

С.А. Береснев, Л.Б. Кочнева

## Фактор асимметрии поглощения излучения и фотофорез аэрозолей

Уральский государственный университет, г. Екатеринбург

Поступила в редакцию 24.06.2002 г.

Представлены результаты теоретического анализа фактора асимметрии поглощения излучения  $J_1$ , ответственного за фотофорез аэрозольных частиц. Показана эффективность использования данной микрофизической оптической характеристики для предсказания направления и величины фотофоретической силы и скорости движения частиц. На основе теории Ми в рамках модели оптически однородных сферических частиц рассчитаны значения  $J_1$  для слабо-, умеренно- и сильно-поглощающих излучение модельных частиц. Обсуждаются зависимости  $J_1$  от величины дифракционного параметра  $\rho$  и длины волны падающего излучения  $\lambda$ . Анализируются известные асимптотические соотношения для  $J_1$ , полученные для рэлеевских частиц и в пределе геометрической оптики. Обсуждаются направления дальнейшего исследования свойств фактора асимметрии для модели двухслойных частиц и при учете спектрального состава падающего излучения.

### Введение

Поглощение электромагнитной энергии атмосферными аэрозолями является первопричиной различных динамических процессов, в том числе движения частиц в поле направленного излучения. При анализе подобных явлений целесообразно различать три взаимосвязанные части проблемы: электродинамическую задачу (расчет характеристик поглощенного электромагнитного поля в объеме частицы), тепловую задачу (расчет температурных полей в объеме и на поверхности частицы) и газокинетическую задачу (описание тепло- и массопереноса в газовой фазе, вычисление сил, моментов сил, скоростей движения частиц и т.д.) [1, 2]. Указанная комплексность проблемы в полной мере присуща фотофорезу аэрозолей — движению неоднородно нагретых частиц, взвешенных в газе, в поле направленного излучения. История развития представлений о причинах и природе данного явления достаточно необычна. Сам автор термина «фотофорез» Ф. Эренхафт объяснял экспериментально наблюдаемые разнообразные формы движения частиц в поле излучения неким «электродинамическим эффектом второго рода» (в отличие от явления светового давления) [3]. Подобная трактовка объяснялась тем, что в проведенных автором экспериментах не была обнаружена зависимость скорости движения аэрозолей от давления газа, а форма исследуемых частиц часто сильно отличалась от сферической. Вскоре в [4] было дано более реалистичное толкование данного явления: фотофорез объяснялся уже известным радиометрическим эффектом для неоднородно нагретых излучением частиц. Отметим, что в [4] впервые сформулирован принцип расщепления задачи на электродинамическую и газокинетическую части. Исчерпывающий обзор ранних теоретических и экспериментальных работ дан в [5].

Традиционное понимание природы радиометрического фотофореза сводится к следующему: находящаяся в поле направленного излучения частица поглощает электромагнитную энергию, которая преобразуется в тепло и вызывает неоднородный нагрев ее поверхности. В свою очередь, на неоднородно нагретую частицу, помещенную в разреженный газ, действует радиометрическая (в данном

случае — фотофоретическая) сила, приводящая ее в движение. Если форма частиц отлична от сферической, то возникает и момент сил, приводящий к сложному и далеко не всегда прямолинейному движению аэрозолей в поле направленного излучения [5, 6]. Однако первопричиной всех этих разнообразных форм движения является неоднородное распределение поглощенной электромагнитной энергии в объеме частицы.

Первые расчеты распределения плотности электромагнитного поля в объеме сферических частиц по теории Ми [7, 8] подтвердили необходимость детального анализа электродинамической стороны проблемы и позволили качественно объяснить природу положительного и отрицательного фотофореза (движения частиц по и против направления распространения излучения). Однако сами по себе расчеты интенсивности внутреннего поля еще не дают однозначной информации о направлении и величине фотофоретической силы и скорости движения частиц. Исчерпывающей усредненной характеристикой такого рода является *фактор асимметрии поглощения излучения*  $J_1$ , относящийся к комплексу микрофизических оптических характеристик (МОХ), ответственных за динамику аэрозолей в поле излучения [1, 2]. Впервые эта величина под названием *фактор асимметрии температуры поверхности частицы* была определена в [9, 10]. Данная терминология полезна при анализе тепловой задачи, однако способ расчета указанной характеристики является чисто электродинамическим. В общем случае фактор  $J_1$  является функцией интенсивности внутреннего поля в объеме частицы и зависит от величины дифракционного параметра и комплексного показателя преломления. Отметим, что та же самая или сходные по физическому смыслу характеристики под разными названиями вводились и в других работах (например, *фактор асимметрии* [8, 11, 12] и *фотофоретический фактор асимметрии* [13], совпадающие с определением [9, 10]; *асимметрия источников* [14], имеющая несколько другое толкование).

Известно [15], что в рамках линейной по интенсивности падающего излучения теории фотофореза электродинамическая часть задачи отщепляется от тепловой и газокинетической частей, что позволяет записать выражения

для силы и скорости движения частицы в виде произведения электродинамической и газокINETической функций. При этом фактор  $J_1$  включает в себя всю необходимую информацию об оптических свойствах частицы и падающего излучения. При фиксированном значении радиуса частицы для заданных длин волн излучения и значений комплексного показателя преломления этот численный коэффициент характеризует не только направление движения частицы, но и в значительной степени определяет абсолютные значения силы и скорости фотофореза.

Варианты решения задачи без выделения в явном виде фактора  $J_1$  (например, [16, 17], где электродинамическое описание ведется только для интенсивности внутреннего поля) возможны не для всех газокINETических режимов, усложняют задачу математически и могут вести к вычислительным погрешностям и даже ошибкам в окончательных расчетах [16].

Систематического анализа свойств фактора  $J_1$  в зависимости от определяющих параметров задачи практически не проводилось. Разрозненные и фрагментарные сведения имеются во многих цитированных выше работах, однако в целом не исследованы вопросы об общих закономерностях зависимостей фактора  $J_1$  от дифракционного параметра, длины волны падающего излучения, комплексного показателя преломления частиц основных типов атмосферного аэрозоля. Данная работа, продолжая начатые в [1, 2] исследования комплекса МОХ, ответственных за динамику частиц в поле излучения, в определенной степени должна восполнить этот пробел. Кроме того, анализ фактора  $J_1$  имеет прямое отношение к вопросу о фотофоретической левитации частиц в стратосфере и разработке новых моделей вертикального переноса аэрозолей на больших высотах [18].

## 1. Анализ задачи о фотофорезе аэрозолей и определение фактора $J_1$

Рассмотрим сферическую частицу радиуса  $R_0$ , находящуюся в поле плоской волны монохроматического излучения интенсивности  $I$ . В результате поглощения электромагнитной энергии происходит нагрев частицы, который описывается нестационарным неоднородным уравнением теплопроводности

$$c_p \rho_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \lambda_p \Delta T_p + q(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $c_p$  – удельная теплоемкость;  $\rho_p$  – плотность;  $\lambda_p$  – коэффициент теплопроводности;  $T_p$  – локальная температура внутри частицы;

$$q(\mathbf{r}) = 2\pi k k_0 I B(\mathbf{r})$$

– объемная плотность внутренних источников тепла;

$$B(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{|E(r, \theta, \varphi)|^2}{E_0^2} d\varphi = B(r, \theta, \frac{\pi}{4})$$

– безразмерная функция источников электромагнитной энергии в случае неполяризованного падающего излучения. Здесь  $E(r, \theta, \varphi)$  – локальная напряженность электрического поля внутри частицы;  $E_0$  – амплитуда напряженности поля в падающей волне;  $k_0 = 2\pi/\lambda$  – волновое число;

$\lambda$  – длина волны;  $m = n + ik$  – комплексный показатель преломления вещества частицы;  $t$  – время;  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор в сферической системе координат  $r, \theta, \varphi$  с началом в центре частицы. В стационарном случае общее решение уравнения (1) возможно представить в виде [15]:

$$T_p(x, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \theta) [A_l x^l + B_l x^{l+1}], \quad (2)$$

где  $P_l(\cos \theta)$  – полиномы Лежандра первого рода;  $\theta$  – полярный угол;  $x = r/R_0$  – безразмерная радиальная координата. Коэффициенты разложения  $A_l$  и  $B_l$  находятся из граничных условий на поверхности частицы и учитывают характеристики падающего излучения и параметры газовой среды, причем коэффициенты  $B_l$  определяются только характеристиками падающего излучения и теплопроводностью частицы  $B_l = -IR_0 J_l/\lambda_p$ , а коэффициенты  $A_l$  зависят как от теплофизических свойств газа и вещества частицы, так и от условий реализуемого газокINETического режима [15]. Входящие в коэффициенты  $B_l$  моменты от функции источников электромагнитной энергии  $J_l$  представимы в виде

$$J_l = (2l+1)k\rho \int_0^{\pi} \sin \theta P_l(\cos \theta) d\theta \int_0^1 x^{l+2} B(x, \theta, \varphi = \pi/4) dx, \quad (3)$$

где  $\rho = 2\pi R_0/\lambda$  – дифракционный параметр. Момент нулевого порядка при  $l=0$  пропорционален безразмерному фактору эффективности поглощения излучения  $J_0 = (1/4) Q_{abs}$ , а момент первого порядка при  $l=0$  представляет собой исследуемый фактор асимметрии поглощения излучения  $J_1$ . Результаты для тепловой и электродинамической задач (1)–(3) не являются окончательным итогом решения проблемы фотофореза, так как она замыкается решением газокINETической задачи. Молекулярно-кинетическая теория радиометрического фотофореза, охватывающая весь диапазон изменения числа Кнудсена  $Kn$  ( $Kn = l_g/R_0$ , где  $l_g$  – средняя длина свободного пробега молекул газа), учитывающая оптические, теплофизические и аккомодационные свойства системы «частица – газ», представлена в [15]. Ее основными результатами являются выражения для фотофоретической силы и скорости движения частиц; в частности, фотофоретическая сила

$$F_{ph} = -\frac{2\pi}{3} \left( \frac{\pi M}{8RT_0} \right)^{1/2} R_0^2 I J_1(\rho, m) F(Kn, \Lambda), \quad (4)$$

где  $T_0$  – температура газа вдали от частицы;  $\Lambda = \lambda_p/\lambda_g$  – теплофизический параметр, равный отношению теплопроводностей частицы и газа;  $M$  – молярная масса газа;  $R$  – универсальная газовая постоянная. Величина  $F(Kn, \Lambda)$  является сложной функцией числа  $Kn$ , параметра  $\Lambda$ , коэффициентов аккомодации импульса и энергии молекул газа на поверхности частицы и, в общем случае, рассчитывается численно при решении газокINETического уравнения Больцмана. Линейность (4) по электродинамическим и газокINETическим характеристикам обусловлена линейной по интенсивности падающего излучения  $I$  постановкой задачи.

Фактор  $J_1$  является усредненной интегральной характеристикой функции источников  $B(\mathbf{r})$  и оценивает положение «центра тяжести» источников электромагнитной энергии в объеме частицы:

$$J_1 = 3nk\rho \int_0^\pi \sin\theta P_1(\cos\theta) d\theta \int_0^1 x^3 B(x, \theta, \varphi = \pi/4) dx. \quad (5)$$

В [9, 10] показано, что фактор  $J_1$  не зависит от степени поляризации падающего на частицу излучения. Таким же свойством обладает и фактор эффективности поглощения  $Q_{abs}$  [2], также необходимый для решения задачи о фотофорезе. Отметим, что соотношение (5) определяет фактор  $J_1$  для случая монохроматического падающего излучения, т.е. является спектральной микрофизической характеристикой (учет спектрального состава падающего излучения обсуждается ниже). Величина фактора  $J_1$  изменяется в пределах  $-0,5 < J_1 < 0,5$ . Отрицательные значения соответствуют преимущественному нагреву фронтальной к излучению стороны частицы и отвечают так называемому «положительному» фотофорезу (движению частиц в направлении распространения излучения), а положительные значения – преимущественному нагреву тыльной стороны и «отрицательному» фотофорезу (движению против распространения излучения). Анализ результатов молекулярно-кинетической теории явления [15] показывает, что варьирование любых газокинетических и теплофизических параметров, а также коэффициентов аккомодации во всем возможном диапазоне их значений не приводит к изменению знака силы и скорости фотофореза. Таким образом, направление движения частиц полностью определяется знаком фактора  $J_1$ .

## 2. Алгоритм расчета фактора $J_1$ по теории Ми

Для вычисления безразмерной функции источников  $B(\mathbf{r})$  в (5) необходимо воспользоваться решением задачи Ми для внутреннего поля (например, [13]):

$$E_r = -\frac{\cos\varphi}{m^2\rho^2} \sum_{l=1}^{\infty} i^{l(l+1)} (2l+1) d_l \psi_l(m\rho) P_l(\mu),$$

$$E_\theta = \frac{\cos\varphi}{m\rho} \sum_{l=1}^{\infty} i^l \frac{2l+1}{l(l+1)} \left[ c_l \psi_l(m\rho) \frac{P_l(\mu)}{\sin\theta} - id_l \psi'_l(m\rho) \frac{d}{d\theta} P_l(\mu) \right],$$

$$E_\varphi = -\frac{\sin\varphi}{m\rho} \sum_{l=1}^{\infty} i^l \frac{2l+1}{l(l+1)} \left[ c_l \psi_l(m\rho) \frac{\partial}{\partial\theta} P_l(\mu) - id_l \psi'_l(m\rho) \frac{P_l(\mu)}{\sin\theta} \right]. \quad (6)$$

Здесь  $E_r$ ,  $E_\theta$ ,  $E_\varphi$  – компоненты вектора напряженности внутреннего электрического поля;  $\mu = \cos\theta$ ;  $\psi_l$  – функции Рикатти–Бесселя первого рода;  $a_l$ ,  $b_l$ ,  $c_l$  и  $d_l$  – коэффициенты разложения решения в ряды по векторным сферическим гармоникам (коэффициенты Ми). Прямое численное интегрирование в (5) согласно данному представлению принципиально возможно (например, [19]), однако требует значительного времени расчетов (особенно при больших значениях  $\rho$ ), высокой точности вычислений функций Рикатти–Бесселя в (6) и потенциально влечет потерю точности расчетов при кратном численном интегрировании в (5). В [13] был предложен другой способ расчета фактора  $J_1$ , основанный на преобразовании интегрального соотношения (5) в бесконечный ряд по векторным сферическим гармоникам:

$$J_1 = -\frac{6nk}{|m|^2\rho^3} \operatorname{Im} \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ \frac{l(l+2)}{m} (c_{l+1}c_l^* R_l + d_{l+1}d_l^* R_{l+1}) - \left[ \frac{l(l+2)}{l+1} (c_{l+1}c_l^* + d_{l+1}d_l^*) + \frac{2l+1}{l(l+1)} d_l c_l^* \right] S_l \right\}, \quad (7)$$

где функции  $R_l$  и  $S_l$  имеют вид

$$R_l = \int_0^x |\psi_l(m\rho)|^2 d\rho = \frac{\operatorname{Im} [m\psi_{l+1}(m\rho)\psi_l^*(m\rho)]}{\operatorname{Im}(m^2)},$$

$$S_l = \int_0^x \rho \psi_l^*(m\rho) \psi'_l(m\rho) d\rho = -\frac{i}{2\operatorname{Im}(m^2)} \times$$

$$\times \left\{ \rho \left[ m |\psi_l(m\rho)|^2 + m^* |\psi_{l+1}(m\rho)|^2 \right] - \left[ m + 2(l+1) \frac{\operatorname{Re}(m^2)}{m} \right] R_l + (2l+1)m^* R_{l+1} \right\}.$$

Представление  $J_1$  через коэффициенты Ми (7) позволяет эффективно рассчитывать эту характеристику с требуемой точностью аналогично другим МОХ (фактору эффективности поглощения  $Q_{abs}$  и фактору светового давления  $Q_{pr}$ ) [1, 2].

Как было отмечено выше, соотношения (5) и (7) соответствуют определению спектрального фактора асимметрии. Принципиально возможно определить и полный (или интегральный) фактор  $\bar{J}_1$ , учитывающий спектральный состав падающего излучения. Например, в [13] предложен следующий вариант данного определения:

$$\bar{J}_1 = \frac{1}{\sigma T_R^4} \int_0^\infty J_1(\rho, m) I_\lambda(T_R) d\lambda, \quad (8)$$

где  $I_\lambda(T_R)$  – функция Планка для излучения абсолютно черного тела;  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана;  $T_R$  – эффективная температура излучения. Введением понятия дифракционного параметра для теплового излучения  $\bar{\rho} = 2\pi R_0 T_R / (\lambda T)_{\max}$ , где величина  $(\lambda T)_{\max}$  определяется из закона смещения Вина, можно выразить  $\bar{J}_1$  как функцию  $\bar{\rho}$  и  $m$ . При этом для проведения конкретных расчетов  $\bar{J}_1$  необходимо располагать подробной информацией о зависимости показателя преломления  $m$  от длины волны  $\lambda$ , что далеко не всегда возможно.

При проведении численных расчетов фактора  $J_1$  было использовано его представление (7), реализованное в виде алгоритма в пакете Mathematica 3.0. При этом использовалась модификация известного алгоритма ВНИЕ [20], первоначально предназначенного для вычисления фактора эффективности поглощения  $Q_{abs}$ . При вычислениях задавалась абсолютная точность расчетов (шесть верных значащих цифр при любых значениях параметров  $\rho$  и  $m$ ). Это позволило провести расчеты фактора  $J_1$  на персональном компьютере с процессором Pentium II вплоть до значений  $\rho \leq 50$  при приемлемом времени счета.

### 3. Обсуждение результатов

#### 3.1. Зависимость фактора $J_1$ от дифракционного параметра $\rho$

Анализ поведения комплекса MOX основных типов атмосферного аэрозоля позволяет выделить три основные группы частиц в зависимости от значений показателя  $m$ : слабо-, умеренно- и сильнопоглощающие излучение частицы [1, 2]. В соответствии с этой классификацией можно сформировать группы модельных частиц с задаваемыми значениями вещественной и мнимой частей комплексного показателя преломления (естественно, без нарушения соотношений Крамерса – Кронига [20]). Расчеты  $J_1$  проводились для модели оптически однородных сферических частиц для монохроматического неполяризованного излучения в достаточно широком диапазоне изменения параметра  $\rho$ . Результаты расчетов для некоторых выбранных значений  $n$  и совокупности значений  $k$  представлены на рис. 1.

Слабопоглощающие излучение частицы (рис. 1,а) демонстрируют подобные кривые для  $J_1$ , причем увеличение на порядок показателя поглощения  $k$  (при фиксированном значении показателя преломления  $n$ ) увеличивает примерно на такую же величину и фактор  $J_1$ . При  $\rho \geq 10$  наблюдается периодическая резонансная структура (так называемая интерференционная структура [20]). Значения фактора  $J_1$  для таких частиц только положительны (что соответствует отрицательному фотофорезу), однако его абсолютные значения (а значит, и значения фотофоретической силы и скорости) исчезающе малы.

Иную зависимость фактора  $J_1$  от  $\rho$  демонстрируют сильнопоглощающие частицы (рис. 1,б). Расчеты показывают, что для частиц с  $n \approx 1,5 \div 3,0$  и  $k \approx 0,01 \div 0,4$  существует начальная область положительных значений  $J_1$ , протяженность которой достаточно велика (вплоть до  $\rho \approx 10$ ) и зависит от сложной комбинации значений  $n$  и  $k$ . Абсолютные значения фактора  $J_1$  здесь достигают величин  $\approx 0,2$ . Эта область сменяется областью отрицательных значений  $J_1$  (также больших по абсолютной величине), что соответствует положительному фотофорезу частиц. Это свидетельствует о том, что при фиксированной длине волны  $\lambda$  частицы различных размеров одного и того же вещества могут двигаться как против, так и по направлению распространения излучения. Для некоторых характерных типов атмосферного аэрозоля (например, углеродных частиц) это означает принципиальную возможность фотофоретической левитации частиц определенного диапазона размеров на различных высотах в стратосфере в поле солнечного излучения [18].

Умеренно поглощающие излучение частицы (рис. 1,б) демонстрируют промежуточный вариант зависимости от  $\rho$ , где при различных значениях  $k$  можно наблюдать особенности, характерные как для слабопоглощающих (малые значения  $k$ ), так и для сильнопоглощающих частиц (достаточно большие  $k$ ). При этом, по-видимому, наблюдается только один тип зависимости: начальная область положительных значений  $J_1$ , протяженность которой может достигать десятков единиц  $\rho$ , обязательно сменяется областью отрицательных значений.

Отметим, что используемая классификация частиц по их поглощающим свойствам достаточно условна. В частности, поглощение излучения целым рядом атмосферных аэрозолей коренным образом различается для видимого и

инфракрасного диапазонов длин волн. При этом некоторые частицы переходят из категории слабопоглощающих в категорию сильнопоглощающих излучение (например, капли воды и частицы льда при  $\lambda = 0,5$  и  $10,6$  мкм).

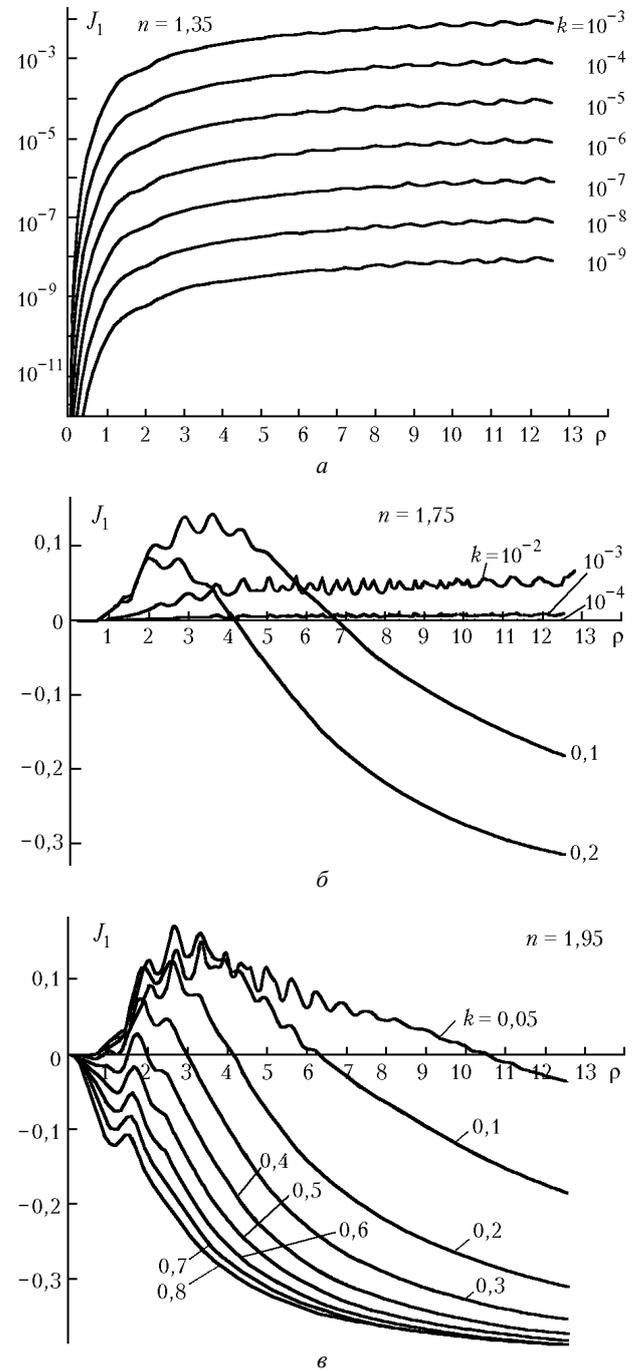


Рис. 1. Расчет фактора асимметрии поглощения излучения  $J_1$  для трех групп модельных частиц: а – слабопоглощающие, б – умереннопоглощающие, в – сильнопоглощающие

#### 3.2. Асимптотика $J_1$ и сравнение с численным расчетом по теории Ми

Известно [20], что в силу особенностей решения задачи Ми (представление решений для внутреннего и рассеянного полей в виде бесконечных рядов) невозможно получить ана-

литические выражения для  $MOX$ , справедливые для всего диапазона параметров  $\rho$  и  $m$ . Однако это возможно для двух предельных ситуаций — для малых (рэлеевских) частиц ( $\rho \ll 1$ ) и в пределе геометрической оптики ( $\rho \gg 1$ ). Необходимость таких асимптотических выражений очевидна: при очень малых  $\rho$  велика погрешность расчетов по теории Ми из-за очень малых абсолютных значений  $J_1$ , а при очень больших  $\rho$  требуется значительное время счета при суммировании большого числа членов ряда в (7). Кроме того, асимптотика дает возможность общего рассмотрения аналитических результатов для силы и скорости фотофореза в предельных режимах.

В [9] путем асимптотических разложений решения Ми были получены два предельных результата для  $J_1$  в случае  $\rho \ll 1$ . Первый оценивает фактор асимметрии для слабопоглощающих частиц ( $\rho \ll 1$  и  $k\rho \ll 1$ )

$$J_1 = \frac{12n^2k^2\rho^2}{5|2+m^2|^2|3+2m^2|^2}(5-|3+2m^2|^2), \quad (9)$$

а второй описывает поведение сильнопоглощающих частиц ( $\rho \ll 1$ , но  $k\rho \gg 1$ ):

$$J_1 = -9n^2/(2|m|^4). \quad (10)$$

Позднее авторы [11] несколько иным способом также получили результат (9). На рис. 2 представлено сравнение численного расчета фактора  $J_1$  по полной теории Ми и асимптотических результатов (9) для тех же групп модельных частиц, что и на рис. 1. Проведенное сравнение привело к достаточно неожиданным выводам. Во-первых, формула (9) принципиально не описывает поведения слабопоглощающих частиц, для которых она и была получена (выражение (9) дает только отрицательные значения  $J_1$ , что не согласуется с полным расчетом; количественные расхождения даже при очень малых  $\rho \leq 0,001$  неприемлемо велики). Во-вторых, она хорошо описывает зависимости  $J_1$  от  $\rho$  для умереннопоглощающих и удовлетворительно для сильнопоглощающих, что также не предполагалось при ее выводе. В-третьих, асимптотическая формула (10) для сильнопоглощающих частиц совершенно не согласуется с расчетом по полной теории Ми (на рис. 2 не приводится). Причиной этого, на наш взгляд, являются видная противоречивость условий  $\rho \ll 1$ ,  $k\rho \gg 1$  и, следовательно, математическая искусственность этого предельного случая. Отметим, что сомнения в работоспособности выражения (9) и необходимость в этом случае расчетов по полной теории Ми также обсуждались в [11].

Предел геометрической оптики ( $\rho \gg 1$ ) исследовался в [10]. Полученные результаты основаны на использовании формул Френеля для амплитуд отраженной и преломленной волн для плоской поверхности при пренебрежении эффектами интерференции. Для больших слабопоглощающих частиц при условиях  $\rho \gg 1$ , но  $k\rho \ll 1$  в [10] получено

$$J_1 = 2nk\rho \left[ \frac{3(n-1)}{8n^2} - \frac{2}{5}nk\rho \right]. \quad (11)$$

Для больших сильнопоглощающих частиц в [10] получен следующий результат:

$$J_1 = \begin{cases} -0,5; |n-1| \ll 1, k \ll 1, k\rho \gg 1, \\ -\frac{9}{4k^2}; k \gg n, k \gg 1, k\rho \gg 1. \end{cases} \quad (12)$$

Корректность использования формул Френеля в данной ситуации обсуждалась в [12, 16] и была подвергнута обоснованной критике. Как при сравнении с расчетами по полной теории Ми [16], так и при сравнении с экспериментом [12] была обнаружена значительная погрешность, присущая выражениям (11), (12). В таблице приведены результаты сопоставления расчетов  $J_1$  по полной теории Ми и по формуле (11) для характерных групп модельных частиц при  $\rho = 12$ .

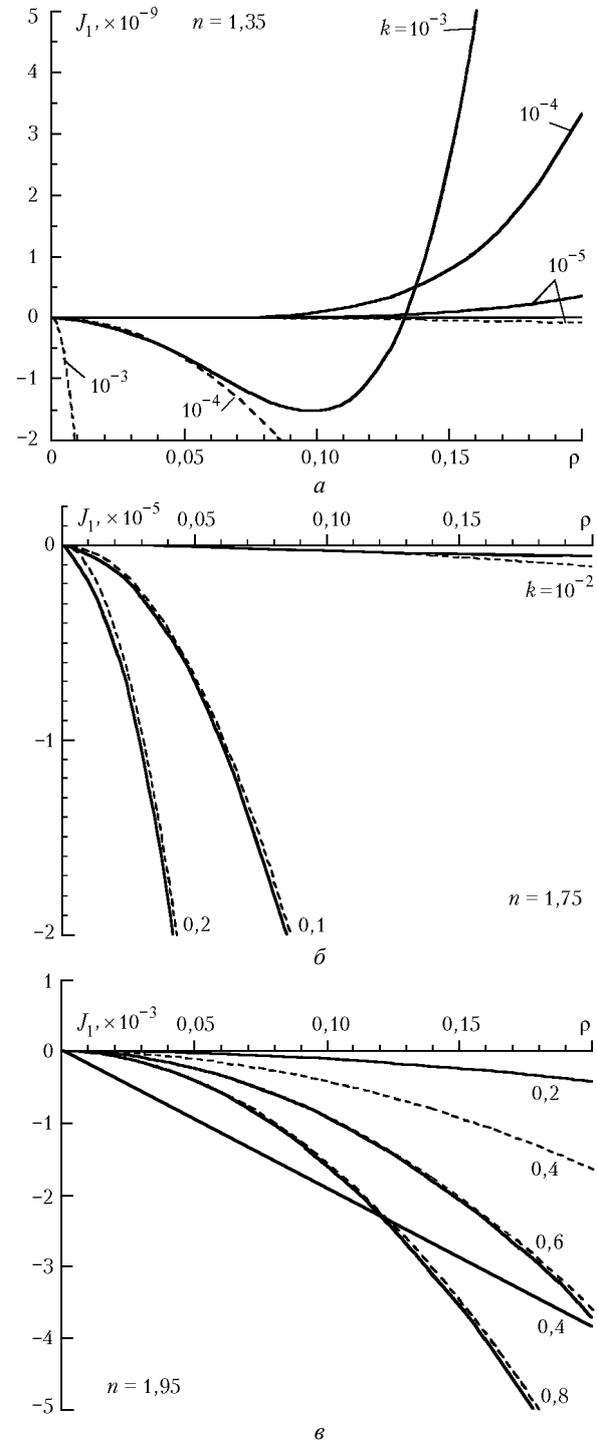


Рис. 2. Сравнение расчета фактора  $J_1$  по полной теории Ми (7) и асимптотике (9) для модельных частиц. Сплошные линии – расчет, штриховые – асимптотика

**Сравнение численного расчета фактора  $J_1$  по полной теории Ми (7) с асимптотикой (11) для характерных групп модельных частиц при  $\rho = 12$**

$m = n + ik$	Теория Ми (7)	Асимптотика (11)
$n = 1,35$		
$k = 10^{-9}$	8,69(-9)	2,33(-9)
$10^{-8}$	8,74(-8)	2,33(-8)
$10^{-7}$	8,78(-7)	2,33(-7)
$10^{-6}$	8,33(-6)	2,33(-6)
$10^{-5}$	9,01(-5)	2,33(-5)
$10^{-4}$	8,54(-4)	2,31(-4)
$10^{-3}$	8,10(-3)	2,12(-3)
$n = 1,75$		
$k = 10^{-3}$	7,43(-3)	3,50(-3)
$10^{-2}$	5,41(-2)	3,29(-3)
$n = 1,95$		
$k = 5 \cdot 10^{-2}$	-3,02(-2)	-8,76(-1)

Хотя такое сравнение и демонстрирует качественное согласие результатов, количественные расхождения вновь велики. Как и в случае выражения (10) для рэлеевских частиц, формулы (11), (12) описывают не реальные с точки зрения оптических свойств частиц ситуации, мало пригодные для практического использования. Для сильнопоглощающих частиц при значениях  $\rho \geq 10$  наблюдается выход величины  $J_1$  на предельные отрицательные значения, близкие к  $-0,5$  (рис. 1,б), как это и предсказывается выражением (12). Таким образом, можно констатировать, что на сегодняшний день вопрос об асимптотических аналитических результатах для фактора  $J_1$  остается открытым и требует дополнительного рассмотрения.

**3.3. Зависимость  $J_1$  от длины волны падающего излучения  $\lambda$**

При обсуждении влияния спектрального состава падающего излучения на фотофорез атмосферных аэрозолей несомненный интерес представляет анализ зависимостей фактора  $J_1$  от длины волны  $\lambda$  для частиц различных веществ. Такие расчеты, в частности, были выполнены для капель чистой воды и частиц сажи, данные об их оптических характеристиках при различных значениях  $\lambda$  заимствованы из [21, 22].

На рис. 3 представлены зависимости фактора  $J_1$  от  $\lambda$  для капель чистой воды размерами 0,01, 0,1 и 1,0 мкм в диапазоне длин волн 0,2 ÷ 1,0 мкм. Видно, что кривые подобны, для них характерны резкое уменьшение  $J_1$  для УФ-диапазона, плато для видимого и ближнего ИК-диапазона, тенденция к возрастанию при  $\lambda \geq 0,9$  мкм. Значения  $J_1$  положительны, что соответствует отрицательному фотофорезу. Отметим, что подобную зависимость от  $\lambda$  демонстрирует и фактор эффективности поглощения  $Q_{abs}$  для водного аэрозоля с размерами капель 0,01 ÷ 100 мкм [1]. Из этого, в частности, следует, что для капель воды возможен большой вклад в полный фактор асимметрии  $J_1$  от УФ- и ИК-диапазонов спектра солнечного излучения. Возможно, что этот факт заставит пересмотреть оценку роли отрицательного фотофореза водных капель, полученную из расчетов  $J_1$  для  $\lambda = 0,55$  мкм (максимум интенсивности в спектре солнечного излучения).

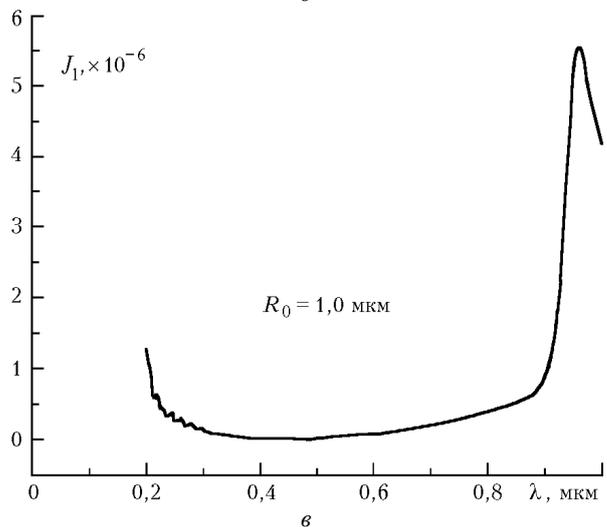
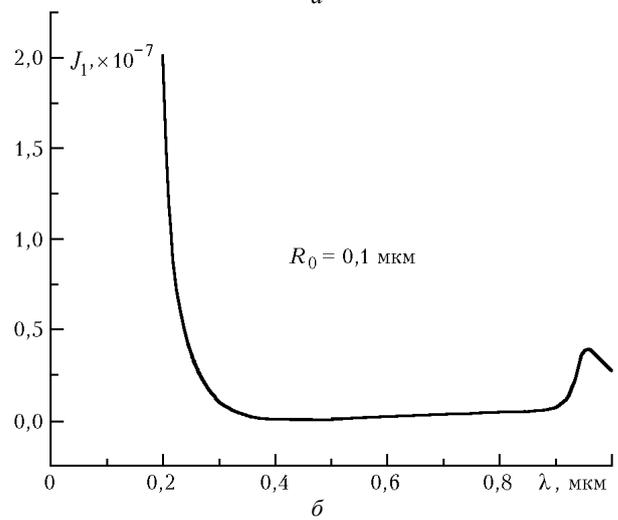
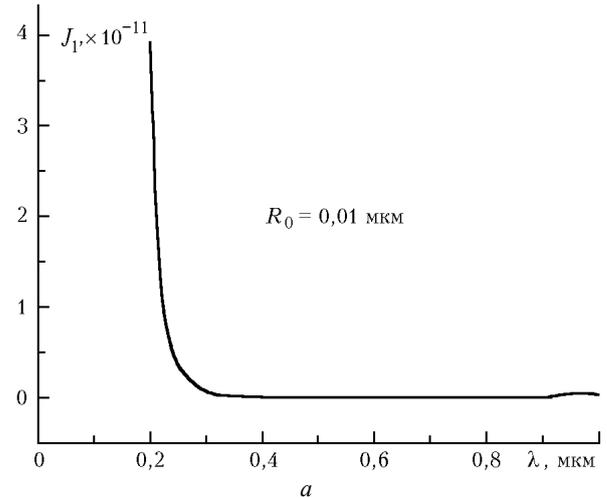


Рис. 3. Зависимость фактора  $J_1$  от длины волны падающего излучения  $\lambda$  для капель чистой воды различных размеров

На рис. 4 представлены зависимости  $J_1$  от  $\lambda$  для частиц сажи тех же размеров и для того же диапазона длин волн, что и для капель воды.

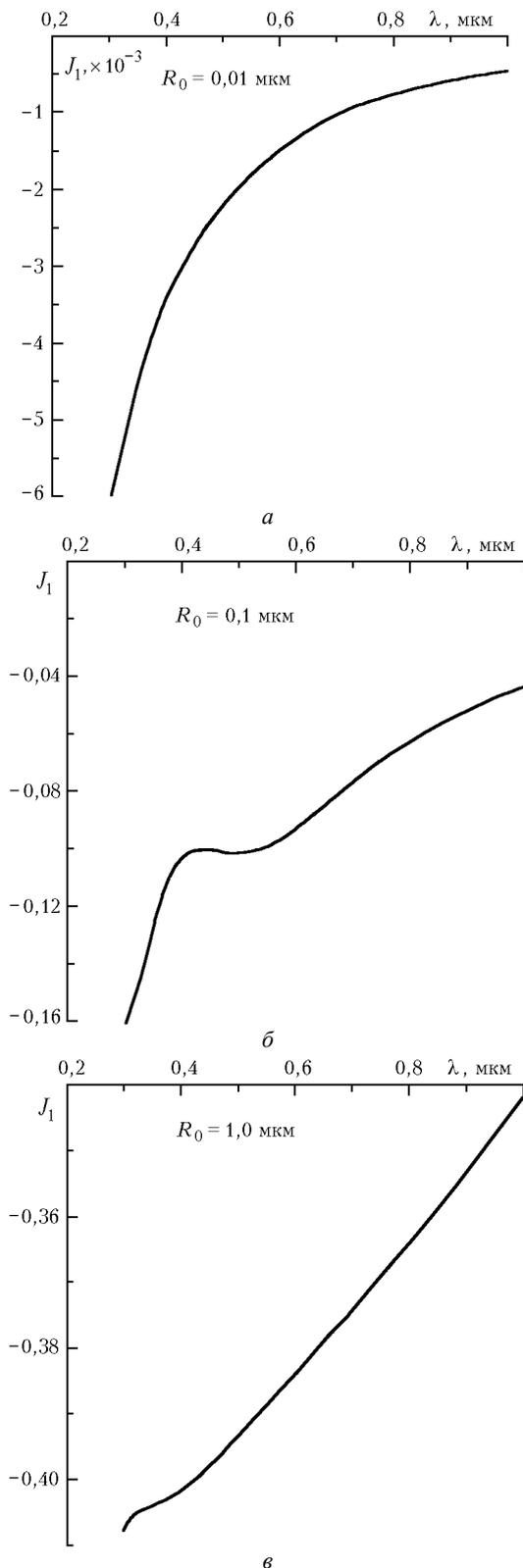


Рис. 4. Зависимость фактора  $J_1$  от длины волны падающего излучения  $\lambda$  для частиц сажи различных размеров

Видно, что характер зависимости совершенно иной: фактически монотонный рост  $J_1$  с увеличением  $\lambda$ , значения  $J_1$  только отрицательны. Принципиальным является то, что с

увеличением длины волны падающего излучения фактор  $J_1$  для сильнопоглощающего углеродного аэрозоля уменьшается по абсолютной величине, уменьшая при этом и силу положительного фотофореза таких частиц.

### Заключение

В данной статье представлены результаты систематического анализа спектрального фактора асимметрии  $J_1$  для модели оптически однородных сферических частиц. Данные исследования планируется продолжить при использовании модели двухслойных частиц, что приблизит результаты к описанию фотофоретических характеристик более широкого класса атмосферных аэрозолей. Очевидны полезность и эффективность обобщения понятия фактора асимметрии и для несферических частиц (по крайней мере, для частиц в форме цилиндров и эллипсоидов вращения). Авторам статьи не известны результаты такого рода. Очевидна и необходимость учета спектрального состава падающего излучения, так как количественные оценки роли фотофореза частиц различных типов атмосферного аэрозоля на основе только спектральных факторов асимметрии могут приводить к некорректным физическим выводам. Полученные данные предполагается использовать для разработки новой модели вертикального переноса стратосферного аэрозоля, где наряду с седиментационно-диффузионным механизмом должен учитываться и фотофорез аэрозольных частиц.

Авторы выражают благодарность А.В. Старинову за совместную работу по реализации алгоритмов в пакете Mathematica и помощь в численных расчетах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-01-96451) и программы Минобразования и Минобороны РФ «Научно-инновационное сотрудничество».

1. Летфулова Л.Б., Старинов А.В., Береснев С.А. Поглощающие свойства атмосферного аэрозоля: анализ микрофизических оптических характеристик // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 1. С. 69–75.
2. Береснев С.А., Кочнева Л.Б., Суетин П.Е. Расчет и анализ микрофизических оптических характеристик атмосферного аэрозоля: модель однородных сферических частиц // Оптика атмосф. и океана. 2002. Т. 15. № 5–6. С. 522–529.
3. Ehrenhaft F. Towards a physics of millionth of centimeters // Physik. Zeitschr. 1917. Bd 17. S. 352–358.
4. Rubinowicz A. Radiometerkräfte und Ehrenhaftische Photophorese // Annalen der Physik. 1920. Bd 62. № 16. S. 691–737.
5. Preining O. Photophoresis / Aerosol Science / Ed. C.N. Davis. N.Y.: Academic Press, 1966. P. 111–135.
6. Rohatschek H. Direction, magnitude and causes of photophoretic forces // J. Aerosol Sci. 1985. V. 16. № 1. P. 29–42.
7. Dusel P.W., Kerker M., Cooke D.D. Distribution of absorption centers within irradiated spheres // J. Opt. Soc. Am. 1979. V. 69. № 1. P. 55–59.
8. Greene W.M., Spjut R.E., Bar-Ziv E., Sarofim A.F., Longwell J.P. Photophoresis of irradiated spheres: absorption centers // J. Opt. Soc. Amer. B. 1985. V. 2. № 6. P. 998–1004.
9. Яламов Ю.И., Кутуков В.Б., Щукин Е.Р. Теория движения мелкой аэрозольной частицы в поле оптического излучения // Инж.-физ. ж. 1976. Т. 30. № 6. С. 996–1002.
10. Yalamov Yu.I., Kutukov V.B., Shchukin E.R. Theory of the photophoretic motion of the large-size volatile aerosol particle // J. Colloid and Interface Sci. 1976. V. 57. № 3. P. 564–571.
11. Arnold S., Pluchino A.B., Leung K.M. Influence of surface-mode-enhanced local fields on photophoresis // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. № 2. P. 654–660.
12. Arnold S., Lewittes M. Size dependence of the photophoretic force // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 7. P. 5314–5319.

13. *Mackowski D.W.* Photophoresis of aerosol particles in the free molecular and slip-flow regimes // *Int. J. Heat and Mass Transfer.* 1989. V. 32. № 5. P. 843–854.
14. *Rohatschek H.* Semi-empirical model of photophoretic forces for the entire range of pressures // *J. Aerosol Sci.* 1995. V. 26. № 5. P. 717–734.
15. *Chernyak V., Beresnev S.* Photophoresis of aerosol particles // *J. Aerosol Sci.* 1993. V. 24. № 7. P. 857–866.
16. *Kerker M., Cooke D.D.* Photophoretic force on aerosol particles in the free-molecule regime // *J. Opt. Soc. Amer.* 1982. V. 72. № 9. P. 1267–1272.
17. *Tehrani S., Giovane F., Blum J., Xu Y.-L., Gustafson B.A.S.* Photophoresis of micrometer-sized particles in the free-molecular regime // *Int. J. Heat and Mass Transfer.* 2001. V. 44. P. 1649–1657.
18. *Береснев С.А., Ковалев Ф.Д., Кочнева Л.Б., Рунков В.А., Суевтин П.Е., Черемисин А.А.* О возможности фотофоретической левитации частиц в стратосфере // *Оптика атмосф. и океана.* 2003. Т. 16. № 1. С. 52–57.
19. *Pluchino A.V.* Photophoretic force on particles for low Knudsen number // *Appl. Opt.* 1983. V. 22. № 1. P. 103–106.
20. *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 664 с.
21. *Hale G.M., Querry M.R.* Optical constants of water in the 200-nm to 200- $\mu\text{m}$  wavelength region // *Appl. Opt.* 1973. V. 12. № 3. P. 556–558.
22. *Золотарев В.М., Морозов В.Н., Смирнова Е.В.* Оптические постоянные природных и технических сред: Справочник. Л.: Химия, 1984. 216 с.

*S.A. Beresnev, L.B. Kochneva.* **The radiation absorption asymmetry factor and photophoresis of aerosols.**

The results of theoretical analysis of the radiation absorption asymmetry factor  $J_1$  accountable for aerosol particles photophoresis are presented. The efficiency of application of the mentioned microphysical optical characteristic for prediction of direction and magnitude of photophoretic force and velocity is exhibited. On the basis of the Mie theory within the framework of optically homogeneous spherical particle model, the  $J_1$  values for weakly, moderately, and strongly absorbing model particles are calculated. The  $J_1$  dependences on size parameter  $\rho$  and incident radiation wavelength  $\lambda$  are considered. The known asymptotic results for  $J_1$  obtained for the Rayleigh limit and for the ray optics limit are analyzed. The directions of further investigations of the asymmetry factor properties for the model of two-layer particles taking into account the spectral distribution of incident radiation are considered.