

УДК 524.57

ПЛАНКОВСКИЕ СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ ЛУЧЕВОГО ДАВЛЕНИЯ
ДЛЯ НЕСФЕРИЧЕСКИХ ПЫЛИНОК. I

Н. В. ВОЩИННИКОВ, В. Б. ИЛЬИН

Поступила 20 апреля 1982

Принята к печати 27 июля 1982

Получены выражения для факторов эффективности лучевого давления для бесконечных круговых цилиндров. Проведены расчеты планковских средних сечений лучевого давления для статически ориентированных цилиндрических пылинок, состоящих из графита, чистого и загрязненного железа, льда, силикатов (обсидиан и базальт) и карбида кремния. Рассматривались частицы с радиусами от 0.001 до 1 мкм и четыре значения эффективной температуры: 3300, 5770, 15500 и 40000 К. Обсуждается зависимость планковских средних сечений от температуры, размера пылинок и направления падающего излучения; для металлических частиц эти сечения зависят от состояния поляризации падающего излучения.

1. *Введение* Движение пылевых частиц под действием анизотропного потока излучения является важной частью многих астрофизических задач. Лучевое давление Солнца определяет динамические процессы в межпланетной среде, влияя на ориентацию хвостов комет, орбиты микрометеоров и распределение частиц в зодиакальном облаке [1, 2]. Давлением излучения звезд выметаются пылинки из диффузных и отражательных туманностей [1, 3]. Пылевые частицы, ускоряемые излучением красных гигантов и сверхгигантов, увлекают за собой в межзвездное пространство газ [4]. В межоблачной среде такие пылинки могут дополнительно ускоряться излучением звезд и эффективно нагревать газ в межзвездных облаках [5]. Селективное действие силы лучевого давления на пылевые частицы разных размеров способствует их росту в межзвездной среде при столкновениях друг с другом [6]. Наконец, интегральным излучением звезд галактического диска пылинки выметаются во внешние части Галактики [7].

Является общепризнанным, что в межзвездной среде присутствуют несферические частицы. Такие частицы неоднократно использовались для интерпретации поляризационных наблюдений зодиакального света, комет, звезд поздних спектральных классов [1, 8]. Однако до сих пор рассматривалось движение лишь сферических пылинок. Это связано, во-первых, с отсутствием расчетов сечений лучевого давления для несферических частиц

(лишь недавно Кохэном и Альпертом [9] вычислены относительные факторы лучевого давления для бесконечных круговых цилиндров для одного случая поляризации падающего излучения) и, во-вторых, с тем, что уравнения движения сферических частиц легче решаются. Существенно, что для несферических частиц величина силы лучевого давления зависит как от направления, так и от состояния поляризации падающего излучения, а ее направление в общем случае не совпадает с направлением падающего луча.

В данной работе приведены выражения для факторов эффективности лучевого давления для излучения произвольной поляризации, падающего на бесконечный круговой цилиндр, и результаты расчетов планковских средних сечений лучевого давления для статически ориентированных цилиндрических пылинок, состоящих из различных материалов. Результаты аналогичных расчетов для динамически ориентированных цилиндрических частиц изложены в следующей статье.

Несомненно, считать межзвездные пылинки бесконечными цилиндрами нереалистично, однако в работе [10] указано, что различия между излучением, рассеянным конечным и бесконечным цилиндром становятся малыми, если длина цилиндра превосходит его радиус в четыре раза и более. Отметим, что некоторые расчеты планковских средних сечений лучевого давления для сферических пылинок были проведены в работах [6, 11].

2. Факторы эффективности лучевого давления. Рассмотрим невращающийся бесконечный круговой цилиндр радиуса a , на который падает излучение с длиной волны λ , причем направление падающего излучения составляет угол $\pi/2 - \chi$ с осью цилиндра. Факторы эффективности лучевого давления для случаев, когда ось цилиндра параллельна электрическому (E) и магнитному (H) вектору падающего излучения, определяются выражением

$$Q_{pr}^{E, H} = Q_{ext}^{E, H} - \langle \cos \theta \rangle_{E, H} Q_{scat}^{E, H}. \quad (1)$$

где Q_{ext} и Q_{scat} — фактор эффективности ослабления и рассеяния. Произведение $\langle \cos \theta \rangle_{E, H} Q_{scat}$ пропорционально части импульса, возвращаемой рассеянным излучением; выражение для него можно получить интегрированием по θ квадратов амплитудных функций рассеяния, умноженных на $\cos \theta$ (θ — угол, отсчитываемый в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра [12]). С учетом известных формул для $Q_{ext}^{E, H}$ [13], имеем

$$Q_{pr}^E = \frac{2}{x} \operatorname{Re} \left\{ b_0^E + 2 \sum_{n=1}^{\infty} b_n^E \right\} - \frac{4}{x} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} b_n^E (b_{n-1}^E)^* + \sum_{n=2}^{\infty} a_n^E (a_{n-1}^E)^* \right\}, \quad (2)$$

$$Q_{pr}^H = \frac{2}{x} \operatorname{Re} \left\{ a_0^H + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_n^H \right\} - \frac{4}{x} \sum_{n=2}^{\infty} b_n^H (b_{n-1}^H)^* + \sum_{n=1}^{\infty} a_n^H (a_{n-1}^H)^* \}, \quad (3)$$

где $x = 2\pi a/\lambda$, а звездочка означает комплексное сопряжение. Коэффициенты a_n^E , b_n^E , a_n^H , b_n^H определяют внешнее поле излучения и зависят от x , α и $m = n - ki$ — показателя преломления вещества цилиндра, причем $b_n^H = -a_n^E$. Выражения для этих коэффициентов через функции Бесселя первого рода целого порядка (действительного и комплексного аргументов) $J_n(z)$ и функции Ханкеля второго рода (действительного аргумента) $H_n(z)$ и их производные получены в работе Линда и Гринберга [13].

В рэлеевском приближении ($x \ll 1$, $|m^2 - \sin^2 \alpha|^{1/2} x \ll 1$), учитывая асимптотическое поведение функций $J_n(z)$ и $H_n(z)$ и их производных при малых значениях z , получим

$$Q_{pr}^E = -\frac{\pi x}{2} \operatorname{Im} (m^2 - 1) \cos^2 \alpha - \pi x \operatorname{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \right) \sin^2 \alpha + \\ + \frac{\pi^2 x^3}{8} |m^2 - 1|^2 \cos^4 \alpha + \frac{\pi^2 x^3}{4} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \right|^2 \sin^2 \alpha (1 + \sin^2 \alpha) - \\ - \frac{\pi^2 x^3}{4} \operatorname{Re} \left(\frac{(m^2 - 1)^2}{m^2 + 1} \right) \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha, \quad (4)$$

$$Q_{pr}^H = -\pi x \operatorname{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \right) + \frac{\pi^2 x^3}{4} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \right|^2 (1 + \sin^2 \alpha). \quad (5)$$

Первые два слагаемых в формуле (4) и первый член в формуле (5) являются приближенными выражениями для Q_{abs}^E и Q_{abs}^H , следующие два слагаемых в (4) и второй член в (5) — для Q_{scat}^E и Q_{scat}^H соответственно. Последнее слагаемое в (4) представляет собой выражение для $\langle \cos \theta \rangle_E \cdot Q_{scat}^E$ в рэлеевском приближении.

В работе [9] показано, что для непоглощающих цилиндров при $\alpha \neq 0^\circ$ сила лучевого давления направлена перпендикулярно оси цилиндра, а не вдоль падающего луча. Для поглощающих частиц сила лучевого давления имеет две составляющие, одна из которых пропорциональна фактору эффективности поглощения Q_{abs} и направлена вдоль падающего луча, а другая пропорциональна $(1 - \langle \cos \theta \rangle) Q_{scat}$ и направлена перпендикулярно оси цилиндра. Для практических целей важно знать компоненты силы лучевого давления, направленные параллельно и перпендикулярно падающему излучению. Эти компоненты выражаются через факторы эффективности лучевого давления $Q_{pr1}^{E,H}$ и $Q_{pr2}^{E,H}$, причем

$$Q_{\text{pr} 1}^{E, H} = Q_{\text{abs}}^{E, H} + (1 - \langle \cos \theta \rangle_{E, H}) Q_{\text{sca}}^{E, H} \cos \alpha, \quad (6)$$

$$Q_{\text{pr} 2}^{E, H} = (1 - \langle \cos \theta \rangle_{E, H}) Q_{\text{sca}}^{E, H} \sin \alpha. \quad (7)$$

Не сомневаясь в важности трансверсального компонента силы лучевого давления для некоторых астрофизических задач, в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением радиального компонента, пропорционального фактору $Q_{\text{pr} 1}^{E, H}(x, \alpha, m(\lambda))$.

3. *Планковские средние сечения.* Выражения для планковских средних сечений лучевого давления для сильно вытянутых цилиндрических частиц записываются следующим образом:

$$\bar{C}_{\text{pr}}^{E, H}(a, \alpha, T) = G \cdot \bar{Q}_{\text{pr}}^{E, H}(a, \alpha, T), \quad (8)$$

где G — геометрическое поперечное сечение, а

$$\bar{Q}_{\text{pr}}^{E, H}(a, \alpha, T) = \frac{15}{\pi^4} \int_0^{\infty} Q_{\text{pr} 1}^{E, H} \left(\frac{2\pi a k T y}{hc}, \alpha, m \left(\frac{hc}{k T y} \right) \right) \frac{y^3}{e^y - 1} dy \quad (9)$$

— нормированные планковские средние факторы эффективности лучевого давления. Здесь T — температура, $y = hc/kT\lambda$, c — скорость света, h и k — постоянные Планка и Больцмана. Интегрирование в (9) проводилось методом Ньютона—Котеса восьмого порядка [14]; промежуток интегрирования по y выбирался от 0 до 20. Относительная погрешность при нахождении интеграла составляла 10^{-5} . При $|m|x < 0.05$ факторы эффективности лучевого давления вычислялись по приближенным рэлеевским формулам; в остальных случаях расчеты велись по точным формулам.

4. *Оптические постоянные.* При изучении межзвездной и межпланетной пыли обычно рассматривают частицы различного химического состава. Считается, что в атмосферах холодных гигантов и сверхгигантов, богатых кислородом, конденсируются силикатные и железные частицы, а в атмосферах углеродных звезд — частицы из графита и карбида кремния (SiC) [15]. В межзвездной среде, по-видимому, присутствуют также и ледяные пылинки (или пылинки с тугоплавким ядром и ледяной оболочкой), на что указывают характерные полосы поглощения льда на λ 3.1 и 45 мкм, найденные в спектрах ряда молекулярных облаков [16]. Источником ледяных частиц в межпланетной среде могут служить ядра комет. Кроме того, космические и наземные исследования околосолнечного пылевого облака и различных типов метеоритов указывают, что межпланетные пылинки могут состоять и из тугоплавких материалов, таких, как железо, гра-

фит, различные силикаты [1, 2]. Поэтому мы выбрали для расчетов частицы из графита, льда, карбида кремния и два типа железных (Fe 1 и Fe 2) и силикатных (обсидиан и базальт) частиц.

По своим оптическим свойствам выбранные вещества разделяются на две группы: с металлическими (Fe 1, Fe 2, графит) и диэлектрическими (лед, обсидиан, базальт) свойствами. У металлов мнимая часть показателя преломления в видимой части спектра велика, а у диэлектриков — мала. Особое положение занимают частицы из SiC, имеющие большое n и $k = 0$. Сведения об источниках, из которых взяты данные о показателе преломления использованных веществ, приведены в табл. 1.

Два сорта железных частиц, рассмотренных нами, можно охарактеризовать как чистое (Fe 1) и загрязненное (Fe 2) железо. В первом случае сведения о показателях преломления основаны на экспериментальных данных для чистого железа, а во втором — рассчитаны для частиц с высоким содержанием металлов. Основное различие между чистым и загрязненным железом заключается в том, что в ближней ИК-области спектра мнимая часть показателя преломления для Fe 1 примерно в два раза больше, чем для Fe 2, то есть Fe 2 содержит более прозрачные материалы (например, силикаты).

Значение мнимой части показателя преломления льда было принято равным $k = 0.01$ при λ 0.17—2.7 мкм, поскольку в ледяных пылинках могут присутствовать примеси (окислы и гидраты металлов и т. д.) [23].

Обсидиан и базальт представляют собой вулканические горные породы, по химическому составу более чем наполовину состоящие из SiO₂. Базальт отличается более высоким содержанием окислов металлов Al₂O₃, FeO, Fe₂O₃, MgO и др. и поэтому большим значением мнимой части показателя преломления.

5. *Результаты и обсуждение.* Расчеты величин $\overline{Q}_{gr}^{E, H}(\alpha, \lambda, T)$ были проведены для цилиндрических частиц с радиусами от 0.001 до 1 мкм, шести значений $\alpha = 0^\circ$ (15°) 75° и четырех температур 3300, 5770, 15500 и 40000 К. Эти значения являются эффективными температурами гиганта класса M 5 [31] и звезд главной последовательности спектральных классов G 2.5 (Солнце), В 5 и О 5 [32]. Последние две звезды выбраны в качестве примеров звезд, вызывающих свечение диффузных и отражательных туманностей.

Рассчитанные планковские средние сечения для диэлектрических частиц, как правило, намного меньше, чем для металлических, что объясняется более эффективным поглощением последними падающего излучения. Кроме того, оказалось, что поведение $\overline{Q}_{gr}^{E, H}$ для графита и Fe 2 очень похоже. Похоже также поведение $\overline{Q}_{gr}^{E, H}$ для силикатных и ледяных пылинок, причем сечения лучевого давления для частиц из базальта немного

больше, а для ледяных частиц немного меньше, чем для частиц из обсидиана.

Таблица I
СВЕДЕНИЯ ОБ ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ

Вещество	$\Delta\lambda$, мкм	Литература	Примечания
Графит	0.005—0.3	[17]	
	0.36—10	[18]	
	10—124	[19]	
	124— 10^4		$n = 6.988, k = 58.57$
Железо-1	0.1—0.367		$n = 1.95, k = 3.53$
	0.367—0.629	[20]	
	0.7—5.0	[21]	
	6.0—18	[22]	
Железо-2	18— 10^4		$n = 18.9, k = 48.6$
	0.1—0.39		$n = 1.12, k = 1.24$
	0.39—1.0	[23]	
Загрязненный лед	1.0— 10^4		$n = 2.45 \cdot \lambda^{-1/2}, k = 2.45 \cdot \lambda^{1/2}$
	0.005—1.0	[23]	В области $\lambda\lambda$ 0.17—2.7 мкм
	1.0—1.2	[24]	Принято $k = 0.01$
	1.25—333	[25]	
Обсидиан	333— 10^4		$n = 1.79, k = 0.024$
	0.1—0.46	[26]	
	0.46—50	[27]	
Базальт	50— 10^4		$n = 2.29, k = 0.14$
	0.1—0.46	[26]	
	0.46—50	[27]	
Карбид кремния	50— 10^4		$n = 2.14, k = 0.071$
	0.124—0.4	[28]	
	0.4—40	[29]	В работе [29] приведены лишь значения $n(\lambda)$; для $\lambda\lambda$ 10—14 мкм использованы величины $k(\lambda)$ из работы [30], в остальном диапазоне принято $k = 0$
	40— 10^4		$n = 3.11, k = 0$

На рис. 1 представлена зависимость $\bar{Q}_{gr}^{E, H}$ от α для частиц из графита и обсидиана. Заметим, что при малых значениях α и T на значительной части промежутка интегрирования факторы эффективности лучевого давления вычисляются по рэлеевским формулам (6) и (7), которые и определяют зависимость величин \bar{Q}_{gr}^E и \bar{Q}_{gr}^H от α . При этом для

металлов $Q_{\text{pr}}^{E, H} \approx Q_{\text{abs}}^{E, H}$, а для диэлектриков $Q_{\text{pr}}^E \approx (1 - \langle \cos \theta \rangle_E) Q_{\text{scat}}^E \cos \alpha$ и $Q_{\text{pr}}^H \approx Q_{\text{scat}}^H \cdot \cos \alpha$. При $\alpha \rightarrow 90^\circ$ $\bar{Q}_{\text{pr}}^E \approx \bar{Q}_{\text{pr}}^H$, поскольку в рядах (2) и (3) доминирует член с $n = 1$ и $a_1^H \approx b_1^E$ [13].

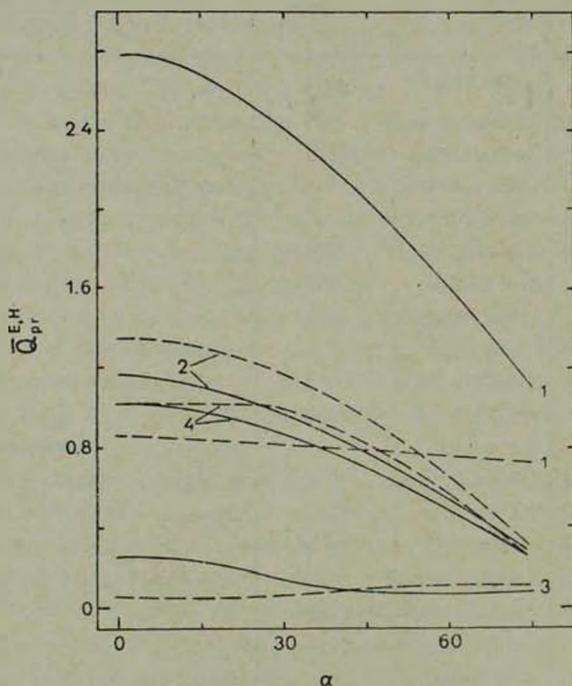


Рис. 1. Нормированные планковские факторы эффективности лучевого давления \bar{Q}_{pr}^E (сплошные линии) и \bar{Q}_{pr}^H (штриховые линии) для цилиндрических пылинок с радиусом $a = 0.1$ мкм (1—графитовые частицы, $T = 3300$ К; 2—графитовые частицы, $T = 40000$ К; 3— частицы из обсидиана, $T = 3300$ К; 4— частицы из обсидиана, $T = 40000$ К).

Для металлических частиц планковские средние факторы \bar{Q}_{pr}^E и \bar{Q}_{pr}^H совершенно по-разному зависят от a (рис. 2, 3), то есть сечения и сила лучевого давления обусловлены состоянием поляризации падающего излучения. При этом при малых значениях a , T и α \bar{Q}_{pr}^E оказывается намного больше, чем \bar{Q}_{pr}^H .

Общим свойством как металлов (рис. 3), так и диэлектриков (рис. 4) является то, что при увеличении температуры положение максимумов $\bar{Q}_{\text{pr}}^{E, H}$ смещается в сторону меньших a . Такая ситуация является естественной, поскольку, как следует из формулы (9), рост T эквивалентен в некотором смысле уменьшению a . Из рис. 3, 4 следует также, что вели-

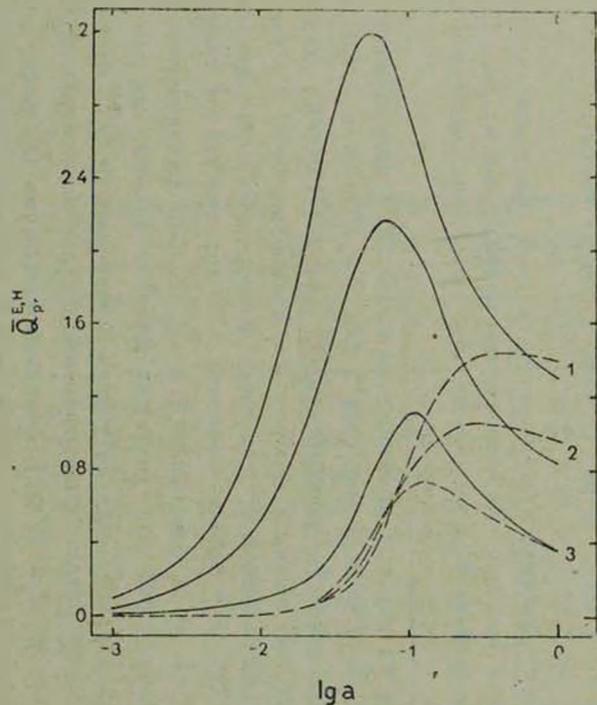


Рис. 2. Нормированные планковские средние факторы эффективности лучевого давления \overline{Q}_{pr}^E (сплошные линии) и \overline{Q}_{pr}^H (штриховые линии) для графитовых пылинок, $T=3300$ К (1 — $\alpha=0^\circ$, 2 — $\alpha=45^\circ$, 3 — $\alpha=75^\circ$).

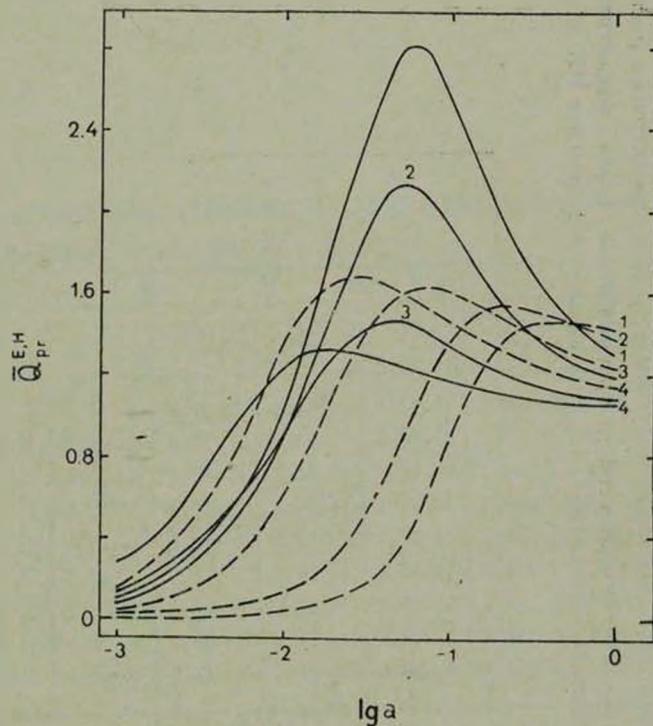


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для частиц из Fe 2, $\alpha=0^\circ$ (1 — $T=3300$ К, 2 — $T=5770$ К, 3 — $T=15500$ К, 4 — $T=40000$ К).

чина максимумов \overline{Q}_{pr}^E для металлов убывает, а для диэлектриков растет с увеличением T . Это вызвано тем, что диэлектрики более эффективно поглощают излучение в ультрафиолете, а металлы — в видимой и ИК областях спектра.

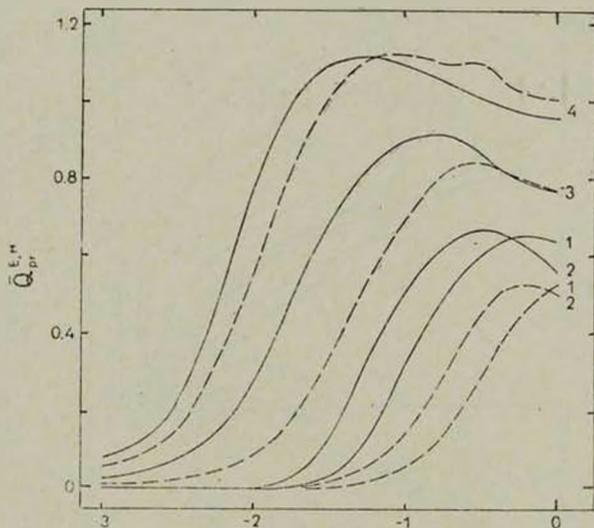


Рис. 4 То же, что на рис. 3, но для частиц из базальта.

Отметим, что зависимости планковских средних факторов лучевого давления от α для частиц из Fe 1 аналогичны приведенным на рис. 3, однако максимумы несколько шире и выше, а их положение смещено в сторону меньших α .

Для частиц из карбида кремния величины $\overline{Q}_{pr}^{E,H}$ приведены в таблице 2 для $T = 3300$ К и на рис. 5 для $T = 15500$ К и $\alpha = 0^\circ$. На этом же рисунке нанесены зависимости $\overline{Q}_{pr}^{E,H}$ ($\alpha, 0^\circ, 15500$ К) для ледяных и графитовых пылинок. Из рис. 5 и сравнения табл. 2 с рис. 2 следует, что ход планковских средних факторов лучевого давления для частиц из SiC при малых значениях α не отличается от таковых для металлов; при этом значения \overline{Q}_{pr}^E и \overline{Q}_{pr}^H сильно различаются, однако их зависимости от α не являются столь гладкими, как для металлов (рис. 1). При больших значениях α зависимости $\overline{Q}_{pr}^{E,H}$ от α уже больше напоминают аналогичные зависимости для диэлектриков. Отметим также, что до $T = 15500$ К величина максимума \overline{Q}_{pr}^E растет, как у диэлектриков (это связано с появлением у показателя преломления

Таблица 2

НОРМИРОВАННЫЕ ПЛАНКОВСКИЕ СРЕДНИЕ ФАКТОРЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛУЧЕВОГО ДАВЛЕНИЯ

 \bar{Q}_{pr}^E и \bar{Q}_{pr}^H ДЛЯ ПЫЛИНОК ИЗ КАРБИДА КРЕМНИЯ. $T = 3300 \text{ K}$

α α , МКМ	0°		15°		30°		45°		60°		75°	
	\bar{Q}_{pr}^E	\bar{Q}_{pr}^H	\bar{Q}_{pr}^E	\bar{Q}_{pr}^H	\bar{Q}_{pr}^E	\bar{Q}_{pr}^H	\bar{Q}_{pr}^E	\bar{Q}_{pr}^H	\bar{Q}_{pr}^E	\bar{Q}_{pr}^O	\bar{Q}_{pr}^E	\bar{Q}_{pr}^H
0.001	2.51-5	8.70-7	2.18-5	8.84-7	1.44-5	9.08-7	7.21-6	8.99-7	2.90-6	8.13-7	1.06-6	6.40-7
0.005	2.07-3	6.01-5	1.71-3	6.20-5	9.48-4	6.53-5	3.22-4	6.44-5	6.98-5	5.38-5	2.79-5	3.19-5
0.01	1.86-2	4.69-4	1.53-2	4.86-4	8.30-3	5.18-4	2.66-3	5.19-4	5.00-4	4.37-4	2.04-4	2.58-4
0.05	1.50	5.14-2	1.33	5.86-2	9.08-1	7.70-2	4.19-1	9.72-2	1.16-1	1.05-1	7.10-2	8.11-2
0.1	2.39	4.18-1	2.23	4.37-1	1.76	4.77-1	1.10	5.02-1	4.95-1	4.71-1	2.93-1	2.90-1
0.2	2.06	1.19	1.94	1.15	1.62	1.04	1.14	8.67-1	5.99-1	6.24-1	3.00-1	2.96-1
0.3	1.68	1.34	1.64	1.28	1.31	1.09	9.22-1	8.54-1	4.94-1	5.71-1	2.28-1	2.41-1
0.5	1.30	1.25	1.21	1.15	9.84-1	1.00	6.81-1	7.58-1	3.42-1	4.80-1	1.54-1	1.81-1
1.0	1.01	1.07	9.42-1	1.02	7.60-1	8.74-1	4.94-1	6.61-1	2.48-1	4.06-1	9.62-2	1.41-1

отличной от нуля мнимой части при $\lambda < \text{мкм}$), а при $T = 40000 \text{ К}$ становится меньше.

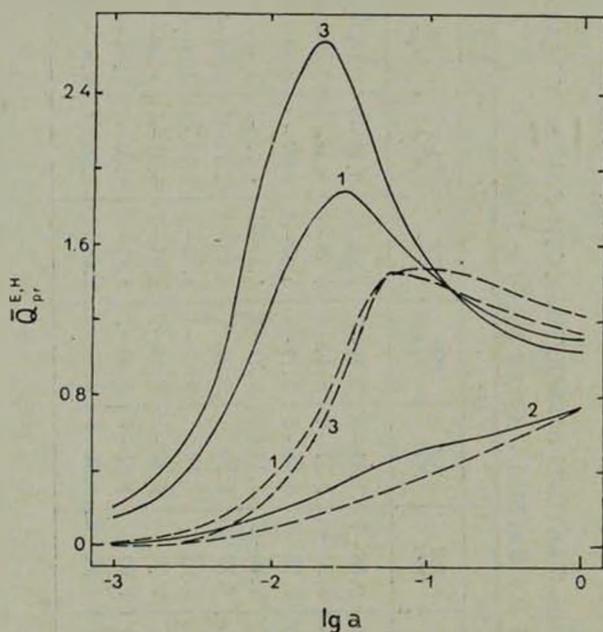


Рис. 5. Нормированные планковские средние факторы эффективности лучевого давления \bar{Q}_{pr}^E (сплошные линии) и \bar{Q}_{pr}^H (штриховые линии) для цилиндрических пылинок, $T = 15500 \text{ К}$, $\alpha = 0^\circ$ (1 — графитовые частицы; 2 — ледяные частицы; 3 — частицы из SiC).

6. *Вывод.* Основные результаты работы можно резюмировать следующим образом:

а) Получены точные и приближенные выражения для факторов эффективности лучевого давления для бесконечных круговых цилиндров.

б) Проведены расчеты планковских средних сечений лучевого давления для статически ориентированных цилиндрических пылинок с радиусами от 0.001 до 1 мкм, состоящих из графита, чистого (Fe 1) и загрязненного (Fe 2) железа, льда, силикатов (обсидиан и базальт) и карбида кремния, для четырех значений температуры: 3300, 5770, 15500 и 40000 К.

в) Для частиц с металлическими свойствами (Fe 1, Fe 2, графит) планковские средние сечения лучевого давления сильно зависят от состояния поляризации падающего излучения. Для диэлектриков (лед, обсидиан, базальт) планковские средние сечения лучевого давления увеличиваются

с ростом температуры, но, как правило, остаются меньшими, чем для металлов. Частицы из карбида кремния проявляют металлические свойства в тех случаях, когда излучение падает почти перпендикулярно к оси цилиндра, и диэлектрические — когда угол между направлением падающего излучения и осью цилиндра мал.

Ленинградский государственный
университет

PLANCK MEAN CROSS SECTIONS FOR RADIATION PRESSURE FOR NONSPHERICAL GRAINS. I

N. V. VOSHCHINNIKOV. V. B. IL'IN

Expressions for efficiency factors for radiation pressure for infinite circular cylinders are presented. Planck mean cross sections for radiative pressure have been computed for static oriented cylindrical grains composed of graphite, pure and dirty iron, ice, silicates (obsidian and basalt) and silicon carbide. The cylindrical grains radii range from 0.001 to 1 μm and the effective temperatures are used 3300, 5770, 15500 and 40000 K. Dependence of these mean cross sections from the temperature, the grain size and the direction of the incident radiation are discussed. It is found that for metallic particles Planck mean cross sections for radiation pressure depend on the state of polarization of the incident radiation.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. G. Martin, *Cosmic Dust*, Oxford University Press, 1978.
2. J. A. Burns, P. L. Lamy, S. Soter, *Icarus*, 40, 1, 1979.
3. W. G. Mathews, *Ap. J.*, 147, 965, 1967.
4. S. Kwok, *Ap. J.*, 198, 583, 1975.
5. S. P. Tarafdar, N. C. Wickramasinghe, *Astrophys. Space Sci.*, 39, 19, 1976.
6. I. C. Simpson, S. Simons, I. P. Williams, *Astrophys. Space Sci.*, 71, 3, 1980.
7. H.-E. Fröhlich, *A. N.*, 302, 15, 1981.
8. А. Э. Долгинов, Ю. Н. Гнедин, Н. А. Силантьев, *Распространение и поляризация излучения в космической среде*, Наука, М., 1979.
9. A. Cohen, P. Alpert, *Appl. Opt.*, 19, 568, 1980.
10. N. C. Wickramasinghe, *Light Scattering Functions for Small Particles with Applications in Astronomy*, Hilger, London, 1973.
11. R. C. Gilman, *Ap. J.*, Suppl. ser., 28, 397, 1974.
12. M. Kerker, *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation*, Academic Press, 1969.
13. A. C. Lind, J. M. Greenberg, *J. Appl. Phys.*, 37, 3195, 1966.

14. Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер, Машинные методы математических вычислений, Мир, М., 1980.
15. E. E. Salpeter, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 267, 1977.
16. D. K. Kitken, IAU Symp., 96, 207, 1981.
17. S. Isobe, Ann. Tokyo Astron. Obs., 2nd Ser., 12, 263, 1971.
18. J. Bergeret, J. Lefevre, R. Kandel, M. Lunel, F. Sibille, Astron. Astrophys., 52, 245, 1976.
19. S. Aiello, F. Mencaraglia, Astrophys. Space Sci., 51, 111, 1977.
20. H. T. Yolhen, J. Kruger, J. Opt. Soc. Amer., 55, 842, 1965.
21. И. Е. Лексина, Н. В. Пенкина, Физ. металлов и металловедение, 23, 344, 1967.
22. A. P. Lenham, D. M. Treherne, J. Opt. Soc. Amer., 56, 1137, 1966.
23. Дж. М. Гринберг. Межзвездная пыль, Мир, М., 1970.
24. W. M. Irvine, J. B. Pollack, Icarus, 8, 324, 1968.
25. J. E. Bertie, H. J. Labbè, E. Whalley, J. Chem. Phys., 50, 4501, 1969.
26. P. L. Lamy, Icarus, 34, 63, 1978.
27. J. B. Pollack, O. B. Toon, B. N. Khare, Icarus, 19, 372, 1973.
28. H. R. Philipp, E. A. Taft, Silicon Carbide, eds. J. R. O'Konnor, J. Smiltens, Pergamon Press, 1960, p. 366.
29. А. Н. Пухтин, В. Т. Прокопенко, В. С. Рондарев, А. Д. Яськов, Оптика и спектроскопия, 43, 711, 1977.
30. W. G. Spitzer, D. Kleinman, D. Walsh, Phys. Rev., 113, 217, 1959.
31. T. Tsuji, Astron. Astrophys., 99, 48, 1981.
32. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.