

Кафедра общей и теоретической физики

М. Унжина<sup>1</sup>

## Сила давления плазмы солнечного ветра, действующая на сферическую частицу хвоста кометы

(научно-исследовательская работа)

### Аннотация

В данной работе проведен прецизионный расчет силы давления плазмы солнечного ветра и соответствующего эффективного давления на пылевые частицы хвоста кометы. Данная сила и соответствующее эффективное давление исследованы на примере зависимостей от радиуса частицы, гелиоцентрического расстояния частицы. Показано, что основной вклад в силу давления дают протоны. Установлено, что давление солнечного ветра не зависит от радиуса частицы и существенно убывает с увеличением гелиоцентрического расстояния частицы. Проведен сравнительный анализ давления солнечного ветра со световым давлением, действующим на силикатную частицу хвоста кометы, находящейся на гелиоцентрическом расстоянии 1 а.е. Построен механический потенциал давления солнечного ветра. Данные характеристики определяют: параметры, играющие ключевую роль в описании эволюции комет; законы движения частиц и ядра, являющиеся "кодом доступа" прямых космических исследований кометной материи.

Комментарии: работа выполнена под научным руководством педагога дополнительного образования по астрономии, руководителя астроклуба "Апогей" Снетковой Ю.А.<sup>2</sup> и представлена на Самарской областной конференции научно-исследовательских работ школьников в 2008 г., а также на XV Всероссийском конкурсе юношеских исследовательских работ им. В.И. Вернадского.



Работа выставлена на **ASTRODROME**: 28.02.2008

---

<sup>1</sup>E-mail:

<sup>2</sup>E-mail: JSnet@mail.ru

# Оглавление

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Солнечный ветер и его основные характеристики</b>	<b>6</b>
2.1	Спектральная плотность потока частиц солнечного ветра . . . .	8
<b>3</b>	<b>Сила и потенциал давления солнечного ветра</b>	<b>10</b>
3.1	Определение модели физической системы . . . . .	10
3.2	Вычисление силы и потенциала давления солнечного ветра для сферической частицы . . . . .	11
<b>4</b>	<b>Результаты вычислений и их анализ</b>	<b>15</b>
<b>5</b>	<b>Заключение</b>	<b>18</b>
	<b>Литература</b>	<b>20</b>

# Глава 1

## Введение

Кометы – одни из самых удивительных и загадочных объектов Солнечной системы. Начало наблюдений комет восходит к глубокой древности: они наблюдались астрономами Древнего Египта и Китая. С тех пор человек узнал много о природе комет. Однако и в наши дни существует немало открытых вопросов, тесно связанных с данными телами.



Рис. 1.1: Комета Хэйла-Боппа в марте 1997 г. Комета имеет два хвоста: ионный (более слабый, голубого цвета, состоящий из ионизованного вещества) и газопылевой (ярко-белый).

Впервые адекватное предположение о природе кометных хвостов как потоков частиц, отбрасываемых действием света прочь от Солнца, было выдвинуто И. Кеплером в 1619 году.

Принципиальным вопросом для исследователей комет на протяжении не-

Традиционно в структуре кометы можно выделить 3 основных элемента: ядро, кому и хвост. Согласно современным представлениям, ядро – центральное тело, состоящее из льдов замерзших газов и космической пыли, кома – газопылевая оболочка, окружающая ядро, хвост – разряженное газопылевое облако, имеющее, как правило, большую протяженность ( $\cong 9 \cdot 10^8$  км) и направленное от Солнца. По своему составу хвосты комет подразделяются на 2 основных вида: ионные и пылевые.

Исследователи комет неоднократно задавались вопросами: в силу каких физических процессов комета при сближении с Солнцем сильно меняет свой облик: появляется голова и хвост? Почему хвост кометы, как правило, направлен от Солнца? Что образует хвост кометы?

скольких столетий являлся вопрос о природе отталкивательной силы Солнца. В начале XIX столетия были сделаны первые попытки определения по наблюдениям комет отталкивательной силы Солнца (Ольберс, Брунс и другие).

В 1836 году Бесселем была опубликована работа, ставшая классической, о движении частиц кометы под действием силы притяжения Солнца и его отталкивательной силы. Последняя, как априорно предполагалось, изменяется (подобно силе притяжения) как  $\frac{1}{r^2}$ , где  $r$  – расстояние от геометрического центра Солнца до точки наблюдения.

Однако природа отталкивательной силы оставалась неизвестной. Г.В. Ольберс первым предположил, что данная сила имеет электрическую природу. Целльнер и Бредихин поддерживали эту точку зрения, склоняясь к мнению, что Солнце должно обладать гигантским электрическим зарядом. Результаты последующих исследований опровергли эту гипотезу.

Новые возможности в объяснении природы отталкивательной силы появились после того, как было предсказано, а затем на опыте подтверждено действие света (как частного проявления электромагнитного поля) на материальные тела. Еще Максвелл в середине XIX столетия показал, что свет должен оказывать давление на поверхность, поставленную на пути светового потока. Опыты, подтвердившие предсказание Максвелла, были выполнены в 1900 году русским физиком П.Н. Лебедевым.

Опытные исследования показали, что световое давление играет ключевую роль в формировании пылевых хвостов. Однако попытка объяснить большие ускорения потоков частиц в ионном хвосте лишь с помощью светового давления оказалась несостоятельной. Решение указанной проблемы нашел немецкий астрофизик Людвиг Бирман в 1951 г. Он предположил, что большие ускорения частиц ионного хвоста достигаются взаимодействием последних с потоками плазмы, испускаемыми Солнцем, впоследствии названными *солнечным ветром*. Позднее Альвенем была отмечена важная роль межпланетного магнитного поля в актах взаимодействия ионов кометы с заряженными частицами солнечного ветра.

Согласно экспериментальным исследованиям, средняя концентрация плазмы солнечного ветра может увеличиваться в  $10^1$ - $10^2$  раз в период солнечной активности. Указанный факт свидетельствует о том, что давление плазмы солнечного ветра становится сравнимым по величине со световым давлением.

В связи со сказанным приходим к выводу о необходимости прецизионного расчета силы давления плазмы солнечного ветра на частицы пылевого хвоста, поскольку

- данная характеристика играет ключевую роль в описании эволюции комет;

- в конце 20-ого столетия стали возможными прямые космические исследования кометной материи, в связи с чем резко возросла необходимость в точном определении законов движения ядра и частиц хвоста кометы;
- исследование кинематики хвостов комет позволит получить информацию о межпланетном магнитном поле, солнечной активности, электрическом поле Солнца и других физических процессах и явлениях в областях, далеких от Земли и от плоскости эклиптики.

Таким образом, **целью данной работы** является построение алгоритма расчета силы давления плазмы солнечного ветра в случае сферической силикатной частицы пылевого хвоста кометы.

**Основными задачами в данной работе** являются:

1. Вычисление и анализ силы давления плазмы солнечного ветра на сферическую силикатную частицу в рамках предложенной модели.
2. Вычисление и анализ эффективного давления плазмы на пылевую частицу.
3. Построение механического потенциала давления плазмы по аналогии с гравитационным потенциалом Солнца. Данный потенциал может быть использован при поиске закона движения частицы пылевого хвоста кометы.
4. Сравнительный анализ давления плазмы солнечного ветра со световым давлением, действующим на частицу хвоста кометы.

В отличие от предшествующих работ в данной работе мы используем минимальный набор экспериментальных данных и избегаем в использовании чисто феноменологические зависимости.

Итак, данная работа имеет следующую структуру.

Во **второй главе** рассмотрены основные характеристики солнечного ветра, необходимые для расчета силы давления плазмы солнечного ветра.

**Третья глава** посвящена прецизионному расчету силы давления плазмы солнечного ветра, действующей на сферическую частицу хвоста кометы, а также эффективного давления и механического потенциала давления плазмы солнечного ветра.

В **четвертой главе** представлен численный анализ полученных результатов, проводится сравнение со световым давлением, действующим на силикатную частицу хвоста кометы.

Финальная часть работы представлена **заключением**, в котором резюмируются итоги проведенной работы.

## Глава 2

# Солнечный ветер и его основные характеристики

Согласно работе [1], *солнечный ветер* – стационарное расширение солнечной короны – был предсказан американским астрофизиком Ю. Паркером на основании анализа гидродинамической модели солнечной атмосферы.

Непосредственно земному наблюдателю *солнечный ветер* представляется потоками плазмы, генерируемыми солнечной короной и излучаемыми в околосолнечное пространство, и сопровождающим их магнитным полем.

Плазма состоит из электронов и положительно заряженных ионов: протонов (95%),  ${}^4_2\text{He}$  - ионов ( $\alpha$  - частиц)<sup>1</sup> (4%) и высокоионизированных атомов более тяжелых химических элементов ( $\sim 1\%$ ).

Основные количественные характеристики солнечного ветра, определенные на расстоянии равном 1 а. е., представлены в таблице 2.1.

Анализ прямых измерений солнечного ветра позволяет установить его иерархическую структуру, если в качестве определяющей величины принять плотность энергии для разных элементов. Главным элементом солнечного ветра является поток плазмы (протонов и электронов). Он характеризуется давлением  $10^{-8}$  эрг  $\cdot$  см<sup>-3</sup>. Следующим по значению оказывается магнитное поле. Его давление обычно составляет  $10^{-10}$  эрг  $\cdot$  см<sup>-3</sup>, но иногда может достигать  $10^{-8}$  эрг  $\cdot$  см<sup>-3</sup>.

Важную информацию о солнечном ветре дают измерения электрических полей. Прямые измерения электрических полей плазменных волн в солнечном ветре дают значения порядка нескольких милливольт на метр. Однако есть основания считать, что реальные поля в отсутствие спутника Земли значительно больше (в  $10^2$  -  $10^3$  раз).

---

<sup>1</sup>Согласно работам [2], [3], [4] было отмечено, что концентрация  $\alpha$  - частиц составляет 5 % от концентрации протонов  $n_p$  с энергией 0.5 кэВ (см. таблицу 2.1). Измеренное отношение "направленных" скоростей ионов гелия и протонов равно 1. Таким образом, почти 20 % кинетической энергии солнечного ветра приходится на  $\alpha$  - частицы. Средние скорости теплового движения  $\alpha$  - частиц и протонов равны [5]. Поэтому температура  $\alpha$  - частиц в 4 раза больше температуры протонов солнечного ветра. Но это отношение изменяется в довольно широких пределах.

Параметр	Среднее	Средне- квadr. отклон.	Параметр	Среднее	Средне- квadr. отклон.
$n_p, (1/\text{см}^3)$	7.0	3.3	$\alpha^\circ$	0	3.3
$n_e, (1/\text{см}^3)$	7.2	3.6	$\beta$	0.95	0.74
$V_H, (\text{км/с})$	400	72	$\Phi, 10^8 (1/(\text{с} \cdot \text{см}^2))$	3.0	1.8
$T_p, 10^4 \text{ К}$	9.1	4	$\varepsilon_k, 10^{-8} (\text{эрг/см}^3)$	1.0	0.73
$T_e, 10^5 \text{ К}$	1.40	0.32	$\varepsilon_t, 10^{-10} (\text{эрг/см}^3)$	1.2	1.0
$B, \text{нТл}$	5.2	4.2			

Таблица 2.1: Основные количественные характеристики солнечного ветра.

Здесь  $n_p$ ,  $n_e$  – средние концентрации протонов и электронов соответственно,  $V_H$  – наиболее вероятная скорость потока солнечного ветра,  $T_p$ ,  $T_e$  – температуры электронов и протонов,  $B$  – межпланетное магнитное поле,  $\alpha$  – угол отклонения потока от радиального направления,  $\beta$  – отношение теплового давления протонов к магнитному давлению,  $\Phi$  – поток частиц,  $\varepsilon_k$  – плотность кинетической энергии радиального движения протонов,  $\varepsilon_t$  – плотность тепловой энергии протонов.

В работе [1] было показано, что главным источником самого существования корпускулярного потока солнечного ветра является процесс передачи тепла из внешней конвективной зоны Солнца в межпланетное пространство.

В работе [6] было отмечено, что если протоны распространяются радиально от Солнца и их пространственная скорость значительно больше средней тепловой скорости, в силу чего они теряют всякую связь с короной, то у электронов наблюдается обратная картина: здесь тепловая скорость значительно больше пространственной, так что электроны двигаются вдоль магнитных силовых линий, сохраняя контакт с солнечной короной, при этом они дрейфуют с протонами солнечного ветра.

Отметим также, что высокая тепловая проводимость электронов быстро смазывается любой пространственной или временной флуктуацией в электронной температуре, которая может быть вызвана межпланетными штормами или взаимодействием с потоками плазмы, в то время как температура протонов остается на определенном уровне длительный период.

Если полагать, что наиболее вероятная скорость дрейфа электронов равна 400 км/с, как и у протонов, то отношение импульсов, переносимых протоном и электроном в радиальном направлении, есть

$$\frac{p_p}{p_e} = \frac{m_p V}{m_e V} = \frac{m_p}{m_e} = 1835.35. \quad (2.1)$$

Следовательно, при радиальном движении основную часть импульса переносят протоны и  $\alpha$ -частицы.

Хотя средняя тепловая скорость электронов для указанного значения  $T_e$  составляет  $2.33 \cdot 10^3$  км/с, но импульс по-прежнему очень мал, и, кроме того, хаотический характер движения электронов приводит к нулевому значению

для силы давления со стороны электронов на частицу хвоста кометы. Поэтому для вычисления силы давления, оказываемой солнечным ветром, необходимо учитывать влияние лишь протонов и  $\alpha$  - частиц.

Скорости потоков указанных частиц, как правило, равны и заключены в пределах

$$10^2(\text{км/с}) < v_{SW} < 10^3(\text{км/с}). \quad (2.2)$$

При этом кинетическая энергия частиц заключена в пределах:

$$\left. \begin{aligned} 0.052(\text{кэВ}) &\leq E_p \leq 5.222(\text{кэВ}) \\ 0.207(\text{кэВ}) &\leq E_\alpha \leq 20.710(\text{кэВ}) \end{aligned} \right\}. \quad (2.3)$$

Подробные сведения об измерениях параметров солнечного ветра можно найти в работах [2]-[12].

## 2.1 Спектральная плотность потока частиц солнечного ветра

Одной из важнейших динамических характеристик плазмы солнечного ветра является *спектральная плотность потока* частиц солнечного ветра, которая определяется как отношение числа частиц солнечного ветра ( $dN$ ) с энергией, заключенной в малом интервале ( $E, E + dE$ ), проходящих через единичную площадку ( $dS$ ) за единицу времени ( $dt$ ), к величине площадки, указанному интервалу времени и интервалу энергий:

$$j(E) = \frac{dN}{dS dt dE}. \quad (2.4)$$

Согласно результатам анализа экспериментальных данных ([7]), распределение протонов и  $\alpha$ -частиц по энергии в низшем приближении может быть удовлетворительно описано функцией Максвелла (пренебрегая взаимодействием между частицами):

$$\frac{dN}{N} = \left( \frac{2}{\sqrt{\pi}} \right) \frac{\sqrt{E}}{(kT)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{E}{kT}} dE. \quad (2.5)$$

Учитывая определение объемной концентрации частиц ( $n$ ) с энергией, заключенной в интервале ( $E, E + dE$ ) и выражение (2.5), плотность потока  $j(E)$  можно представить в виде:

$$j(E) = \left( \frac{2}{\sqrt{\pi}} \right) \frac{n\sqrt{E}}{(kT)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{E}{kT}} \frac{\Delta V}{\Delta S \Delta t} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{n\sqrt{E}}{(kT)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{E}{kT}} v = 2\sqrt{\frac{2}{\pi m}} \frac{nE}{(kT)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{E}{kT}}. \quad (2.6)$$



Здесь  $\Delta V$  – малый объем, занимаемый частицами. В случае изотропного потока частиц от Солнца спектральная плотность потока на расстоянии  $r_P$  от геометрического центра Солнца определится выражением вида:

$$j(E) = \left(\frac{a}{r_P}\right)^2 j_{\oplus}(E) = \left(\frac{a}{r_P}\right)^2 2\sqrt{\frac{2}{\pi m}} \frac{n_{\oplus} E}{(kT_{\oplus})^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{E}{kT_{\oplus}}}. \quad (2.7)$$

Здесь индекс " $\oplus$ " характеризует физические величины, определяемые на расстоянии, равном  $a=1$  а.е. =  $1.496 \cdot 10^8$ (км).

Как показывают экспериментальные исследования [7], температура и средняя скорость частиц почти не изменяются с расстоянием от центра Солнца, это связано с наличием мощных источников энергии плазмы. Указанный факт "упрочняет" границы применимости распределения Максвелла в определении  $j(E)$ .

## Глава 3

# Сила и потенциал давления солнечного ветра

В настоящей главе будет представлен расчет силы давления (и соответствующего ей эффективного давления и потенциала), обусловленной потоком плазмы солнечного ветра, действующей на силикатную частицу сферической формы.

### 3.1 Определение модели физической системы

В данном параграфе определим модель физической системы, которую будем использовать для вычисления силы давления плазмы солнечного ветра на сферическую частицу, используя основные характеристики и свойства тяжелых нерелятивистских заряженных частиц, изложенных в главе 2.

1. Как было отмечено в главе 2, основными переносчиками импульса в солнечном ветре являются протоны и  $\alpha$ -частицы, которым присвоим индексы  $i = 1$  и  $i = 2$  соответственно. Средние температуры радиального дрейфа данных частиц на расстоянии 1 а.е. примем равными  $T_p = 9.1 \cdot 10^6$  К,  $T_\alpha = 3.64 \cdot 10^7$  К, средние концентрации  $n_p = 7$  (1/см<sup>3</sup>),  $n_\alpha = 0.35$  (1/см<sup>3</sup>). Вкладом электронов и тяжелых ионов будем в дальнейшем пренебрегать.
2. Будем считать, что потоки солнечного ветра изотропны и характеризуются для  $i$ -го сорта частиц спектральной плотностью потока  $j_i(E)$ , определяемой выражением (2.7). Импульсы всех частиц сонаправлены с осью  $OZ$ .
3. Как отмечалось в главе 2, энергия протонов и  $\alpha$ -частиц заключена в интервалах (2.3).
4. Силикатную частицу хвоста кометы будем представлять шаром радиуса  $R_p$  из оптически однородной среды с показателем преломления  $n$ .

### 3.2 Вычисление силы и потенциала давления солнечного ветра для сферической частицы

В данном параграфе будет найдено аналитическое выражение для силы давления плазмы солнечного ветра, действующей на сферическую частицу радиуса  $R_P$ .

Согласно второму и третьему законам Ньютона сила давления определится как

$$\vec{F} = - \sum_{i=1}^2 \frac{\Delta \vec{P}_i}{\Delta t}, \quad (3.1)$$

где  $\Delta \vec{P}_i$  – изменение импульса, претерпеваемое системой частиц  $i$ -го сорта (с массой покоя, не равной нулю), падающих на силикатную частицу и поглощаемых последней за промежуток времени  $\Delta t$ .

Выберем в качестве начала отсчета точку  $O$ , совпадающую в начальный момент времени с центром частицы, и систему координат так, как показано на рисунке 3.1. Тогда выражение (3.1) можно переписать в проекциях на координатные оси следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \text{OX: } F_x &= - \sum_{i=1}^2 \frac{\Delta P_{x_i}}{\Delta t} \\ \text{OY: } F_y &= - \sum_{i=1}^2 \frac{\Delta P_{y_i}}{\Delta t} \\ \text{OZ: } F_z &= - \sum_{i=1}^2 \frac{\Delta P_{z_i}}{\Delta t} \end{aligned} \right\}, \quad (3.2)$$

где  $\Delta P_{\{x,y,z\}_i}$  – проекции изменения импульса системы частиц  $i$ -го сорта, падающих на частицу хвоста кометы и поглощаемых последней за промежуток времени  $\Delta t$ .

Рассмотрим процесс падения частицы  $i$ -го сорта на площадку  $S$  (см. рис. 3.1), где  $S$  – площадь геометрического сечения частицы. Будем полагать, что поток плазмы распространяется вдоль оси  $OZ$ .

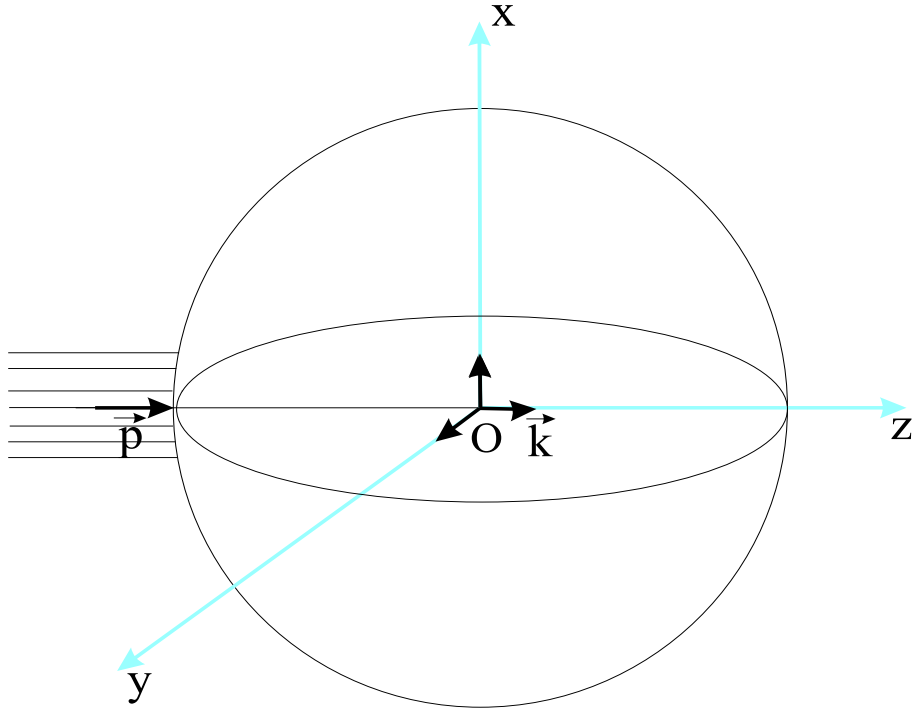
Проекции изменения импульса частицы  $i$ -го сорта, прошедшей через границу "вакуум-среда", определяются соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \Delta p_{x_i} &= p'_{x_i} - p_{x_i} = 0 \\ \Delta p_{y_i} &= p'_{y_i} - p_{y_i} = 0 \\ \Delta p_{z_i} &= p'_{z_i} - p_{z_i} = -p_i \end{aligned} \right\}. \quad (3.3)$$

Здесь  $p_i = \sqrt{2m_i E_i}$  – начальный импульс заряженной частицы, где  $m_i$  – масса частицы  $i$ -го сорта,  $E_i$  – энергия частицы  $i$ -го сорта,  $p'_{\{x,y,z\}_i} = 0$  – импульс заряженной частицы в среде частицы хвоста кометы.

Определим спектральный поток частиц  $i$ -го сорта через площадку  $S$  следующим выражением:

$$d\Phi_i(E) = j_i(E) S dE. \quad (3.4)$$

Рис. 3.1: Падение частицы  $i$ -го сорта на силикатную частицу

$d\Phi_i(E)$  есть число частиц  $i$ -го сорта, падающих на площадку  $S$  за единицу времени с энергией, заключенной в интервале  $(E, E + dE)$ .

Следовательно, изменение импульса, создаваемое системой частиц  $i$ -го сорта, падающих на площадку  $S$  за единицу времени с энергией  $(E, E + dE)$  и прошедших через поверхность частицы хвоста кометы, можно записать:

$$\left. \begin{aligned} dP_{x_i} &= d\Phi_i(E)\Delta p_{x_i} = 0 \\ dP_{y_i} &= d\Phi_i(E)\Delta p_{y_i} = 0 \\ dP_{z_i} &= d\Phi_i(E)\Delta p_{z_i} = -p_i j_i(E) S dE \end{aligned} \right\}. \quad (3.5)$$

Следовательно,

$$\left. \begin{aligned} \Delta P_{x_i} &= \Delta t \int dP_{x_i} = 0 \\ \Delta P_{y_i} &= \Delta t \int dP_{y_i} = 0 \\ \Delta P_{z_i} &= \Delta t \int dP_{z_i} = \Delta t \int (-p_i) j_i(E) S dE = \\ &= -\pi R_P^2 \Delta t \int p_i j_i(E) dE = -\pi R_P^2 \sqrt{2m_i} \Delta t \int \sqrt{E_i} j_i(E) dE \end{aligned} \right\}.$$

В итоге сила давления плазмы солнечного ветра представляется в виде:

$$F = \sum_{i=1}^2 F_i, \quad (3.6)$$

где

$$F_i = -\frac{\Delta P_{z_i}}{\Delta t} = \pi R_P^2 \sqrt{2m_i} \int_{E_{i \min}}^{E_{i \max}} \sqrt{E_i} j_i(E) dE. \quad (3.7)$$

Подставляя выражение для спектральной плотности потока частиц  $i$ -го сорта (2.7) в (3.7), получаем:

$$F_i = \pi R_P^2 \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{a}{r_P} \right)^2 \frac{n_i}{(kT_i)^{\frac{3}{2}}} \int_{E_{i \min}}^{E_{i \max}} E_i^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_i}{kT_i}} dE. \quad (3.8)$$

Вычисляя интеграл с помощью *Mathematica 5.0* (пределы интеграла определяются выражением (2.3)) и подставляя в (3.8) численные значения параметров  $n_i$  и  $T_i$  для каждого сорта частиц, получаем следующие выражения для силы давления протонов и  $\alpha$ -частиц на силикатную частицу хвоста кометы, а также результирующую силу давления плазмы солнечного ветра на данную частицу:

$$F_p = K_1 \left( \frac{R_P}{r_P} \right)^2, \quad \text{где } K_1 = 1.81521 \cdot 10^{14} \text{ (H)}, \quad (3.9)$$

$$F_\alpha = K_2 \left( \frac{R_P}{r_P} \right)^2, \quad \text{где } K_2 = 3.62685 \cdot 10^{13} \text{ (H)}, \quad (3.10)$$

$$F = F_p + F_\alpha = K_3 \left( \frac{R_P}{r_P} \right)^2, \quad \text{где } K_3 = 2.17789 \cdot 10^{14} \text{ (H)}. \quad (3.11)$$

Отметим основные особенности полученного результата:

- во-первых, из (3.11) очевидно, что сила давления плазмы солнечного ветра прямо пропорциональна квадрату радиуса частицы, следовательно, прямо пропорциональна площади ее поверхности;
- во-вторых, сила давления плазмы обратно пропорциональна квадрату расстояния от геометрического центра Солнца до частицы подобно силе притяжения, т. е. сила давления носит центральный характер. Поэтому по аналогии с силой притяжения можно построить эффективную потенциальную энергию действия плазмы солнечного ветра на частицу.

Нетрудно показать, что

$$U_{eff}^{SW} = r_P \cdot F = K_3 \frac{R_P^2}{r_P}, \quad (3.12)$$

где  $r_P$  – гелиоцентрическое расстояние частицы хвоста кометы. Данный потенциал может быть использован при поиске закона движения силикатной частицы хвоста кометы.

Давление заряженных частиц  $i$ -го сорта (парциальное давление) на сферическую частицу хвоста кометы определяется выражением:

$$P_i^{SW} = \frac{F_i}{\pi R_P^2} = \sqrt{2m_i} \int_{E_{i \min}}^{E_{i \max}} \sqrt{E_i} j_i(E) dE. \quad (3.13)$$

Подставляя выражение (3.8) в (3.13), получаем:

$$P_i^{SW} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{a}{r_P} \right)^2 \frac{n_i}{(kT_i)^{\frac{3}{2}}} \int_{E_{i \min}}^{E_{i \max}} E_i^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_i}{kT_i}} dE. \quad (3.14)$$

Подставляя в (3.14) численные значения параметров  $n_i$ ,  $T_i$  и значение интеграла для каждого сорта частиц, получаем следующие выражения для давления протонов и  $\alpha$ -частиц на силикатную частицу хвоста кометы:

$$P_p^{SW} = \frac{K_4}{r_P^2}, \quad \text{где } K_4 = 5.77798 \cdot 10^{13} \text{ (H)}, \quad (3.15)$$

$$P_\alpha^{SW} = \frac{K_5}{r_P^2}, \quad \text{где } K_5 = 1.15446 \cdot 10^{13} \text{ (H)}. \quad (3.16)$$

Полное давление плазмы солнечного ветра на силикатную частицу представляется в виде:

$$P^{SW} = \sum_{i=1}^2 P_i^{SW} = P_p^{SW} + P_\alpha^{SW} = \frac{K_6}{r_P^2}, \quad \text{где } K_6 = 6.93244 \cdot 10^{13} \text{ (H)}. \quad (3.17)$$

# Глава 4

## Результаты вычислений и их анализ

В данной главе будут представлены численные результаты для силы давления плазмы солнечного ветра, действующей на сферическую частицу хвоста кометы, соответствующего эффективного давления, а также будет проведен сравнительный анализ эффективного светового давления и давления плазмы, действующих на частицу из пироксена, принадлежащую хвосту кометы, на гелиоцентрическом расстоянии 1 а.е.

На рис. 4.1, 4.2 представлены кривые, определяющие зависимости силы давления плазмы для каждой компоненты солнечного ветра (протонов и  $\alpha$ -частиц) и результирующей силы от радиуса силикатной частицы в случае больших и малых частиц. Очевидно, что по мере роста радиуса корпскулы все больше частиц солнечного ветра поглощаются последней. Это приводит к увеличению силы давления, которая обусловлена изменением импульса частиц данного сорта, поглощенных корпскулой. Как следует из рис. 4.1, 4.2, протоны активнее поглощаются средой корпскулы, чем  $\alpha$ -частицы, на всем интервале значений  $R_P$  (мы исследуем поведение кривых при  $10^{-5} \leq R_P \leq 100$  (м)). Очевидно, что протонная составляющая вносит существенный вклад в определение результирующей силы давления солнечного ветра на сферическую частицу хвоста кометы.

При определении эффективного давления зависимость от  $R_P$  исчезает, и давление (как парциальные, так и полное) становится постоянным на всем интервале значений радиусов силикатной частицы, находящейся на определенном гелиоцентрическом расстоянии (см. рис. 4.3). Для протонной составляющей оно достигает  $2.6 \cdot 10^{-9}$  (Па) для  $r_P = 1$  а.е. Согласно экспериментальным исследованиям, проведенным с помощью спутников Вега-3 и Вега-4 [1], [13], давление протонов солнечного ветра заключено в интервале  $(0.35 - 2.6) \cdot 10^{-9}$  (Па) (предел изменения 90% данных). Из сопоставления результатов следует, что данная модель дает корректное значение давления протонной составляющей. Для  $\alpha$ -частиц оценки эффективного давления плазмы более грубые и характеризуются средним значением  $0.2 \cdot 10^{-9}$  (Па), в то время как наша

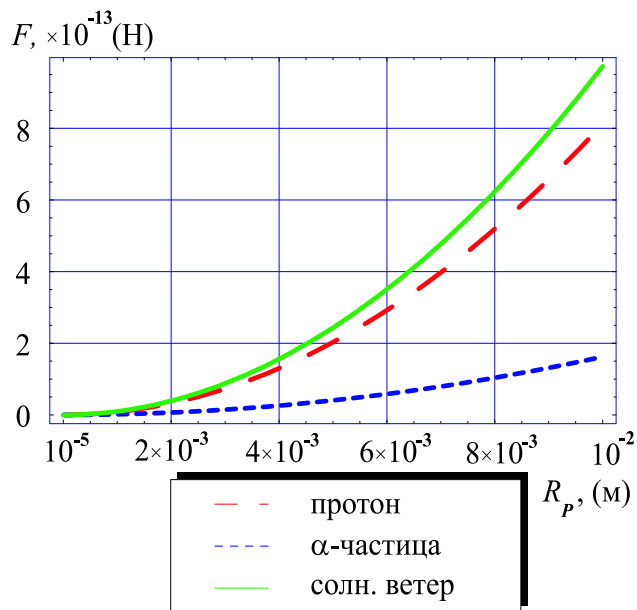


Рис. 4.1: Зависимость силы давления солнечного ветра от радиуса частицы  $R_p$  в случае маленьких частиц для значений параметров, определенных в модели § 3.1

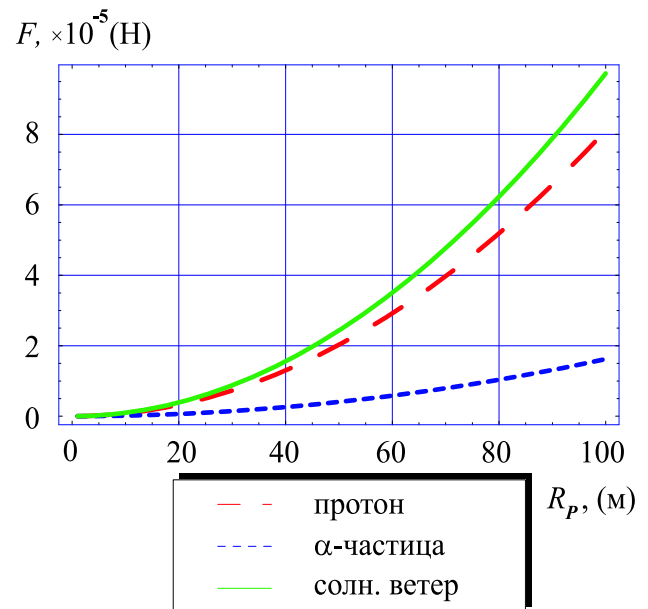


Рис. 4.2: Зависимость силы давления солнечного ветра от радиуса частицы  $R_p$  в случае больших частиц для значений параметров, определенных в модели § 3.1

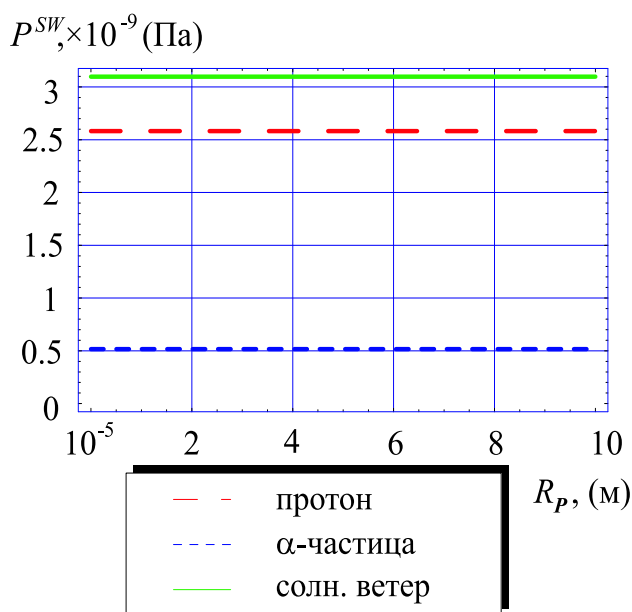


Рис. 4.3: Зависимость полного и парциальных давлений солнечного ветра от радиуса частицы  $R_p$  для значений параметров, определенных в модели § 3.1

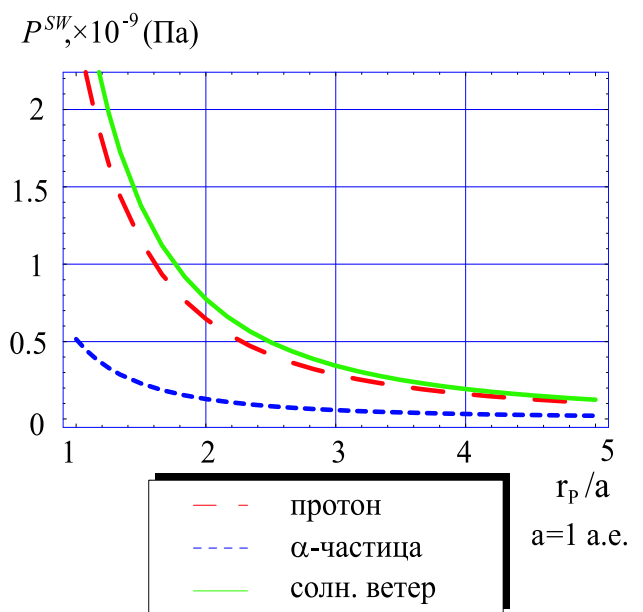


Рис. 4.4: Зависимость полного и парциальных давлений солнечного ветра от гелиоцентрического расстояния частицы  $r_p$  для значений параметров, определенных в модели § 3.1

модель дает значение  $0.5 \cdot 10^{-9}$  (Па) для  $r_p = 1$  а.е. В силу большой ошибки эксперимента (к сожалению, она нам неизвестна) возможно, что последний результат укладывается в рамки экспериментально допустимых значений. При этом полное давление солнечного ветра достигает значения  $3.1 \cdot 10^{-9}$  (Па)



для  $r_P = 1$  а.е. Вновь протонная составляющая вносит существенный вклад в определение полного давления солнечного ветра на сферическую частицу хвоста кометы.

Не менее интересна зависимость давления солнечного ветра от гелиоцентрического расстояния силикатной частицы хвоста кометы. На рис. 4.4 представлены кривые (для полного и парциальных давлений), характеризующие данную зависимость. Очевидно, что с увеличением гелиоцентрического расстояния эффективное давление плазмы уменьшается и за орбитой Юпитера ( $r_P > 5$  а.е.) уже составляет менее  $0.2 \cdot 10^{-9}$  (Па).

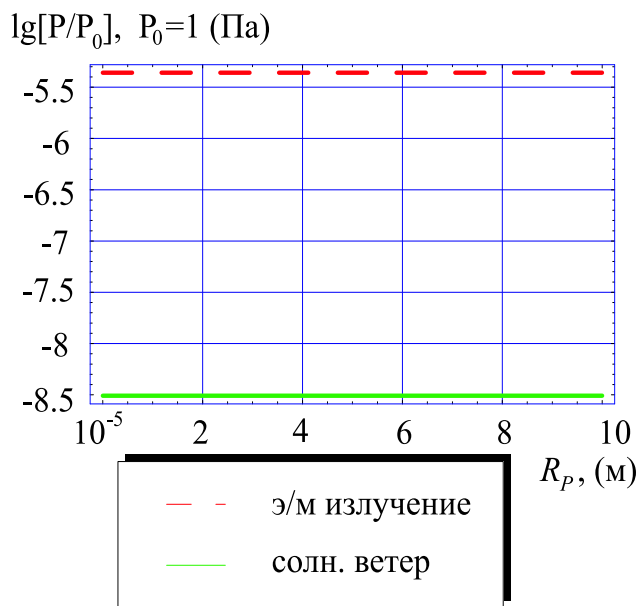


Рис. 4.5: Зависимость эффективного светового давления и давления солнечного ветра от радиуса частицы  $R_p$  для случая  $n = 1.577$ ,  $r_P = 1$  а.е.,  $T_{sun} = 5777.11$  К и значений параметров, определенных в модели § 3.1

На рис. 4.5 представлена зависимость давления плазмы солнечного ветра для сферической частицы из пироксена от радиуса последней в сравнении с эффективным световым давлением, действующим на данную частицу, для  $r_P = 1$  а.е. Очевидно, что давление плазмы почти на три порядка меньше светового давления, и, следовательно, нет необходимости его сравнивать с силой притяжения Солнца. На разных гелиоцентрических расстояниях для любых радиусов частиц отношение светового давления к давлению солнечного ветра остается постоянным и составляет 1414 раз. Это свидетельствует о том, что ключевую роль в формировании пылевых хвостов комет играет исключительно световое давление.

Полученные результаты являются оригинальными и очень важными в понимании природы давления солнечного ветра на частицы кометных хвостов и использовании последних в качестве зондов солнечной активности. К сожалению, нам не довелось встретить аналоговых работ по указанной тематике, поэтому невозможно провести сравнительный анализ результатов теоретических подходов к решению задачи.

# Глава 5

## Заключение

В данной работе получены и представлены следующие основные результаты.

- Представлены основные характеристики солнечного ветра, которые были задействованы для решения поставленных задач. Явно определена спектральная плотность потока заряженных частиц солнечного ветра.
- Проведен прецизионный расчет силы давления плазмы солнечного ветра и соответствующего эффективного давления на пылевые частицы хвоста кометы. Получены аналитические выражения для силы давления плазмы солнечного ветра, действующей на сферическую частицу из пироксена, и соответствующего эффективного давления на основе разработанной модели в § 3.1.
- Данная сила и соответствующее эффективное давление исследованы на примере зависимостей от радиуса частицы  $R_P$ , гелиоцентрического расстояния частицы  $r_P$ . Показано, что основной вклад в силу давления дают протоны. Установлено, что давление солнечного ветра не зависит от радиуса частицы и существенно убывает с увеличением гелиоцентрического расстояния частицы. Проведен сравнительный анализ давления солнечного ветра со световым давлением, действующим на силикатную частицу хвоста кометы, находящейся на гелиоцентрическом расстоянии 1 а.е.
- Показано, что сила давления солнечного ветра является потенциальной и центральной, т.е. имеет зависимость от гелиоцентрического расстояния  $r_P$  вида  $O(\frac{1}{r_P^2})$  аналогично силе притяжения Солнца. По аналогии с потенциалом центрального поля сил тяготения тела со сферически-симметричным распределением массы был построен механический потенциал давления солнечного ветра. Путем построения данного потенциала осуществляется учет действия давления плазмы на частицу хвоста кометы при поиске законов движения последней в окосолнечном пространстве в рамках формализмов Лагранжа и Гамильтона.

- Полученные результаты могут быть использованы при высокоточном вычислении законов движения корpusкулы хвоста кометы, исследовании физических характеристик как самой кометы, так и ближних окрестностей Солнечной системы, Солнца.

# Литература

- [1] А.Д. Чертков Солнечный ветер и внутреннее строение Солнца // М.: Наука, 1985. – 200 с.
- [2] А.Дж. Хундхаузен Расширение короны и солнечный ветер // М.: Мир, 1976. – 302 с.
- [3] S. Cuperman Plasma fluid aspects of the solar wind // Space Sci. Rev., vol. **26**, N **3**, 1980. P. 277-315.
- [4] S. Cuperman Solar wind models // In: Solar wind four rep. N МРАЕ-W-100-81-31. Garching, FRG, 1981. P. 13-27.
- [5] В.А. Коваленко Солнечный ветер // М.: Наука, 1983. – 272 с.
- [6] J.A. Newbury, C.T. Russell, J.L. Phillips, S.P. Gary Electron temperature in the ambient solar wind: typical properties and a lower bound at 1 AU.
- [7] Солнечный ветер // Сборник докладов под ред. Р.Дж. Маккина и М. Нейгебауэра, изд-во "Мир", Москва, 1968. – 440 с.
- [8] C.F. Kennel, F.L. Scarf, F.V. Coroniti et al. Nonlocal plasma turbulence associated with interplanetary shocks // J. Geophys. Res., vol. **87**, N **A1**, 1982. P. 17-34.
- [9] E. Marsch, K.H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer, R. Schwenn On the equation of state of solar wind ions derived from Helios measurements // J. Geophys. Res., vol. **88**, N **A4**, 1983. P. 2982-2993.
- [10] E. Marsch, K.H. Mühlhäuser, R. Schwenn et al. Solar wind protons: Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU // J. Geophys. Res., vol. **87**, N **A1**, 1982. P. 52-72.
- [11] E. Möbius, M. Scholer, D. Hovestadt, B. Klecker Comparison of helium and heavy ion spectra in  ${}^3\text{He}$ -rich solar flares with model calculations based on stochastic Fermi acceleration in Alfvén turbulence // Astrophys. J., vol. **259**, N **1**, pt **1**, 1982. P. 397-410.

- [12] S.J. Schwartz, M.F. Thomsen, J.T. Gosling Ions upstream of the Earth's bow shock: A theoretical comparison of alternative source populations // J. Geophys. Res., vol. **88**, N **A3**, pt **1**, 1983. P. 2039-2047.
- [13] М.И. Пудовкин, М.И. Козелов, В.П. Лазутин, О.А. Трошичев, О.А. Чертков Физические основы прогнозирования магнитосферных возмущений // Наука, 1977. – 308 с.