

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ СКОРОСТЕЙ ПЫЛИ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ НА ЕЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВНУТРИ ГЕЛИОСФЕРЫ

© 2021 г. Е. А. Годенко^{1,2,3*}, В. В. Измоденов^{1,2,3}

¹Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Московский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия

³Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27.08.2020 г.

После доработки 18.11.2020 г.; принята к публикации 26.11.2020 г.

Межзвездная пыль проникает в гелиосферу из-за относительного движения Солнца в локальной межзвездной среде. На частицы межзвездной пыли в гелиосфере действуют электромагнитные силы, сила гравитационного притяжения и сила радиационного давления. Внутри гелиосферы и на ее границах, где солнечный ветер взаимодействует с плазмой межзвездной среды, распределение частиц межзвездной пыли меняется из-за действия этих сил и становится существенно неоднородным. В нашей предыдущей работе было продемонстрировано существование особенностей в распределении концентрации межзвездной пыли на расстоянии ~ 0.03 – 10 а.е. от плоскости гелиосферного токового слоя. В настоящей статье исследуется влияние дисперсии в распределении частиц межзвездной пыли по скоростям и показано, что она сильно влияет на упомянутые особенности в распределении концентрации. Даже относительно небольшие величины дисперсии оказывают значительное влияние на распределение концентрации и сглаживают области повышенной концентрации, обнаруженные ранее.

Ключевые слова: пыль, гелиосфера, численные методы.

DOI: 10.31857/S0320010821010046

ВВЕДЕНИЕ

Локальная межзвездная среда движется относительно Солнца со скоростью ~ 26 км/с (Витте, 2004, МакКомас, 2015). Помимо плазменной и нейтральной компонент, локальная межзвездная среда содержит также пылевую компоненту (Манн, 2010). В отличие от частиц плазмы, нейтральные и пылевые частицы могут проникать в гелиосферу из-за относительного движения. Так, например, длина свободного пробега атомов водорода по перезарядке ~ 50 – 100 а.е. (Измоденов и др., 2000), что сопоставимо с характерным размером гелиосферы.

Присутствие межзвездных частиц в гелиосфере было впервые экспериментально подтверждено в работе Берто, Бламонт (1971) на основе анализа рассеянного солнечного излучения в линии Лайман-альфа ($L\alpha$). На космическом аппарате (КА) Улисс были впервые проведены прямые измерения потоков межзвездных атомов гелия (Витте и

др., 1992). В силу того, что длина свободного пробега межзвездных атомов гелия намного больше характерного размера гелиосферы, по измерениям межзвездных атомов гелия можно получать макроскопические параметры локальной межзвездной среды. В настоящее время прямые измерения межзвездных атомов водорода, кислорода и гелия проводятся на КА Interstellar Boundary Explorer (IBEX) с помощью прибора IBEX-Lo (см., например, Мёбиус и др., 2009; Катушкина и др., 2015; Балюкин и др., 2017). Также на КА SOHO (прибор SWAN) продолжают измерения интенсивности и спектральных характеристик рассеянного солнечного Лайман-альфа излучения (см., например, Кюэмэра и др., 2013). Для анализа экспериментальных данных в настоящее время используются различные модели гелиосферы (см., например, Измоденов, Алексашов, 2015, 2020; Погорелов и др., 2011; Зирнштейн и др., 2016).

Частицы межзвездной пыли — частицы, характерные размеры которых находятся в диапазоне от сотен нанометров до нескольких микрометров (Матис и др., 1977). По химическому составу в

* Электронный адрес: eg24@yandex.ru

гелиосфере обычно выделяют углеродные и кремниевые частицы (Дрэйл, 2009). Массовая доля межзвездной пыли от общей массы локальной межзвездной среды составляет $\approx 1\%$ (Манн, 2010). Из-за различных физических процессов (например, из-за фотоионизации или из-за столкновения с электронами) частицы межзвездной пыли приобретают положительный электрический заряд. Будучи заряженными, пылевые частицы испытывают влияние гелиосферного магнитного поля, что сильно усложняет динамику движения этих частиц по сравнению с динамикой движения межзвездных атомов (без учета перезарядки атомов с протонами).

Трудность обнаружения частиц межзвездной пыли была связана с наличием в гелиосфере межпланетной пыли, которая образуется из астероидов, комет и других крупных объектов. Поэтому для обнаружения межзвездных пылевых частиц на космическом аппарате Улисс (Грюн и др., 1994) необходимо было использовать направление потока межзвездной среды, которое к тому моменту уже было известно (по измерениям межзвездных атомов гелия). Более того, миссия Улисса была замечательна тем, что это был первый космический аппарат, траектория которого выходила из плоскости эклиптики, и, следовательно, процесс отделения частиц межзвездной пыли от частиц межпланетной пыли становился проще, поскольку межпланетная пыль находится преимущественно в плоскости эклиптики (например, частицы, образующие зодиакальный свет). Впоследствии параметры межзвездной пыли также определялись по измерениям, проведенным на космических аппаратах Галилео (Алтобелли и др., 2005) и Кассини (Алтобелли и др., 2007).

Теоретическое моделирование распределения межзвездной пыли началось с пионерских работ Берто, Бламонт (1976) и Леви, Йокипи (1976). Они исследовали отдельное влияние гравитационной и электромагнитной силы на распределение пылевых частиц в гелиосфере. Следующая волна интереса к изучению межзвездной пыли была связана с измерениями, полученными на КА Улисс. В серии работ Ландграф и др. (2000), Ландграф и др. (2003) были проанализированы эти измерения с помощью моделирования методом Монте-Карло. Они рассматривали совместное влияние гравитационной силы, силы радиационного давления и электромагнитных сил на частицы межзвездной пыли в присутствии нестационарного гелиосферного магнитного поля. Распределение межзвездной пыли и эффект фильтрации пылевых частиц на границе гелиосферы были исследованы в работах Чеховски, Манн (2003), Алексашов и др. (2016). В работе Славин и др. (2012) была построена трехмерная модель распределения межзвездной

пыли для двух различных конфигураций гелиосферного магнитного поля (фазы фокусировки и дефокусировки отдельно). Также в этой работе учитываются турбулентность межзвездного магнитного поля (благодаря которой у пылинок появляются дополнительные компоненты скорости) и зависимость поверхностного потенциала частиц пыли от гелиоцентрического расстояния. Современные исследования межзвездной пыли связаны с работами Стеркен и др. (2012), Стеркен и др. (2019), Страб и др. (2015), Страб и др. (2019). Используемые в этих работах модели распределения межзвездной пыли являются развитием более ранней модели Ландграфа и др. (2000). Они используют более совершенную технику численного счета, а также актуальные параметры межзвездной среды и гелиосферы, полученные из последних экспериментальных данных. Мищенко и др. (2020) применили лагранжевый метод (Осипцов, 2000) для изучения особенностей в распределении концентрации межзвездной пыли в гелиосфере. В упрощенной стационарной постановке, в которой гелиосферный токовый слой представляет собой плоскость, совпадающую с плоскостью солнечного экватора, было продемонстрировано существование сингулярностей в распределении концентрации. Они показали, что эти сингулярности образуют несколько плотных слоев частиц межзвездной пыли по обе стороны от плоскости токового слоя. Данные особенности не были обнаружены в предыдущих работах, посвященных изучению распределения межзвездной пыли в гелиосфере, поскольку в этих работах моделирование проводилось методом Монте-Карло, при использовании которого для поиска особенностей требуются сетки расчетной области чрезвычайно высокого разрешения. В этой работе мы используем сетку расчетной области, ячейки которой по одному из направлений имеют размер 10^{-3} а.е., а для исследования эффектов вблизи сингулярностей использовались ячейки размера 10^{-6} а.е.

Мищенко и др. (2020) использовали предположение, что в локальной межзвездной среде все частицы межзвездной пыли имеют одинаковую скорость. Однако из-за того, что пылевые частицы имеют положительный электрический заряд, они вступают во взаимодействие с межзвездным магнитным полем. Неоднородности межзвездного магнитного поля ведут к ускорению заряженных частиц (Хоанг и др., 2012), которое нарушает однородность в распределении частиц межзвездной пыли по скоростям в локальной межзвездной среде и вносит в это распределение дисперсию. Цель данной работы — исследовать влияние дисперсии в распределении частиц межзвездной пыли по скоростям на возникновение особенностей в распре-

делении концентрации в гелиосфере. В работе Славин др. (2012) также рассматривается дисперсия в невозмущенном потоке межзвездной пыли, однако ее влияние на возникновение особенностей они не исследуют, поскольку для вычислений используется сетка расчетной области гораздо более низкого разрешения, чем в настоящей работе — ячейки размером в 5 а.е. по каждому направлению.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Математическая постановка задачи

Для описания движения частиц межзвездной пыли в гелиосфере мы используем кинетический подход, который состоит в вычислении функции распределения межзвездной пыли по скоростям $f_d(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$. Кинетическое уравнение для поиска функции распределения $f_d(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$:

$$\frac{\partial f_d}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_d}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f_d}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (1)$$

где \mathbf{F} — результирующая сила, действующая на частицы пыли. В правой части (1) стоит 0, поскольку мы пренебрегаем упругими столкновениями частиц между собой и их взаимодействием с протонами и электронами в гелиосфере (Густафсон, 1994). В данной работе мы рассматриваем стационарную модель гелиосферного магнитного поля и стационарные граничные условия, поэтому решение кинетического уравнения также будет стационарным, $\frac{\partial f_d}{\partial t} = 0$:

$$\mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_d}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f_d}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (2)$$

Для корректной математической постановки нужно сформулировать граничные условия. В данном случае для того, чтобы понять, как распределение межзвездной пыли изменяется внутри области сверхзвукового солнечного ветра, мы предполагаем, что поток межзвездной пыли является невозмущенным за пределами внутренней ударной волны (Termination Shock, TS) — ударной волны, которая ограничивает область распространения сверхзвукового солнечного ветра в модели взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой. В дальнейшем это поможет нам отделить изменения распределения пыли в области взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой (Александров и др., 2016) от изменений в области сверхзвукового солнечного ветра. Поэтому граничное условие в физическом пространстве поставим на сфере радиуса r_{TS} , где r_{TS} — кратчайшее расстояние от Солнца до TS:

$$f_d(\mathbf{r}, \mathbf{v})|_{r=r_{TS}, \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_n > 0} = f_{TS}(\mathbf{v}), \quad (3)$$

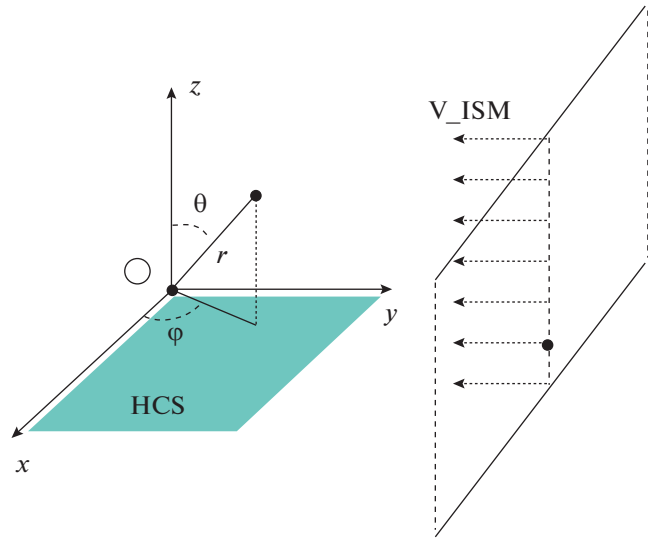


Рис. 1. Декартова система координат $Oxyz$. Начало координат O соответствует положению Солнца. Ось Oy направлена противоположно вектору скорости движения локальной межзвездной среды относительно Солнца \mathbf{v}_{ISM} . Ось Oz совпадает с осью вращения Солнца. Сферические координаты вводятся стандартным способом.

где $f_{TS}(\mathbf{v})$ — функция распределения межзвездной пыли за пределами TS, \mathbf{e}_n — вектор единичной внутренней нормали к сфере радиуса r_{TS} . В дальнейшем мы обсудим детально конкретный вид функции $f_{TS}(\mathbf{v})$.

Для завершения математической постановки задачи нужно также сформулировать граничное условие в пространстве скоростей:

$$f_d(\mathbf{r}, \mathbf{v})|_{v \rightarrow \infty} = 0. \quad (4)$$

Заметим, что каждая конкретная задача, которую можно описать с помощью математической постановки (2)–(4), будет определяться полем результирующей силы $\mathbf{F}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ и граничной функцией распределения $f_{TS}(\mathbf{v})$.

Анализ действующих сил

Введем декартову систему координат, как показано на рис. 1. На частицы пыли основное влияние оказывают четыре силы (Катушкина, Измоленов, 2019): центрально-симметричные силы гравитационного притяжения \mathbf{F}_{grav} и радиационного давления \mathbf{F}_{rad} , электромагнитная сила \mathbf{F}_{el} , а также сила трения \mathbf{F}_{drag} пылевых частиц с протонами, электронами и нейтральными атомами. Оценки показывают, что в гелиосфере силой \mathbf{F}_{drag} можно пренебречь (Густафсон, 1994).

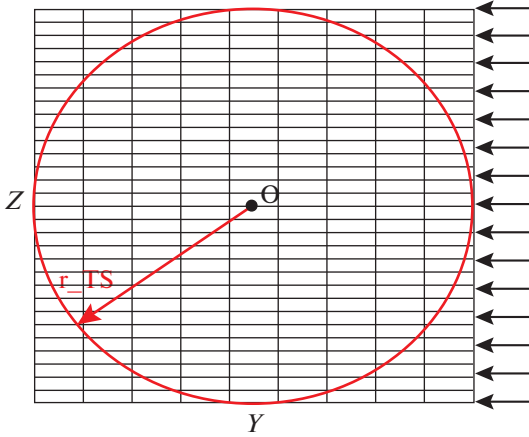


Рис. 2. Расчетная область — квадрат со стороной $2\hat{r}_{TS} = 2\frac{r_{TS}}{L_1}$, описанный около окружности радиуса $\hat{r} = \hat{r}_{TS}$ в плоскости $\hat{x} = 0$, где r_{TS} — расстояние от Солнца до TS. Ячейки расчетной области — прямоугольники размера $\Delta\hat{y} \times \Delta\hat{z}$.

Сила гравитационного притяжения \mathbf{F}_{grav} имеет следующий вид:

$$\mathbf{F}_{grav} = -\frac{GM_S}{r^2}\mathbf{e}_r, \quad (5)$$

где G — гравитационная постоянная, M_S — масса Солнца.

Поскольку вектор \mathbf{F}_{grav} коллинеарен вектору \mathbf{F}_{rad} , и абсолютные величины этих векторов пропорциональны r^{-2} , удобно ввести безразмерный параметр β , который является отношением абсолютных величин этих векторов:

$$\beta = \frac{|\mathbf{F}_{rad}|}{|\mathbf{F}_{grav}|}. \quad (6)$$

В данной работе для простоты мы рассматриваем частицы сферической формы. В этом случае параметр β зависит только от характеристик звезды и от массы частицы (см. Катушкина, Измоденов, 2019). Здесь мы используем зависимость $\beta = \beta(m)$ из Стеркен и др. (2012) (зеленая сплошная линия на рис. 14 из этой работы). Выражение для силы радиационного давления следующее:

$$\mathbf{F}_{rad} = \beta\frac{GM_S}{r^2}\mathbf{e}_r. \quad (7)$$

Силовые линии гелиосферного магнитного поля вморожены в солнечный ветер, поэтому если перейти в систему координат, связанную с солнечным ветром, то можно записать выражение для электромагнитной силы (в Гауссовой системе единиц), используя скорость пылевых частиц относительно солнечного ветра \mathbf{v}_{rel} :

$$\mathbf{F}_{el} = \frac{q}{c_0 m_d} (\mathbf{v}_{rel} \times \mathbf{B}). \quad (8)$$

Здесь $\mathbf{v}_{rel} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_p$, q — заряд частицы, c_0 — скорость света в вакууме, m_d — масса частицы, \mathbf{v}_p — скорость солнечного ветра, \mathbf{B} — гелиосферное магнитное поле. Заряд частицы выражается через поверхностный потенциал U_d и радиус частицы: $q = U_d a$. Потенциал U_d в сверхзвуковом солнечном ветре изменяется незначительно (рис. 2 из Алексашов и др., 2016, рис. 2 из Славин и др., 2012), поэтому для простоты мы полагаем его постоянным. При моделировании траекторий пылинок вне области сверхзвукового солнечного ветра, конечно, нужно учитывать изменения величины потенциала с гелиоцентрическим расстоянием, однако это выходит за рамки данной работы. Масса сферической частицы $m_d = \frac{4}{3}\rho_d \pi a^3$, где ρ_d — массовая плотность частиц. Солнечный ветер предполагается сферически-симметричным, распространяющимся с постоянной скоростью $\mathbf{v}_p = v_{sw}\mathbf{e}_r$. Для гелиосферного магнитного поля используется паркеровская модель:

$$B_r = \pm B_E \left(\frac{r_E}{r}\right)^2, \quad (9)$$

$$B_\phi = \mp \frac{B_E \Omega r_E}{v_{sw}} \left(\frac{r_E}{r}\right) \sin \theta, \\ B_\theta = 0,$$

где B_E — усредненная величина магнитного поля на орбите Земли, r_E — астрономическая единица, Ω — угловая скорость вращения Солнца. Знак \pm характеризует полярность магнитного поля в зависимости от положения относительно гелиосферного токового слоя. Здесь для простоты мы полагаем, что гелиосферный токовый слой является плоским (плоскость Oxy на рис. 1). В реальности это не так, поскольку существует ненулевой угол между осью вращения Солнца и его магнитной осью, поэтому гелиосферный токовый слой из-за вращения Солнца вокруг своей оси принимает форму “юбки балерины” (*ballerina skirt*). Также в данной работе мы предполагаем, что магнитное поле является стационарным, т.е. плоскость токового слоя в данной системе координат покоится, и в области $z > 0$ компонента магнитного поля $B_r < 0$, $B_\phi > 0$, а в области $z < 0$, наоборот, $B_r > 0$, $B_\phi < 0$. Однако на самом деле гелиосферное магнитное поле изменяется в течение 22-летнего цикла солнечной активности и, в частности, изменяет свою полярность каждые 11 лет. В будущем мы планируем развить нашу модель на случай нестационарного магнитного поля.

Таким образом, можем записать поле результирующей силы, действующей на частицы пыли:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = (\beta - 1)GM_S \frac{\mathbf{e}_r}{r^2} + \frac{q}{c_0 m_d} [(\mathbf{v} - \mathbf{v}_p) \times \mathbf{B}]. \quad (10)$$

Граничное условие

В данной работе мы предполагаем, что вне TS частицы межзвездной пыли представляют из себя однородный поток частиц, движущийся со средней скоростью \mathbf{v}_{ISM} , в который внесена дисперсия по компоненте скорости v_z . Межзвездное магнитное поле имеет пространственные и временные неоднородности, которые служат источником ускорения заряженных частиц в межзвездной среде (Хоанг и др., 2012). Вследствие этого ускорения и возникает дисперсия в распределении межзвездной пыли по скоростям. Ниже будет показано, что относительно маленькие значения дисперсии только лишь по одной компоненте скорости v_z уже существенно влияют на результаты. Вид граничной функции распределения $f_{TS}(\mathbf{v})$:

$$f_{TS}(\mathbf{v}) = n_{ISM} \delta(v_x) \times \quad (11)$$

$$\times \delta(v_y + v_{ISM}) \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{v_z^2}{2\sigma_z^2}\right),$$

где δ — дельта-функция Дирака, σ_z — дисперсия по компоненте скорости v_z . При $\sigma_z \rightarrow 0$ выражение (11) вырождается в функцию распределения, соответствующую случаю, когда все частицы пыли имеют одинаковую скорость \mathbf{v}_{ISM} :

$$f_{TS}(\mathbf{v}) = n_{ISM} \delta(v_x) \delta(v_y + v_{ISM}) \delta(v_z), \quad (12)$$

и постановка задачи становится идентичной постановке задачи в работе Мищенко и др. (2020).

Славин и др. (2012) моделируют дисперсию с помощью добавления дополнительной скорости, лежащей в плоскости, перпендикулярной направлению межзвездного магнитного поля в области, откуда начинают свое движение пылевые частицы. Эта добавочная компонента скорости имеет фиксированную величину (3 км/с), но случайное направление в указанной плоскости. В настоящей работе мы моделируем дисперсию только по одной компоненте скорости v_z , однако за счет использования нормального распределения, величина добавочной компоненты будет отличаться для разных пылинок.

Безразмерная постановка задачи

В качестве характерной длины в данной задаче рассмотрим величину $L_1 = \frac{GM_S}{v_{ISM}^2}$, а в качестве характерной скорости — величину скорости движения локальной межзвездной среды v_{ISM} . Поскольку задача является линейной и однородной по $f_d(\mathbf{r}, \mathbf{v})$, то заменой $f_d \rightarrow \frac{f_d}{n_{ISM}}$ мы избавимся от параметра n_{ISM} , возникающего в (11). Тогда после обезразмеривания постановка задачи (2)–(4), (10), (11) примет вид

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{v}} \cdot \frac{\partial \hat{f}_d}{\partial \hat{\mathbf{r}}} + \hat{\mathbf{F}} \cdot \frac{\partial \hat{f}_d}{\partial \hat{\mathbf{v}}} = 0, \\ \hat{f}_d(\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{v}})|_{\hat{r}=\hat{r}_{TS}, \hat{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{e}_n > 0} = \delta(\hat{v}_x) \delta(\hat{v}_y + 1) \frac{1}{\hat{\sigma}_z \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\hat{v}_z^2}{2\hat{\sigma}_z^2}\right), \\ \hat{f}_d(\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{v}})|_{\hat{v} \rightarrow \infty} = 0, \end{cases} \quad (13)$$

где $\hat{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{r}}{L_1}$, $\hat{\mathbf{v}} = \frac{\mathbf{v}}{v_{ISM}}$, $\hat{f}_d = \frac{f_d}{v_{ISM}^3}$, $\hat{\mathbf{F}} = \frac{\mathbf{F}L_1}{v_{ISM}^2}$, $\hat{\sigma}_z = \frac{\sigma_z}{v_{ISM}}$, $\hat{r}_{TS} = \frac{r_{TS}}{L_1}$. Выпишем выражение для поля результирующей силы в безразмерном виде:

$$\hat{\mathbf{F}} = (\beta - 1) \frac{\mathbf{e}_r}{\hat{r}^2} + \quad (14)$$

$$+ \operatorname{sgn}(\hat{z}) \frac{v_{em}^2}{v_{ISM}^2} \left(\frac{v_{ISM}}{v_{sw}} \hat{\mathbf{v}} - \mathbf{e}_r \right) \times$$

$$\times \left(-\frac{L_\Omega}{L_1} \frac{\mathbf{e}_r}{\hat{r}^2} + \frac{\sin\theta}{\hat{r}} \mathbf{e}_\varphi \right),$$

где $L_\Omega = \frac{v_{sw}}{\Omega}$, $v_{em}^2 = \frac{qB_E \Omega r_E^2}{c_0 m_d}$. Таким образом, безразмерная постановка задачи содержит пять безразмерных параметров:

$$\hat{\sigma}_z, \beta, \varepsilon = \quad (15)$$

$$= \frac{v_{em}^2}{v_{ISM}^2} = \frac{3U_d B_E R_E^2 \Omega}{4\pi c_0 \rho_d a^2 v_{ISM}^2}, \frac{v_{ISM}}{v_{sw}}, \frac{L_\Omega}{L_1}.$$

Плоские траектории

Рассмотрим проекцию выражения (14) на ось Ox :

$$\hat{F}_x = (\beta - 1) \frac{\hat{x}}{\hat{r}^3} + \operatorname{sgn}(\hat{z}) \varepsilon \frac{\hat{x} \hat{z}}{\hat{r}^3} + \quad (16)$$

$$+ \operatorname{sgn}(\hat{z}) \varepsilon \frac{v_{ISM}}{v_{sw}} \left(-\frac{L_\Omega}{L_1} \frac{\hat{v}_y \hat{z} - \hat{v}_z \hat{y}}{\hat{r}^3} - \frac{\hat{v}_z \hat{x}}{\hat{r}^2} \right).$$

Поскольку значение безразмерного параметра $\frac{v_{ISM}}{v_{sw}} \approx 0.05 \ll 1$, то можем пренебречь соответствующим членом в (16), и тогда в упрощенном виде проекция безразмерной силы на ось Ox примет следующий вид:

$$\hat{F}_x = (\beta - 1) \frac{\hat{x}}{\hat{r}^3} + \text{sgn}(\hat{z}) \varepsilon \frac{\hat{x}\hat{z}}{\hat{r}^3}. \quad (17)$$

Значит, частицы, которые при пересечении TS имеют следующие начальные условия:

$$\hat{x}|_{TS} = 0, \quad \hat{v}_x|_{TS} = 0, \quad (18)$$

не покинут плоскость $\hat{x} = 0$ во время своего движения в гелиосфере, согласно теореме существования и единственности решения задачи Коши. Для простоты и наглядности в настоящей работе мы будем рассматривать только такие частицы, траектории которых целиком лежат в плоскости $\hat{x} = 0$.

Метод решения

Для решения кинетического уравнения мы используем метод Монте-Карло. Расчетная область разбивается на прямоугольные ячейки $\Delta\hat{y} \times \Delta\hat{z}$ (рис. 2), причем $\Delta\hat{z} \ll \Delta\hat{y}$, потому что слои с особенностями в распределении концентрации, найденные в Мищенко и др. (2020), ориентированы горизонтально. Более того, поскольку эти слои имеют приблизительно нулевую толщину, необходимо сильно уменьшить величину $\Delta\hat{z}$ для того, чтобы обнаружить эти особенности с помощью моделирования методом Монте-Карло.

Для каждой частицы межзвездной пыли ее начальное положение на сфере радиуса r_{TS} и начальная скорость генерируются случайным образом по функции распределения $f_{TS}(\mathbf{v})$ из (13). При движении каждой конкретной частицы пыли в гелиосфере мы фиксируем промежутки времени t_i , которые эта частица провела в ячейках сетки расчетной области ($t_i = 0$, если данная частица не попала в ячейку). Таким образом, согласно кинетическому определению функции распределения и концентрации, а также по закону больших чисел:

$$\frac{\hat{F}_0}{N} \sum_{i=1}^N \frac{t_i}{\Delta\hat{\mathbf{r}}_c \Delta\hat{\mathbf{v}}_c} \rightarrow f_d(\hat{\mathbf{r}}_c, \hat{\mathbf{v}}_c), \quad (19)$$

$$\frac{\hat{F}_0}{N} \sum_{i=1}^N \frac{t_i}{\Delta\hat{\mathbf{r}}_c} \rightarrow n_d(\hat{\mathbf{r}}_c). \quad (20)$$

Здесь N — количество рассмотренных частиц, $\hat{\mathbf{r}}_c, \hat{\mathbf{v}}_c$ — координаты центра ячейки в фазовом пространстве, $\Delta\hat{\mathbf{r}}_c$ — объем ячейки в физическом пространстве, $\Delta\hat{\mathbf{r}}_c \Delta\hat{\mathbf{v}}_c$ — объем ячейки в фазовом пространстве, \hat{F}_0 — поток частиц пыли, входящих

в расчетную область через границу в единицу времени в безразмерном виде:

$$\hat{F}_0 = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left(\int_{(\hat{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{e}_n) > 0} (\hat{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{e}_n) \hat{f}_{TS}(\hat{\mathbf{v}}) d\hat{\mathbf{v}} \right) \hat{r}_{TS} d\varphi = 2\hat{r}_{TS}. \quad (21)$$

Технические детали

В данной работе мы рассматриваем частицы радиуса 0.37 мкм. Для этих частиц $\beta = 1$, следовательно, гравитационная сила и сила радиационного давления в (14) взаимно уничтожаются.

Для расчетов мы использовали следующие численные значения параметров: $r_{TS} = 100$ а.е., $v_{ISM} = 26.4$ км/с, $M_S = 2 \times 10^{30}$ кг, $v_{sw} = 400$ км/с, $R_E = 1$ а.е., $U_d = +3$ В, $B_E = 30$ мкГ, $\rho_d = 2500$ кг/м³, $\Omega = 2.9 \times 10^{-6}$ с⁻¹.

Размер ячеек сетки расчетной области, если он не указан отдельно, составляет 0.1 а.е. \times 0.001 а.е. по направлениям Oy и Oz соответственно. Для решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих динамику движения пылевых частиц, используется метод Рунге—Кутты четвертого порядка.

Заметим также, что выбранное фиксированное положение гелиосферного токового слоя соответствует фазе фокусировки гелиосферного магнитного поля, т.е. случаю, когда траектории частиц межзвездной пыли прижимаются к плоскости токового слоя. Для этого выпишем проекцию на ось z силы, действующей на пылинки:

$$\hat{F}_z = (\beta - 1) \frac{\hat{z}}{\hat{r}^3} + \text{sgn}(\hat{z}) \varepsilon \left[-\frac{\hat{x}^2 + \hat{y}^2}{\hat{r}^3} + \frac{v_{ISM}}{v_{sw}} \left(-\frac{L_\Omega}{L_1} \frac{\hat{v}_x \hat{y} - \hat{v}_y \hat{x}}{\hat{r}^3} + \frac{\hat{v}_x \hat{x} + \hat{v}_y \hat{y}}{\hat{r}^2} \right) \right], \quad (22)$$

где вновь $\frac{v_{ISM}}{v_{sw}} \approx 0.05 \ll 1$, поэтому на больших гелиоцентрических расстояниях ведущим членом будет

$$-\text{sgn}(\hat{z}) \varepsilon \frac{\hat{x}^2 + \hat{y}^2}{\hat{r}^3}. \quad (23)$$

Видно, что в таком случае при $\hat{z} > 0$ компонента силы $\hat{F}_z < 0$, поэтому на частицы пыли будет действовать притягивающая к токовому слою сила. Аналогично при $\hat{z} < 0$ имеем $\hat{F}_z > 0$.

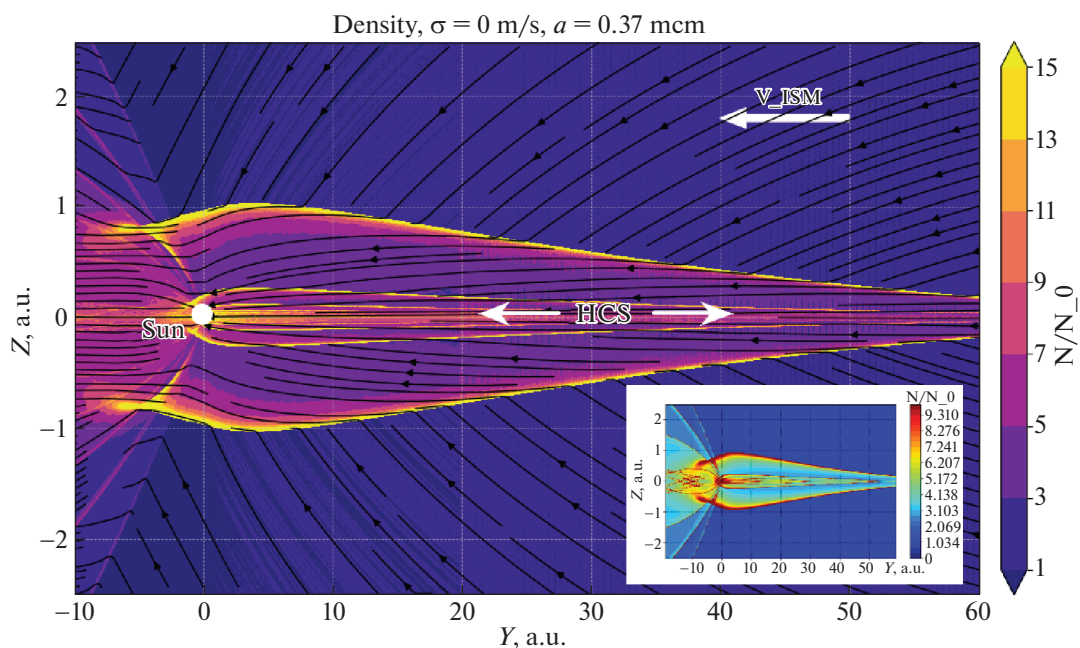


Рис. 3. Карта распределения концентрации (плоскость $x = 0$) при отсутствии дисперсии в граничном распределении. Тонкие структуры желтого цвета соответствуют каустикам. В правом нижнем углу аналогичное распределение из Мищенко и др. (2020). Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 2–3%. Размер частиц $a = 0.37$ мкм. Количество траекторий $N = 2\,000\,000$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Особенности в распределении концентрации

В работе Мищенко и др. (2020) было показано, что при отсутствии дисперсии в граничном распределении траектории частиц межзвездной пыли образуют *каустики*, на которых расположены особенности в распределении концентрации. Каустика представляет собой огибающую семейства траекторий пылевых частиц. По определению, каустика каждым своим сегментом касается бесконечного числа траекторий частиц, что и является причиной возникновения особенностей. Эти особенности можно относительно легко находить с помощью лагранжевого подхода (который использовался в работе Мищенко и др., 2020), однако в данном разделе мы покажем, что упомянутые особенности можно находить и с помощью метода Монте-Карло, хотя с вычислительной точки зрения это будет менее эффективно.

На рис. 3 продемонстрирована карта распределения концентрации межзвездной пыли вместе с линиями тока. Показана окрестность гелиосферного токового слоя. Симметричные структуры желтого цвета, которые ограничивают область повышенной концентрации, соответствуют каустикам. При моделировании методом Монте-Карло они представляют собой тонкие области, где происходит резкое увеличение концентрации (рис. 4). Внутри области, ограниченной каустиками, образуется

сложная структура, состоящая из множества локальных максимумов в распределении концентрации.

Поскольку сетка расчетной области состоит из ячеек конечного размера, для обнаружения особенностей в распределении концентрации при моделировании методом Монте-Карло необходима сетка очень высокого разрешения. На рис. 5 показано, как распределение концентрации межзвездной пыли вдоль линии ($x = 0, y = 2$) изменяется при варьировании размера ячейки расчетной сетки Δz . Концентрация межзвездной пыли в ячейке, содержащей точку каустики, увеличивается при уменьшении параметра Δz , поэтому в этой ячейке расположена особенность в распределении концентрации.

Механизм формирования каустик можно увидеть на следующем примере. Рассмотрим частицы, вылетающие из узкой щели на границе расчетной области (рис. 6). Трубка тока, образованная траекториями этих частиц, при приближении к Солнцу начинает сужаться, и в точке каустики ее ширина достигает минимального значения (ширина приблизительно в тысячу раз меньше, чем на границе расчетной области). Из закона сохранения массы

$$nv\Sigma = \text{const} \quad (24)$$

концентрация n достигает своего максимального значения в точке, где ширина Σ является минимальной, поскольку v (компонента скорости по

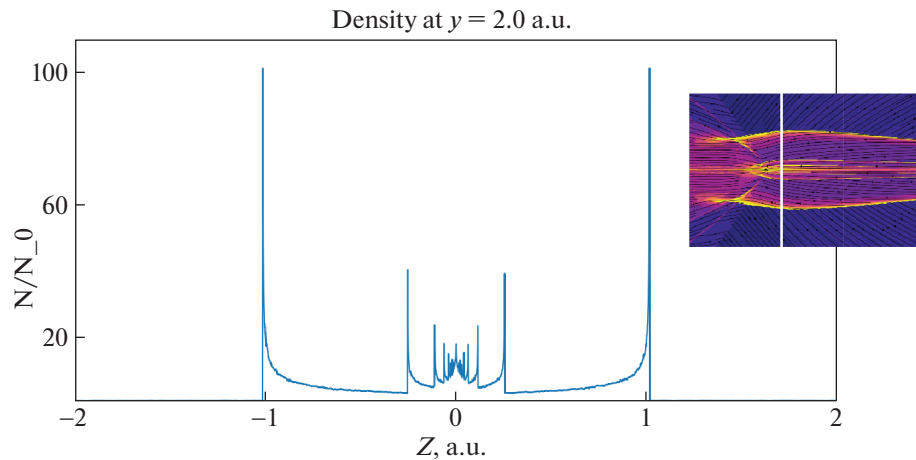


Рис. 4. Распределение концентрации вдоль линии ($x = 0, y = 2$). Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 2–3%. Размер частиц $a = 0.37$ мкм. Количество траекторий $N = 2\,000\,000$.

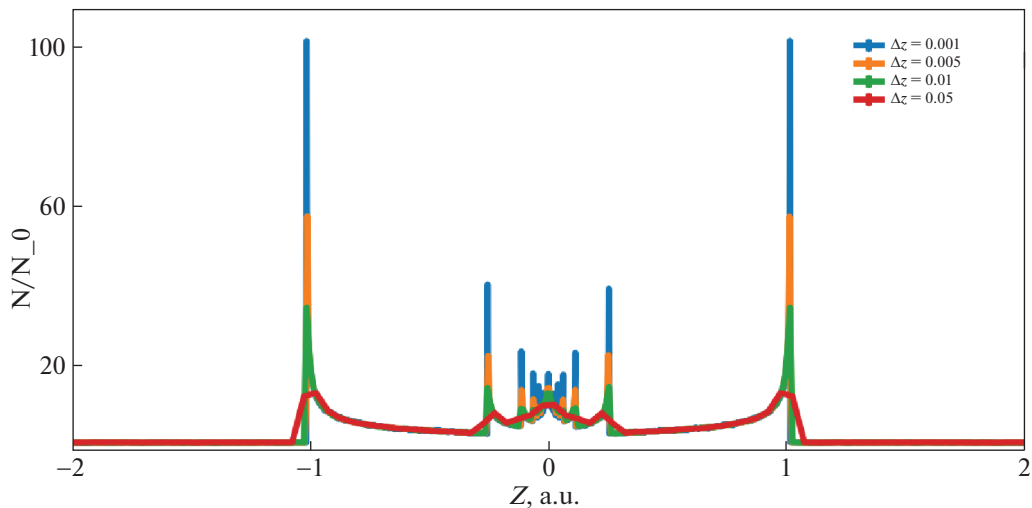


Рис. 5. Распределение концентрации вдоль той же линии, что и на рис. 4. Четыре линии разного цвета соответствуют различным значениям размера ячеек расчетной сетки в направлении оси Oz ($\Delta y = 0.1$ а.е., $\Delta z = \{0.05$ а.е., 0.01 а.е., 0.005 а.е., 0.001 а.е.}). Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 2–3%. Размер частиц $a = 0.37$ мкм. Количество траекторий $N = 2\,000\,000$.

оси y) практически не изменяется вдоль траектории.

Влияние дисперсии в граничном распределении

В данной работе мы рассматриваем главным образом дисперсию по компоненте скорости v_z , поскольку мы моделируем траектории лишь в плоскости симметрии $x = 0$ (поэтому дисперсию по компоненте скорости v_x мы не учитываем), а из рис. 11 (см. ниже) видно, что дисперсия по компоненте скорости v_y оказывает меньшее влияние на распределение, чем дисперсия по компоненте скорости v_z .

Для того чтобы исследовать влияние дисперсии на распределение межзвездной пыли, проводились

вычисления для нескольких различных значений параметра $\hat{\sigma}_z$: 0, 0.01, 0.02, 0.04. На рис. 7 представлены карты распределения концентрации для четырех различных значений $\hat{\sigma}_z$. С увеличением значения параметра $\hat{\sigma}_z$ каустики размываются, и особенности в распределении концентрации пропадают. Области повышенной концентрации остаются только в окрестности токового слоя. Данные области образуются за счет увеличения амплитуды электромагнитной силы при уменьшении гелиоцентрического расстояния. Увеличение амплитуды электромагнитной силы ведет к уменьшению амплитуды осцилляций частиц вокруг плоскости токового слоя, и, следовательно, общий поток частиц межзвездной пыли начинает прижиматься к плоскости токового слоя, образуя области повы-

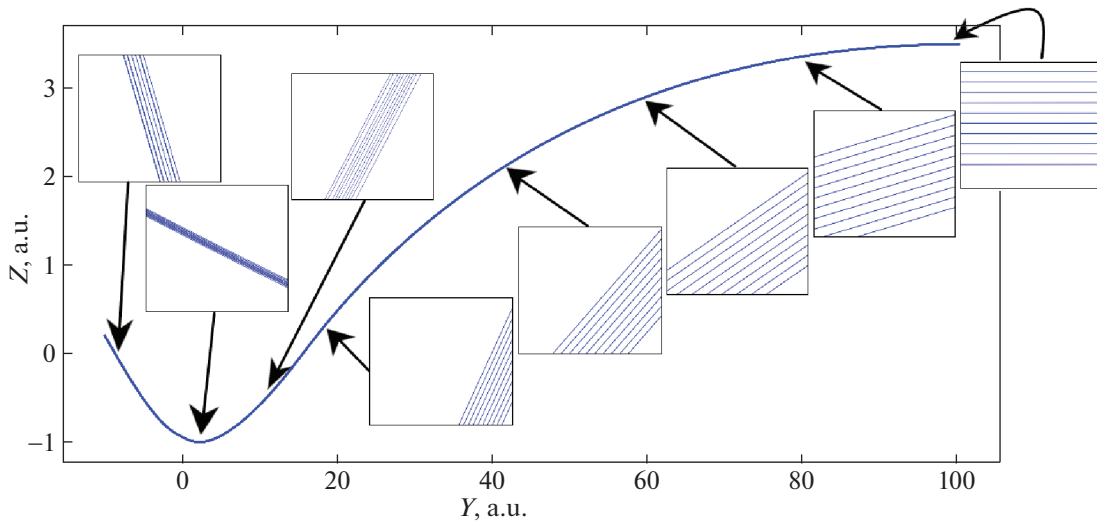


Рис. 6. Трубка тока из траекторий частиц, вылетающих из узкой щели на границе расчетной области. Показано, как ширина этой трубки изменяется при приближении к Солнцу. Точка минимальной ширины трубки тока лежит на каустике. Размеры вставок $0.6 \text{ (a.e.)} \times 0.025 \text{ (a.e.)}$. Размер частиц $a = 0.37 \text{ мкм}$.

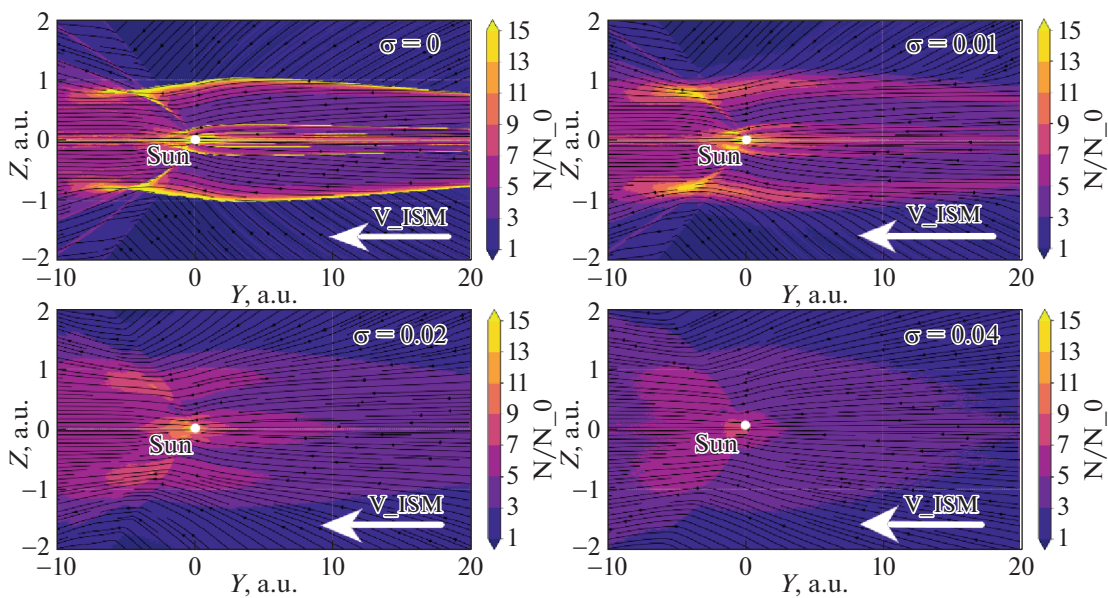


Рис. 7. Сравнение карт распределения концентрации для различных значений дисперсии $\hat{\sigma}_z$: 0, 0.01, 0.02, 0.04. Особенности в распределении концентрации пропадают при появлении дисперсии в граничном распределении. Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 2–3%. Размер частиц $a = 0.37 \text{ мкм}$. Количество траекторий $N = 2\,000\,000$.

шенной концентрации. Из рис. 8 хорошо видно, как сильно концентрация в ячейках, содержащих точки каустики при $\hat{\sigma}_z = 0$, уменьшается при появлении дисперсии в граничном распределении, а также при дальнейшем увеличении этой дисперсии. При дисперсии в 4% уже не наблюдается никаких признаков ранее существовавших особенностей, а поток частиц межзвездной пыли все больше становится похож на невозмущенный.

Причины исчезновения особенностей можно увидеть на рис. 9, 10. На рис. 9 продемонстрированы траектории частиц, запущенных из тонкой щели на границе расчетной области, для разных значений параметра $\hat{\sigma}_z$. Как было упомянуто выше, резкое уменьшение ширины такой трубки тока при $\hat{\sigma}_z = 0$ служило причиной возникновения особенностей в распределении концентрации. В данном случае при ненулевой дисперсии траектории частиц начинают

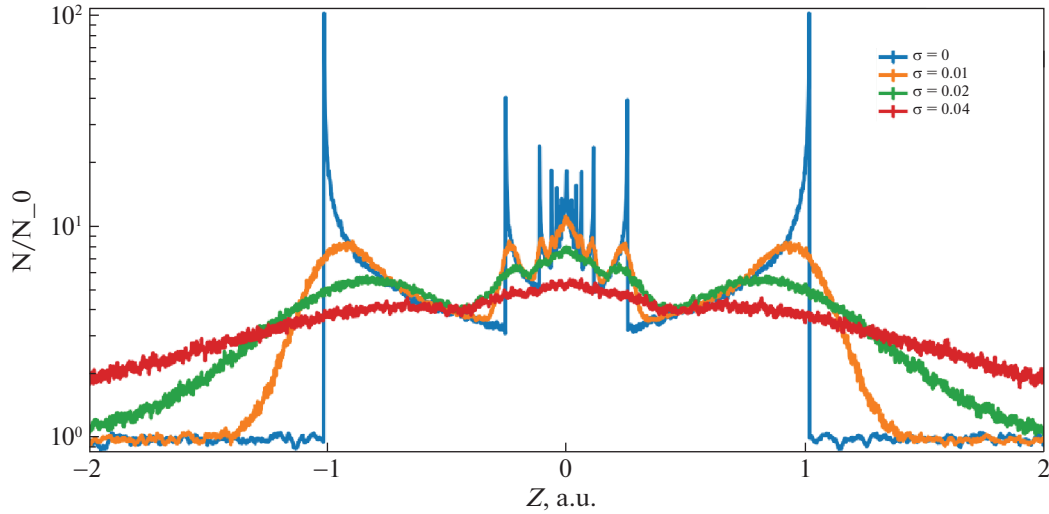


Рис. 8. Сравнение распределений концентрации вдоль линии ($x = 0$, $y = 2$) для различных значений дисперсии $\hat{\sigma}_z$: 0, 0.01, 0.02, 0.04. Структура распределения концентрации резко изменяется при изменении дисперсии $\hat{\sigma}_z$. Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 2–3%. Размер частиц $a = 0.37$ мкм. Количество траекторий $N = 2000000$.

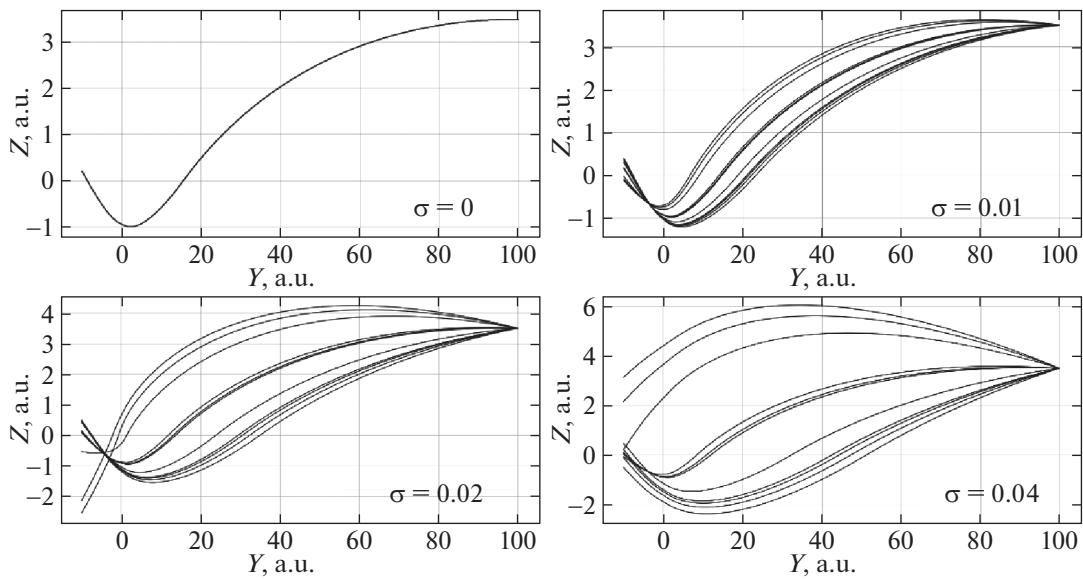


Рис. 9. При появлении дисперсии в граничной функции распределения траектории частиц, вылетающих из узкой щели на границе расчетной области, расходятся. Размер частиц $a = 0.37$ мкм.

разлетаться, и, следовательно, концентрация в точках, являющихся точками каустики при $\hat{\sigma}_z = 0$, перестает неограниченно возрастать. На рис. 10 представлены распределения потоков концентрации в окрестности точки, являющейся точкой каустики при $\hat{\sigma}_z = 0$, для разных значений параметра $\hat{\sigma}_z$. Можно заметить, что максимум потока от траекторий, запущенных из тонкой щели на границе расчетной области, приблизительно обратно пропорционален величине дисперсии $\hat{\sigma}_z$. Таким образом, даже маленькие значения дисперсии в начальном распределении частиц межзвездной

пыли существенно влияют на ее распределение внутри гелиосферы.

Для того чтобы показать влияние дисперсии, внесенной по компоненте скорости v_y , можно вместо граничного условия (11) рассмотреть следующее:

$$f_{TS}(\mathbf{v}) = n_{ISM} \delta(v_x) \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} \times \quad (25)$$

$$\times \exp \left[-\frac{(v_y + v_{ISM})^2}{2\sigma_y^2} \right] \delta(v_z),$$

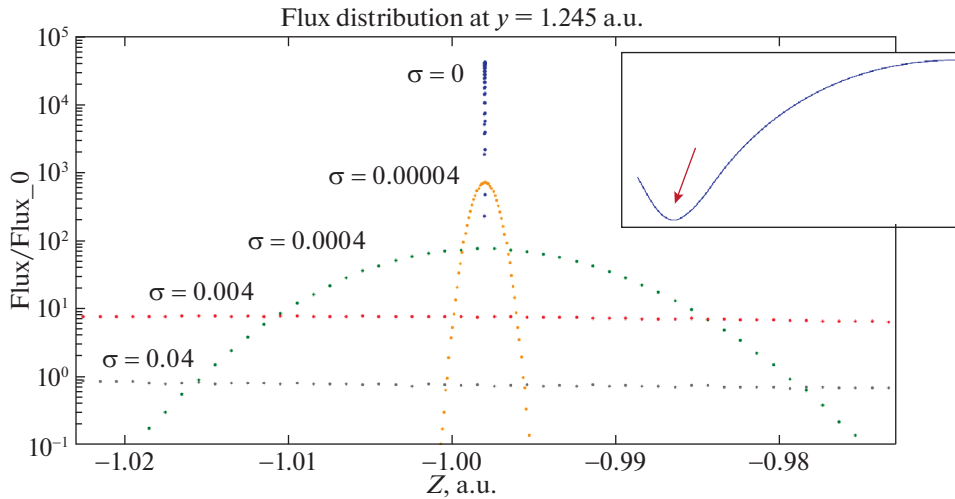


Рис. 10. Распределение потоков концентрации в окрестности точки каустики (при $\hat{\sigma}_z = 0$) для различных значений дисперсии $\hat{\sigma}_z$: 0, 0.00004, 0.0004, 0.004, 0.04. Для построения данного рисунка необходимо было добиться сходимости по размерам ячейки расчетной сетки, количеству рассмотренных частиц и шагу интегрирования. Для случая $\hat{\sigma}_z = 0$ размер ячейки Δz выбирался равным 0.000001 (а.е.), что в 1000 раз меньше, чем соответствующий размер ячеек сетки, на которой проводилось большинство расчетов в данной работе. Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 5%. Размер частиц $a = 0.37$ мкм.

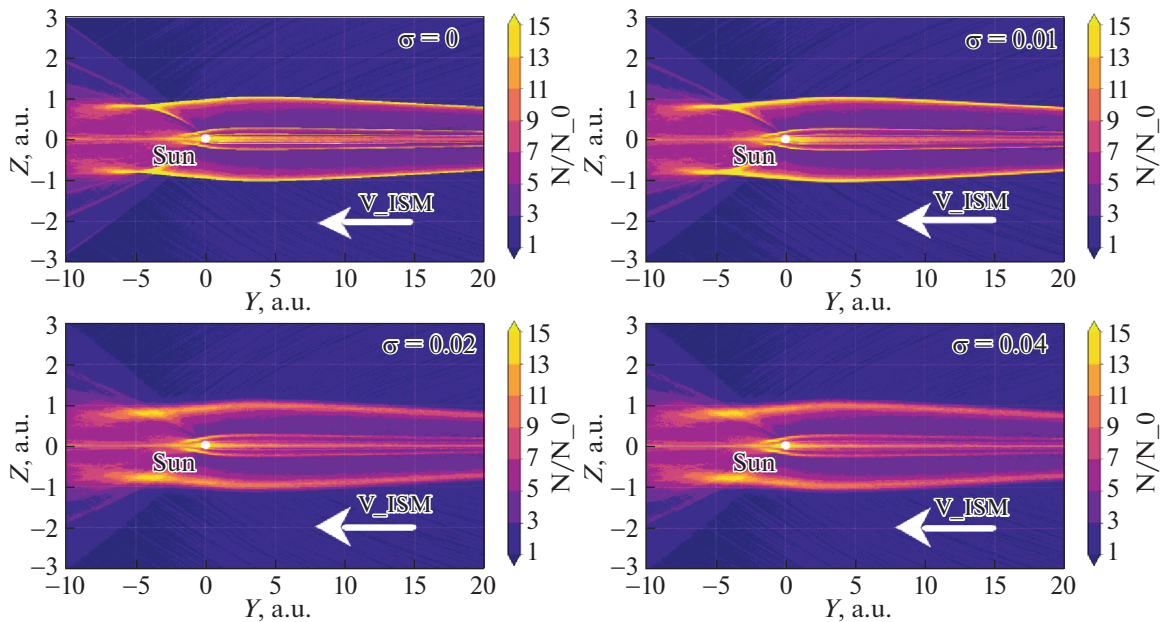


Рис. 11. Сравнение карт распределения концентрации для различных значений дисперсии $\hat{\sigma}_y$, внесенной по компоненте скорости v_y : 0, 0.01, 0.02, 0.04. Вид областей повышенной концентрации практически не изменяется с увеличением дисперсии. Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 5–6%. Размер частиц $a = 0.37$ мкм. Количество траекторий $N = 200\,000$.

которое в безразмерном виде выглядит так:

$$f_{TS}(\hat{v}) = \delta(\hat{v}_x) \frac{1}{\hat{\sigma}_y \sqrt{2\pi}} \times \quad (26)$$

$$\times \exp \left[-\frac{(\hat{v}_y + 1)^2}{2\hat{\sigma}_y^2} \right] \delta(\hat{v}_z).$$

На рис. 11 представлено сравнение двумерных распределений концентрации при различных значениях дисперсии $\hat{\sigma}_y$, внесенной по компоненте скорости v_y . Видно, что при тех же величинах дисперсии ($\hat{\sigma}_y$: 0, 0.01, 0.02, 0.04), которые выбирались и для моделирования с дисперсией, внесенной по компоненте скорости v_z , вид области повышенной

концентрации при увеличении дисперсии практически не изменяется. Особенности в распределении концентрации так же, как и прежде, пропадают при появлении дисперсии. Однако для того, чтобы добиться того же эффекта устранения областей повышенной концентрации, что и для случая дисперсии, внесенной по компоненте скорости v_z , необходимо использовать более высокие значения дисперсии. Связано это с тем, что области повышенной концентрации вытянуты вдоль оси Oy , и, следовательно, в силу стационарности постановки задачи, относительно маленькие изменения компоненты скорости v_y не могут существенно повлиять на распределение концентрации межзвездной пыли.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы показали, что особенности в распределении концентрации межзвездной пыли в гелиосфере, найденные в работе Мищенко и др. (2020) с помощью лагранжового подхода, можно также находить при помощи моделирования методом Монте-Карло. Однако это сопряжено с использованием ячеек сетки расчетной области очень маленького размера. В наших расчетах необходимо было использовать в окрестности точек каустики ячейки, размеры которых в направлении оси Oz не превышают 10^{-3} а.е. С вычислительной точки зрения разбить всю расчетную область на ячейки такого размера невозможно, а более слабое разрешение по сетке (т.е. ячейки большего размера) не позволяет улавливать точки каустики.

Моделирование дисперсии в граничном распределении было проведено с помощью нормального распределения по одной из компонент скорости. Было установлено, что появление дисперсии ведет к исчезновению каустик и сглаживанию областей повышенной концентрации. Известно (Хоанг и др., 2012), что дисперсия межзвездной пыли по скоростям может достигать 15% в межзвездной среде ввиду неоднородностей межзвездного магнитного поля по пространству и по времени. Однако из результатов моделирования ясно, что значительные качественные и количественные изменения в распределении концентрации наблюдаются даже при значениях дисперсии, не превышающих 5%. Таким образом, эффект дисперсии скоростей необходимо учитывать при поиске областей повышенной концентрации в гелиосфере.

В будущем мы планируем развить нашу модель на случай нестационарного гелиосферного магнитного поля, в котором учитываются 22-летние циклы солнечной активности (в данной работе мы рассматривали стационарное магнитное поле, которое находилось в фазе фокусировки (Манн,

2010) на протяжении всего времени движения пылевых частиц в гелиосфере). Эффект нестационарности магнитного поля является важным эффектом, который оказывает существенное влияние на распределение межзвездной пыли и который, соответственно, необходимо учитывать при моделировании.

Авторы признательны правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039). Мы благодарим Д.Б. Алексахова, И.И. Балюкина, А. Грановского за конструктивное обсуждение результатов данной работы и за помощь в подготовке текста статьи, а также Фонд “Базис” за поддержку в рамках гранта 18-1-1-22-4 .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексахов и др. (D.B. Alexashov, O.A. Katushkina, V.V. Izmodenov, and P.S. Akaev), *MNRAS* **458**, 2553 (2016).
2. Алтобелли и др. (N. Altobelli, S. Kempf, H. Krüger, M. Landgraf, M. Roy, and E. Grün), *J. Geophys. Res.* **110**, 7102 (2005).
3. Алтобелли и др. (N. Altobelli, V. Dikarev, S. Kempf, R. Srama, S. Helfert, G. Moragas-Klostermeyer, M. Roy, and E. Grün), *J. Geophys. Res.* **112**, 7105 (2007).
4. Балюкин и др. (I.I. Baliukin, V.V. Izmodenov, E. Möbius, D.B. Alexashov, O.A. Katushkina, and H. Kucharek), *Astrophys. J.* **850**, 119 (2017).
5. Берто, Бламонт (J.L. Bertaux and J.E. Blamont), *Astron. Astrophys.* **11**, 200 (1971).
6. Берто, Бламонт (J.L. Bertaux and J.E. Blamont), *Nature* **262**, 263 (1976).
7. Витте и др. (M. Witte, H. Rosenbauer, E. Keppler, H. Fahr, P. Hemmerich, H. Lauche, A. Loidl, and R. Zwick), *Astron. Astrophys.* **92**, 333 (1992).
8. Витте (M. Witte), *Astron. Astrophys.* **426**, 835 (2004).
9. Грюн и др. (E. Grün, B. Gustafson, I. Mann, M. Baguhl, G.E. Morfull, P. Staubach, A. Taylor, and H.A. Zook), *Astron. Astrophys.* **286**, 915 (1994).
10. Густафсон (B.A.S. Gustafson), *Ann. Rev.* **22**, 553 (1994).
11. Дрэйн (B.T. Draine), *Space Sci. Rev.* **143**, 333 (2009).
12. Зирнштейн и др. (E.J. Zirnstein, J. Heerikhuisen, H.O. Funsten, G. Livadiotis, D.J. McComas, and N.V. Pogorelov), *Astrophys. J. Lett.* **818**, 30 (2016).
13. Измодепов и др. (V.V. Izmodenov, Y.G. Malama, A.P. Kalinin, M. Gruntman, R. Lallement, and I.P. Rodionova), *Astrophys. Space Sci.* **274**, 71 (2000).

14. Измоденов, Алексахов (V.V. Izmodenov and D. B. Alexashov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **220:32** (2015).
15. Измоденов, Алексахов (V.V. Izmodenov and D.B. Alexashov), *Astron. Astrophys.* **633:12** (2020).
16. Катушкина и др. (O.A. Katushkina, V.V. Izmodenov, D.B. Alexashov, N.A. Schwadron, and D.J. McComas), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **220:33** (2015).
17. Катушкина, Измоденов (O.A. Katushkina and V.V. Izmodenov), *MNRAS* **486**, 4947 (2019).
18. Кюэмэра и др. (E. Quémerais, B.R. Sandel, V.V. Izmodenov, and G.R. Gladstone), *Cross-Calibration of Far UV Spectra of Solar System Objects and the Heliosphere* **141** (2013).
19. Ландграф и др. (M. Landgraf, W.J. Baggaley, E. Grün, H. Krüger, and G. Linkert), *J. Geophys. Res.* **105**, 10343 (2000).
20. Ландграф и др. (M. Landgraf, H. Krüger, N. Altobelli, and E. Grün), *J. Geophys. Res.* **108**, 8030 (2003).
21. Леви, Йокипи (E.H. Levy and J.R. Jokipii), *Nature* **264**, 423 (1976).
22. МакКомас и др. (D.J. McComas, M. Bzowski, P. Frisch, S.A. Fuselier, M.A. Kubiak, H. Kucharek, T. Leonard, E. Möbius, et al.), *Astrophys. J.* **801**, 28 (2015).
23. Манн (I. Mann), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **48**, 173 (2010).
24. Матис и др. (J.S. Mathis, W. Ruml, and K.H. Nordsieck), *Astrophys. J.* **217**, 425 (1977).
25. Мёбиус (E. Möbius, P. Bochsler, M. Bzowski, G.B. Crew, H.O. Funsten, S.A. Fuselier, A. Ghielmetti, D. Heirtzler, et al.), *Science* **326**, 969 (2009).
26. Мищенко и др. (A.V. Mishchenko, E.A. Godenko, and V.V. Izmodenov), *MNRAS* **491**, 2808 (2020).
27. Осипцов (A.N. Osipov), *Astrophys. Sp. Sci.* **274**, 377 (2000).
28. Погорелов и др. (N.V. Pogorelov, J. Heerikhuisen, G.P. Zank, S.N. Borovikov, P.C. Frisch, and D.J. McComas), *Astrophys. J.* **742**, 104 (2011).
29. Славин и др. (J.D. Slavin, P.C. Frisch, H.-R. Müller, J. Heerikhuisen, N.V. Pogorelov, W.T. Reach, and G.P. Zank), *Astrophys. J.* **760**, 46 (2012).
30. Стеркен и др. (V.J. Sterken, N. Altobelli, S. Kempf, G. Schwehm, R. Srama, and E. Grün), *Astron. Astrophys.* **538**, A102 (2012).
31. Стеркен и др. (V.J. Sterken, A.J. Westphal, N. Altobelli, D. Malaspina, and F. Postberg), *Space Sci. Rev.* **215**, 7, 43 (2019).
32. Страб и др. (P. Strub, H. Krüger, and V.J. Sterken), *Astrophys. J.* **812**, 140 (2015).
33. Страб и др. (P. Strub, V.J. Sterken, R. Soja, H. Krüger, E. Grün, and R. Srama), *Astron. Astrophys.* **621**, A54 (2019).
34. Хоанг и др. (T. Hoang, A. Lazarian, and R. Schlickeiser), *Astrophys. J.* **747**, 54 (2012).
35. Чеховски, Манн (A. Czechowski and I. Mann), *Astron. Astrophys.* **410**, 165 (2003).