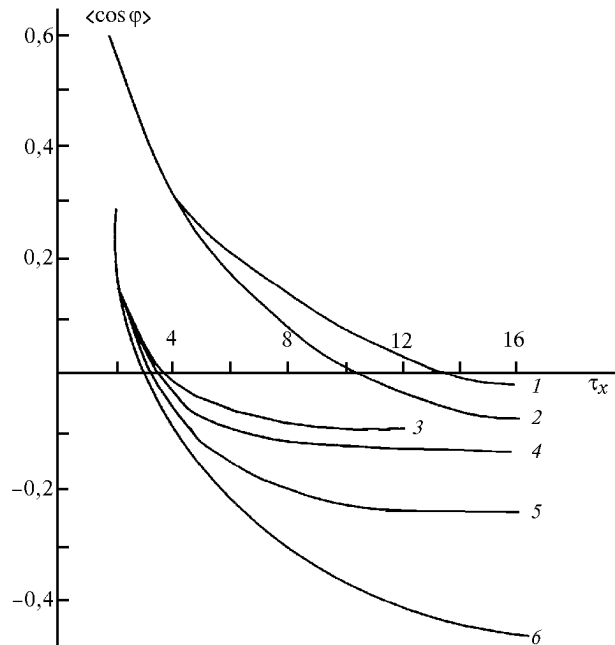


Рис. 1. Зависимость  $\langle \cos \varphi \rangle$  от оптической плотности  $\tau_x$ : 1 – 3, 5 –  $\Lambda = 0,9$ ; 4, 6 – 0,98; 1, 3, 4 –  $\tau_y = \tau_z = 1$ ; 2, 5, 6 –  $\tau_y = \tau_z = 50$ ; 1, 2 – длина волны излучения  $\lambda = 0,5$  мкм; 3–6 – 50 мкм

Рассмотрим теперь зависимость коэффициента асимметрии, определяемого соотношением (6), от оптической толщины рассеивающей среды (рис. 2).

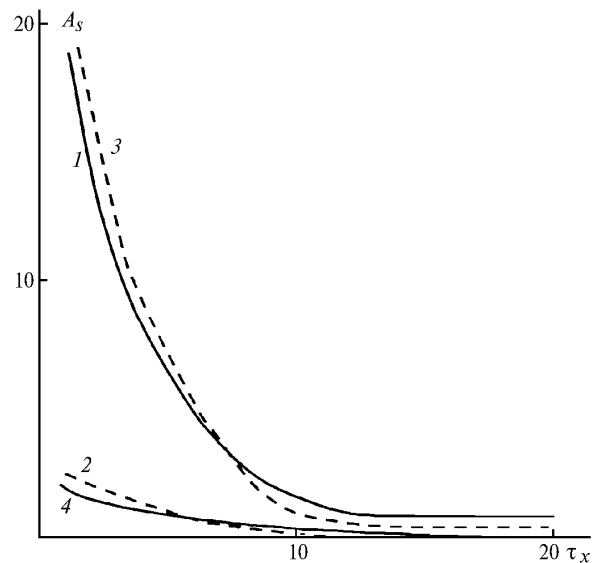


Рис. 2. Зависимость коэффициента асимметрии  $A_s$  от оптической плотности среды  $\tau_x$  при  $\tau_y = \tau_z = 10$ : 1 –  $\Lambda = 1$ ;  $a_{x2} = 12,09$ ; 2 –  $\Lambda = 0,95$ ;  $a_{x1} = 1$ ; 3 –  $\Lambda = 0,95$ ;  $a_{x2} = 12,09$ ; 4 –  $\Lambda = 1$ ;  $a_{x1} = 1$

Расчеты проводились для двух индикатрис рассеяния с коэффициентами асимметрии  $a_{x1} = 1$  и  $a_{x2} = 12,09$ ; поперечных оптических размеров  $\tau_y = \tau_z = 10$  и вероятностей выживания кванта  $\Lambda = 1$ ;  $0,95$ . Очевидно, что поле радиации формируется из многократно рассеянного света и ослабленного по закону Бугера. По мере увеличения оптических размеров вклад многократно рассеянного света возрастает, в то время как влияние бугеровской составляющей падает. Этим фактом и объясняется более резкая зависимость коэффициента  $A_s$  от  $\tau_x$  для среды, характеризуемой анизотропной индикатрисой рассеяния.

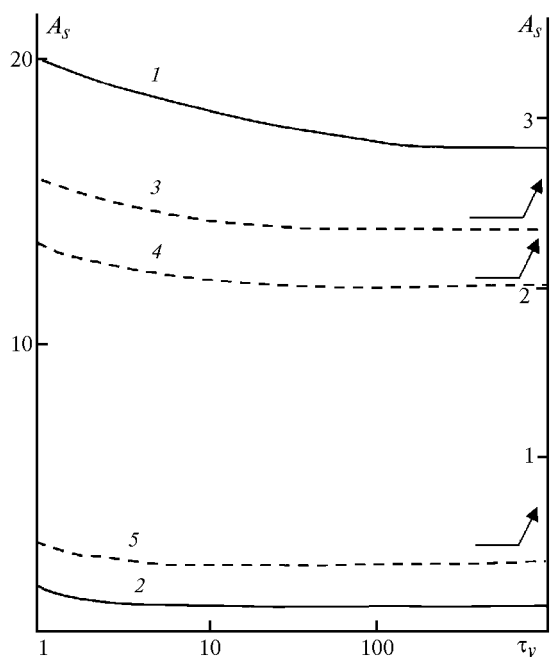


Рис. 3. Зависимость коэффициента асимметрии  $A_s$  от поперечной оптической плотности среды  $\tau_y$  при  $\Lambda = 1$ : 1 -  $\tau_x = 1$ ;  $\tau_z = 1$ ;  $a_{x2} = 12,09$ ; 2 -  $\tau_x = 10$ ;  $\tau_z = 1$ ;  $a_{x2} = 12,09$ ; 3 -  $\tau_x = 1$ ;  $\tau_z = 1$ ;  $a_{x1} = 1$ ; 4 -  $\tau_x = 10$ ;  $\tau_z = 10$ ;  $a_{x1} = 1$ ; 5 -  $\tau_x = 10$ ;  $\tau_z = 1$ ;  $a_{x1} = 1$

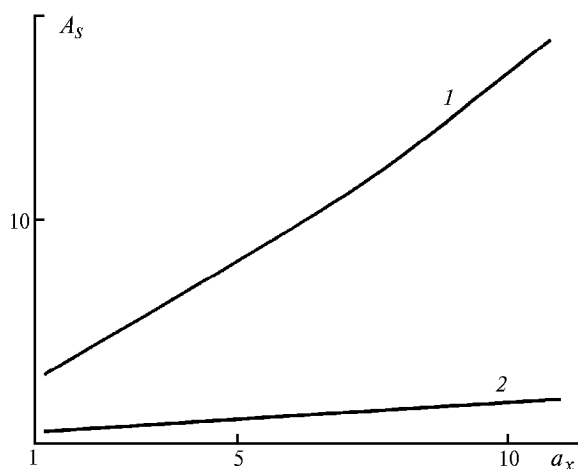


Рис. 4. Связь коэффициента асимметрии  $A_s$  с показателем анизотропии индикатрисы рассеяния элементарного объема при  $\Lambda = 1$ : 1 -  $\tau = 1$ ; 2 -  $\tau = 10$

Появление поглощения в среде увеличивает  $A_s$  в области малых оптических размеров (кривые 2–3), что объясняется уменьшением доли многократно рассеянного света в общем радиационном балансе. Приведенные результаты позволяют также судить о границах применимости закона Бугера.

На рис. 3 приведены зависимости коэффициента асимметрии от поперечных оптических размеров среды, причем ситуация смоделирована таким образом, что продольный и один из поперечных оптических размеров ( $\tau_z$ ) фиксированы. Подобные ситуации могут реализоваться в атмосферной оптике и оптике океана. Расчеты приведены для тех же двух индикатрис рассеяния, что и в предыдущем случае, и консервативной среды. Полученные данные показывают достаточно слабую зависимость коэффициента  $A_s$  от оптических размеров среды, если два размера фиксированы, а третий изменяется. В то же время сохраняется сильная зависимость от вида индикатрисы рассеяния. Исследование зависимости  $A_s$  от поперечных оптических размеров позволяет определить предельные размеры, при которых среду можно считать пространственно неограниченной (в поперечном сечении). Постоянство коэффициента  $A_s$  при изменении оптических размеров говорит также о сформировавшемся теле яркости, что аналогично наступлению глубинного режима.

Связь между макро- и микропараметрами среды приведена на рис. 4, где представлена зависимость коэффициента  $A_s$  от параметра анизотропии индикатрисы рассеяния излучения частицами, составляющими среду с фиксированными оптическими размерами и имеющую форму куба ( $\tau_y = \tau_z = \tau_x = \tau$ ).

Представленные на рис. 4 результаты показывают, что между этими параметрами существует однозначная зависимость. Очевидно, что с увеличением степени анизотропии индикатрисы рассеяния возрастает асимметрия тела яркости рассеивающего объема. Наиболее сильно эта зависимость проявляется при малых оптических размерах среды, что также объясняется уменьшением доли многократно рассеянного света в радиационном балансе.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что предложенные коэффициенты асимметрии являются информативной и чувствительной характеристикой, позволяющей достаточно точно оценить пространственное распределение рассеянной объемом радиации. Изучение поведения данных коэффициентов в зависимости от параметров среды позволяет оценить границы применимости закона Бугера, наступление глубинного режима и предельные оптические размеры, при которых среду можно считать неограниченной.

1. Радиация в облачной атмосфере/ Под ред. Е.М. Фейгельсон. Л.: Гидрометеоиздат, 1981. 280 с.
2. Ленобль Ж. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах. Л.: Гидрометеоиздат, 1990. 264 с.

*B.V. Goryachev, M.V. Kabanov, S.B. Mogilnitskii.* **To the Problem of Estimation of Brightness Body of Scattered Volume.**

Regularities of formation of light field scattered by spatially finite objects are studied in the paper as functions of optical characteristics. An asymmetry of the luminance field is proposed to be determined using the introduced integral parameters. It is shown, that the behaviour of the asymmetry coefficients, depending on the parameters of medium, allows one to estimate the limits of the Bouguer law applicability, onset of depth state, and the longitudinal optical sizes at which the medium may be thought unlimited.