

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ
У ПОВЕРХНОСТИ МЕРКУРИЯ© 2023 г. Ю. Н. Извекова^{a,*}, С. И. Попель^a, А. П. Голубь^a^a Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: izvekova@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 29.03.2023 г.

После доработки 25.04.2023 г.

Принята к публикации 29.04.2023 г.

Обсуждаются волновые процессы в пылевой плазме у поверхности Меркурия. Приповерхностные слои экзосферы Меркурия имеют ряд схожих черт с приповерхностными слоями экзосферы Луны: над освещенной стороной планеты в них также присутствуют пылевые частицы, которые в результате фотоэффекта приобретают положительные заряды. Меркурий имеет свою магнитосферу, которая защищает поверхность от частиц солнечного ветра, однако в областях магнитных полюсов солнечный ветер может достигать поверхности планеты, таким образом, в зависимости от области локализации над поверхностью Меркурия пылевые частицы одного размера приобретают разные по величине заряды. При наличии градиента концентрации электронов в магнитном поле в пылевой плазме у поверхности Меркурия может возникать дрейфовая турбулентность. В присутствии солнечного ветра, который имеет скорость около 400 км/с относительно плазмы у поверхности планеты, возможна генерация продольных электростатических колебаний с частотами, определяемыми электронной плазменной частотой. Волновые процессы рассматриваются с учетом различия параметров в афелии и в перигелии орбиты Меркурия, а также с учетом того факта, находятся ли пылевые частицы вблизи магнитных полюсов или вдалеке от них.

Ключевые слова: пылевая плазма, Меркурий, магнитосфера, электростатические колебания, дрейфовые волны

DOI: 10.31857/S0367292123600346, **EDN:** VXXLGW

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма встречается в различных областях Вселенной, в том числе у поверхности некоторых планет и их спутников. В последние десятилетия исследования пылевой плазмы в космосе интенсивно проводятся [1–11] разными группами ученых как теоретическими и экспериментальными методами, так и посредством космических наблюдений. При планировании космических миссий учитываются возможные плазменные эффекты, в том числе плазменно-пылевые. Существенную роль пылевая плазма может играть вблизи астероидов, комет, у поверхностей безатмосферных космических тел таких, как Луна, спутники Марса, в системе Сатурна и т.д.

Исследования пыли в Солнечной системе проводились в рамках миссий OSIRIS-Rex [12], Hayabusa 2 [13], Rosetta [14]. Измерения характеристик пыли над поверхностью Луны проводились в рамках миссий NASA LADEE (Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer) [15, 16]. В настоящее время осуществляется подготовка миссий Роскосмоса Луна-25, Луна-26, Луна-27 [17]. Обо-

рудование, которое разрабатывается для посадочных модулей станций Луна-25 и Луна-27, а также для орбитального модуля Луна-26, будет использоваться для исследования пыли и пылевой плазмы в экзосфере Луны. Кроме того, планируется российская миссия Бумеранг к одному из спутников Марса.

Меркурий относится к безатмосферным космическим телам: давление газа у его поверхности в 5×10^{11} раз меньше давления земной атмосферы. Однако подобно Луне, вокруг Меркурия существует разреженная газовая оболочка, фактически являющаяся экзосферой, которая может содержать пылевые частицы [18]. Гравитация Меркурия достаточно велика, вдвое превышает лунную, поэтому можно ожидать сходных закономерностей динамики пылевых частиц над поверхностью Меркурия и Луны. Меркурий обладает собственной магнитосферой [19–21], в отличие от Луны, где магнитные поля присутствуют локально в областях магнитных аномалий или же, если Луна находится в плазме хвоста магнитосферы Земли, то являются именно магнитными полями Земли, наблюдаемыми на орбите Луны [22–

Таблица 1.

Элемент	Содержание в столбе экзосферы (атомы/см ²)	Источник
Водород	$\sim 5 \times 10^{10}$	[34]
Гелий	$\sim 2 \times 10^{13}$	[34]
Кислород	$\sim 7 \times 10^{12}$	[34]
Натрий	$\sim 2 \times 10^{11}$	[35]
Калий	$\sim 1 \times 10^9$	[35]
Кальций	$\sim 1 \times 10^7$	[36]

27]. До сих пор Меркурий удавалось исследовать лишь с помощью двух космических миссий — Маринера-10 [28] в 1970-х гг. и Мессенджера [29] в 2008–2015 гг. В 2018 г. к Меркурию был отправлен космический аппарат европейской миссии Veri-Columbo [30, 31], который должен долететь до планеты к 2025 г. Кроме того, обсуждается запуск в 2030-х гг. российского космического зонда Меркурий-П, который должен совершить мягкую посадку на поверхность планеты.

Данная работа посвящена исследованию возможных волновых процессов в пылевой плазме у поверхности Меркурия. В разд. 2 приводится описание основных особенностей и параметров плазменно-пылевой системы у поверхности планеты. В разд. 3 рассматриваются волновые процессы, характерные для областей, расположенных вдали от магнитных полюсов. В разд. 4 обсуждается возможность генерации волн в результате взаимодействия пылевой плазмы у поверхности Меркурия в областях планеты, находящихся вблизи магнитных полюсов, где важная роль может принадлежать солнечному ветру. В заключительном разделе приводятся основные выводы работы.

2. ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА У ПОВЕРХНОСТИ МЕРКУРИЯ

Меркурий является самой маленькой и ближайшей к Солнцу планетой Солнечной системы, что отражается на условиях вблизи его поверхности. Орбита Меркурия имеет максимальный среди всех планет Солнечной системы эксцентриситет: расстояние до Солнца в перигелии составляет около двух третей от расстояния в афелии. Газовая оболочка над поверхностью Меркурия предельно разрежена, поверхность рыхлая, покрытая кратерами, как и на Луне. Из-за медленного вращения планеты на поверхности наблюдаются большие градиенты температуры — на дневной стороне в экваториальной области средняя температура поверхности составляет около 700 К, на ночной — около 100 К [32]. Период обращения вокруг Солнца для Меркурия составляет 88 земных

суток, причем продолжительность солнечных суток на Меркурии в два раза больше, т.е. день длится приблизительно 88 земных суток. Основные составляющие экзосферы Меркурия представлены в табл. 1 [33–36]. Формальная оценка с использованием барометрической формулы дает характерное значение для толщины экзосферы порядка 100 км, что согласуется с данными [33].

Наиболее выраженная пылевая плазма присутствует над освещенной Солнцем стороной планеты. Под действием мощного потока солнечного излучения фотоэлектроны выбиваются как с поверхности Меркурия, так и с поверхностей взвешенных пылевых частиц. Пылевые частицы на поверхности и в приповерхностном слое Меркурия поглощают фотоэлектроны, электроны солнечного излучения, а в областях, где солнечный ветер достигает поверхности, также электроны и ионы солнечного ветра, в результате чего пылевые частицы приобретают электрический заряд. Под действием электростатических сил [37, 38], а также в результате ударов микрометеороидов [39] заряженные пылевые частицы поднимаются с поверхности и вместе с фотоэлектронами создают плазменно-пылевую систему у поверхности планеты. В областях, где магнитное поле не создает защиту от солнечного ветра, необходимо дополнительно принимать во внимание электроны и ионы солнечного ветра. В целом, процессы, приводящие к подъему пылевых частиц над поверхностью Меркурия, сходны с процессами, происходящими на Луне [17, 37, 40–43]. Однако имеются и различия, важнейшим из которых является наличие у Меркурия собственной магнитосферы. Механизмы формирования плазменно-пылевой системы над поверхностью Меркурия подробно изложены в работе [38]. В настоящей работе рассматриваются волновые процессы в пылевой плазме над поверхностью Меркурия. Волновые процессы в плазме над поверхностью Луны рассмотрены в работах [37, 44–49].

С учетом того факта, что орбита Меркурия сильно вытянута, все расчеты проводятся для двух ситуаций, а именно, когда планета находится на максимальном удалении от Солнца, т.е. в афелии, и когда Меркурий максимально приближен к Солнцу, т.е. находится в перигелии. Фотоэлектроны выбиваются с поверхности освещенной части планеты под действием солнечного излучения. Различия в потоке солнечного излучения для афелия и перигелия приводят к весьма существенным отличиям в функции распределения фотоэлектронов над поверхностью Меркурия, что показано на рис. 1. В данном случае функция распределения f_e нормирована к концентрации фотоэлектронов на поверхности планеты $N_0 = \int_0^\infty f_e(E_e) dE_e$. Распределения фото-

электронов существенно отличаются от максвелловского распределения. Методика построения функции распределения подробно описана в работах [38, 50, 51]. Графики представлены для случая, когда угол θ между местной нормалью к поверхности и направлением на Солнце равен нулю. Для определения концентрации фотоэлектронов при произвольных углах θ требуется умножение на $\cos \theta$. Типичные значения работы выхода и квантового выхода реголита Меркурия неизвестны, но мы предполагаем, что они близки к значениям для лунного реголита [52]. Так, при расчетах использовались значения работы выхода 5.5 эВ. Максимальное значение квантового выхода из [9], приблизительно равное 0.09 ± 0.003 , достигается при длине электромагнитной волны около 900 \AA , что соответствует энергии фотоэлектронов $E_e \approx 13.7 \text{ эВ}$. При значениях E_e , отличных от 13.7 эВ, величина квантового выхода существенно уменьшается (на несколько порядков величины). Так, при $E_e \approx 7 \text{ эВ}$ она падает до значения $\sim 10^{-6}$, а при приближении E_e к работе выхода уменьшается еще на 1–2 порядка. Эти значения и были использованы при получении распределений на рис. 1.

Для определения зависимости параметров взвешенных пылевых частиц от высоты рассматривается баланс между гравитационной и электростатическими силами, действующими на пылевую частицу, учитывается уравнение Пуассона, связывающее электрическое поле на определенной высоте с концентрацией пылевых частиц на этой высоте [38]. При этом заряд пылевой частицы определяется балансом тока фотоэлектронов с пылевой частицы, обусловленный ее взаимодействием с солнечным излучением, и тока фотоэлектронов на пылевую частицу. Кроме того, необходимо знать распределение пылевых частиц по размерам на поверхности планеты. Поскольку для Меркурия подобных данных нет, мы используем аналогичные данные для Луны [37]. Решение самосогласованной задачи проводится с помощью итерационных методов [38]. На рис. 2 представлены зависимости размера a , заряда Z_d и концентрации N_d пылевых частиц от высоты над поверхностью Меркурия для афелия и перигелия в областях, где солнечный ветер достигает поверхности планеты, и для областей без солнечного ветра. Данные приведены для случая, когда угол между местной нормалью к поверхности и направлением на Солнце $\theta = 87^\circ$. Выбор данного значения угла для расчетов обусловлен наклоном орбиты Меркурия к плоскости эклиптики, который составляет приблизительно 7° — ось Меркурия имеет наименьший наклон из всех планет Солнечной системы (около $1/30^\circ$). Угол между магнитным диполем Меркурия и нормалью к плоскости орбиты примерно равен 12° (см.

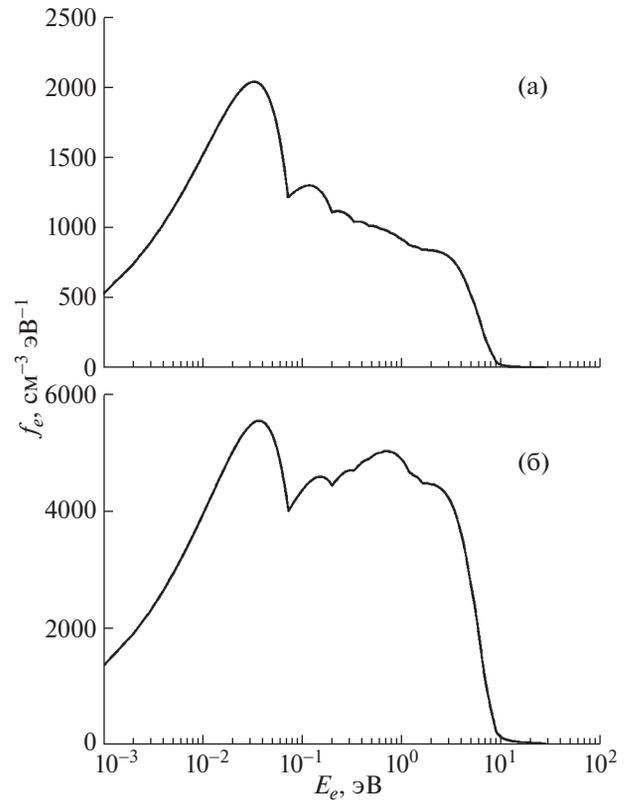


Рис. 1. Функция распределения фотоэлектронов по энергиям над поверхностью Меркурия, нормированная к концентрации фотоэлектронов на поверхности, для афелия (а) и перигелия (б).

рис. 3), т.е. соотношение между углом θ и магнитной широтой для фиксированной точки на поверхности Меркурия все время изменяется, и угол $\theta = 87^\circ$ может соответствовать двум значениям магнитной широты, например, 68 или 88° . Таким образом, значение угла между местной нормалью к поверхности и направлением на Солнце $\theta = 87^\circ$ может соответствовать ситуациям, когда исследуемые области расположены как вдали от магнитных полюсов, так и вблизи них.

3. ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ ВДАЛИ ОТ МАГНИТНЫХ ПОЛЮСОВ МЕРКУРИЯ

Рассмотрим сначала области вблизи поверхности Меркурия, в которые солнечный ветер не проникает, то есть области вдали от магнитных полюсов планеты. Оказывается, что в ситуации с Меркурием ряд возможностей генерации волн в приповерхностной плазме у поверхности планеты, которые существовали в околосолнечной пылевой плазме, не реализуется. Действительно, в случае Луны рассматривались гидродинамическая и кинетическая неустойчивости, связанные с относительным движением Луны и плазмы магнитосферы Земли, которые приводят, соответственно, к генерации ионно-звуковых и пылевых звуковых

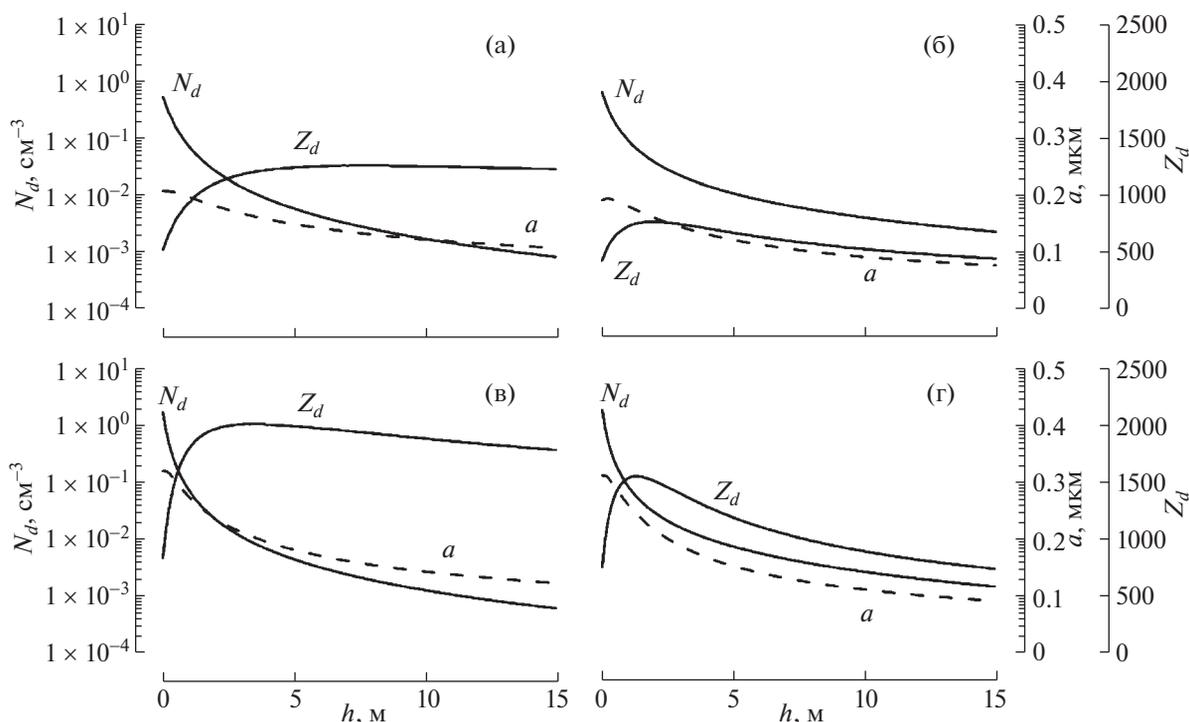


Рис. 2. Зависимости размера a , заряда Z_d и концентрации N_d пылевых частиц в зависимости от высоты h над поверхностью Меркурия в афелии (а, б) и перигелии (в, г). Расчеты для (а) и (в) проведены без учета солнечного ветра (вне магнитных полюсов), для (б) и (г) – с учетом влияния солнечного ветра. Расчеты проведены для $\theta = 87^\circ$.

волн [46]. Возможность возбуждения нижнегибридных волн в пылевой плазме у Луны также связана с относительным движением пылевой плазмы и магнитосферы Земли [47]. В случае Меркурия аналогичных процессов не происходит ввиду того, что в этом случае отсутствует относительное движение пылевой плазмы и магнитосферы планеты. На Луне также возможна генерация дрейфовых волн [49]. Ниже рассматривается возможность развития дрейфовой неустойчивости в пылевой плазме у Меркурия.

При наличии градиентов концентрации частиц плазмы в магнитном поле возникает дрейфовая неустойчивость. Основными компонентами плазмы у поверхности Меркурия являются фотоэлектроны и пылевые частицы. Дрейфовые волны представляют собой движение электронов преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля, а пылевых частиц, несущих положительный заряд – поперек силовых линий. Пусть магнитное поле \mathbf{B} однородно и направлено горизонтально и параллельно поверхности планеты по оси z . Рассмотрим плоский слой плазмы, в котором при отсутствии возмущений концентрация $n(x)$ плавно меняется вдоль вертикальной оси x . Считаем температуру в невозмущенном состоянии постоянной по всему объему. Запишем уравнения движения электронной и пылевой компоненты, а также уравнение непрерывности для

пылевой компоненты по аналогии с ситуацией плазмы у поверхности Луны [49]

$$n_e m_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -\nabla p_e - en_e \mathbf{E} - \frac{en_e}{c} [\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}] + n_e m_e (\mathbf{u}_d - \mathbf{u}_e) v_{ed}, \quad (1)$$

$$n_d m_d \frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = -\nabla p_d + Z_d e n_d \mathbf{E} + \frac{Z_d e}{c} n_d [\mathbf{u}_d \times \mathbf{B}] - n_e m_e (\mathbf{u}_d - \mathbf{u}_e) v_{ed}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \nabla \cdot n_d \mathbf{u}_d = 0, \quad (3)$$

где n_e (n_d) – концентрации электронов (частиц пыли), m_e (m_d) – массы электронов (частиц пыли), p_e (p_d) – давления в электронной и пылевой компонентах, \mathbf{E} – напряженность электрического поля, \mathbf{B} – индукция магнитного поля, \mathbf{u}_e (\mathbf{u}_d) – скорости электронной (пылевой) компонент, $e = 4.8 \times 10^{-10}$ ед. СГСЭ – элементарный заряд, $Z_d e$ – заряд пылевой частицы, c – скорость света, v_{ed} – частота, характеризующая взаимодействие электронов с частицами пыли.

Для возмущений в виде плоской волны $\exp(ik_y y + ik_z z - i\omega t)$, учитывая, что движение пылевых частиц в первом приближении определяется электрическим дрейфом, пренебрегая продольным движением пылевых частиц и инер-

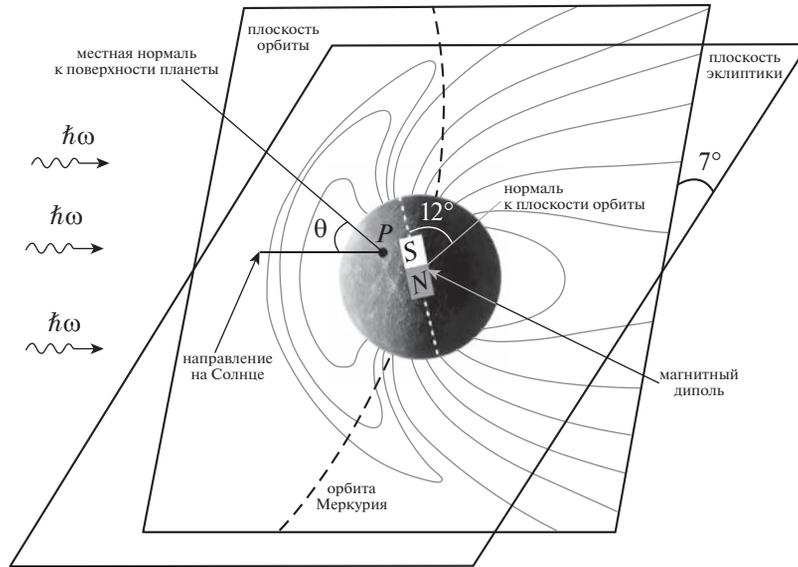


Рис. 3. Схематическое изображение, демонстрирующее плоскость орбиты Меркурия, плоскость эклиптики, магнитный диполь Меркурия (*S* – южный магнитный полюс диполя, *N* – северный магнитный полюс диполя), орбиту Меркурия, *P* – точку наблюдения, направление на Солнце в точке *P*, местную нормаль к поверхности планеты в точке *P*. Приведены углы между плоскостью эклиптики и плоскостью орбиты, а также между направлением магнитного диполя и нормалью к плоскости орбиты. Схематически показаны фотоны солнечного ветра и магнитосфера Меркурия.

ционным членом в уравнении для электронов, т.е. при условии

$$v_{Te} \sqrt{\frac{m_e}{m_d}} < \frac{\omega}{k_z} < v_{Te}, \quad (4)$$

где v_{Te} – тепловая скорость электронов, имеем дисперсионное уравнение для дрейфовых волн

$$\omega^2 + i\omega^* \omega - i\omega^* \omega_d = 0. \quad (5)$$

Здесь

$$\omega^* = \frac{k_z^2 Z_d e^2 B^2}{k_y^2 v_{ed} m_e m_d c^2}, \quad (6)$$

$$\omega_d = \frac{k_y c T_e}{e B \lambda}, \quad (7)$$

где T_e – температура электронов, а

$$\lambda = \left(\frac{1}{n_{e0}} \frac{dn_{e0}}{dx} \right)^{-1} \quad (8)$$

– характерный масштаб неоднородности. Частоту, характеризующую взаимодействие электронов с частицами пыли, записываем по аналогии с выражением для электронов и ионов [53]:

$$v_{ed} = \frac{4\pi Z_d e^4 n_e L}{m_d^2 v_{Te}^3}, \quad (9)$$

где $L = \ln(\lambda_D T_e / Z_d e^2)$ – кулоновский логарифм, λ_D – дебаевский радиус электронов. Характерный масштаб градиента концентрации электро-

нов λ можно принять равным дебаевскому радиусу на малых расстояниях от поверхности, а на высотах, превышающих дебаевский радиус, можно считать, что фотоэлектроны выбиваются преимущественно с пылевых частиц и градиент концентрации фотоэлектронов можно определить по градиенту концентрации пылевых частиц. Характерные параметры пылевой плазмы для $\theta = 87^\circ$, используемые в расчетах, для афелия и перигелия приведены в табл. 2. Магнитное поле у поверхности планеты при расчетах принималось равным 10^{-3} Гс.

Случай $\omega^* \ll \omega_d$ соответствует дрейфово-диссипативной неустойчивости, и дисперсионное уравнение (5) приобретает вид

$$\omega \approx \pm i \sqrt{\omega_d \omega^*}. \quad (10)$$

В противоположном случае $\omega_d \ll \omega^*$ дисперсионное уравнение (5) имеет вид

$$\omega = \omega_d + i\omega_d^2 / \omega^*. \quad (11)$$

Например, при $k_y = 10^{-5} \text{ см}^{-1}$, $k_z = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ для параметров, соответствующих максимальному расстоянию от планеты до Солнца (афелия), инкремент неустойчивости составит $\gamma \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$, соответственно время развития неустойчивости $\tau \sim 10^{-3} \text{ с}$, для параметров, характерных для ситуации, когда Меркурий находится в перигелии, то есть на минимальном удалении от Солнца, инкремент неустойчивости будет несколько меньше

Таблица 2. Характерные параметры пылевой плазмы над поверхностью Меркурия

Физическая величина	афелий	перигелий
a , нм	150	300
Z_d	500	600
n_e , см ⁻³	270	1402
T_e , эВ	2.36	2.40
λ_D , см	70	31
v_{ed} , с ⁻¹	6	34

Таблица 3. Характерные параметры двухмодового распределения фотоэлектронов по энергиям

	n_{e1} , см ⁻³	T_{e1} , эВ	n_{e2} , см ⁻³	T_{e2} , эВ
афелий	124	0.025	5170	2.36
перигелий	346	0.026	26794	2.40

$\gamma \sim 10^2$ с⁻¹, соответственно время развития неустойчивости $\tau \sim 10^{-2}$ с. Таким образом, в атмосфере Меркурия в областях, где магнитное поле направлено параллельно поверхности и перпендикулярно градиенту концентрации электронов, направленному вертикально, т.е. вне областей магнитных полюсов, возможно развитие дрейфовой турбулентности.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ПОЛЮСОВ

Вблизи областей магнитных полюсов солнечный ветер может достигать поверхности планеты, что приводит к изменению параметров пылевой плазмы. На рис. 2б, г представлены параметры для областей магнитных полюсов, их можно сравнить с рис. 2а, в — для областей вне магнитных полюсов. Вблизи магнитных полюсов также можно ожидать развитие дрейфовой турбулентности, параметры которой близки к параметрам турбулентности вне магнитных полюсов. Кроме того, можно ожидать еще один тип колебаний, аналогичный рассмотренному ранее для Луны [54]. Поскольку солнечный ветер движется со скоростью около 400 км/с относительно планеты, то в областях вблизи магнитных полюсов, где приповерхностная плазма взаимодействует с плазмой солнечного ветра, можно ожидать развития турбулентности, связанной с относительным движением компонентов плазмы. На Луне в аналогичной ситуации могут возбуждаться высокочастотные волны [54].

Распределения фотоэлектронов над поверхностью Меркурия по энергиям отличаются от максвелловских (рис. 1). Подобное отличие вызвано тем, что в эти функции распределения суще-

ственный вклад вносят фотоэлектроны (с энергиями порядка 0.1 эВ), выбитые с поверхности Меркурия фотонами с близкими к работе выхода энергиями. Кроме того, присутствуют фотоэлектроны с энергиями 1–2 эВ, чье происхождение связано с фотонами, отвечающими пику 10.2 эВ в спектрах солнечного излучения. Суммарная функция распределения является суперпозицией функции распределения фотоэлектронов, выбитых фотонами с энергиями, близкими к работе выхода, и имеющих температуру порядка 0.1 эВ, а также функции распределения фотоэлектронов, связанных с линией Н Лайман-альфа в спектре солнечного излучения и имеющих температуру порядка 1 эВ. Обозначим характерные параметры распределения n_{e1} — концентрация, T_{e1} — температура для фотоэлектронов с энергиями порядка 0.1 эВ, а n_{e2} — характерная концентрация, T_{e2} — температура для фотоэлектронов с энергиями порядка 1 эВ. Данные при $\theta = 0$ для афелия и перигелия представлены в табл. 3.

Характерная скорость солнечного ветра у Меркурия составляет $u_s \approx 4 \times 10^7$ см/с [38]. Исследуем возможность возбуждения электромагнитных волн обусловленных относительным движением фотоэлектронов и плазмы солнечного ветра [54] в пылевой плазме у поверхности Меркурия. Рассмотрим колебания с частотами ω , лежащими в диапазоне $kv_{TiS} \ll kv_{Te1} \ll \omega \ll kv_{Te2} \ll kv_{TeS}$, здесь индекс S относится к физическим величинам, характеризующим параметры солнечного ветра $v_{Te(i)S} = \sqrt{T_{e(i)S}/m_{e(i)}}$, $v_{Te1(2)} = \sqrt{T_{e1(2)}/m_e}$. Для этого случая линейное дисперсионное уравнение принимает вид

$$1 - \frac{\omega_{pe1}^2}{\omega^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{De2}^2} - \frac{\omega_{piS}^2}{(\omega - ku_s)^2} = 0, \quad (12)$$

где $\omega_{pe(i)}$ — электронная (ионная) плазменная частота, индекс 1 относится к электронам с концентрацией n_{e1} , λ_{De2} — дебаевский радиус электронов, соответствующий второму максимуму из распределения (параметры с индексом 2 из табл. 2).

Необходимое условие существования неустойчивого решения уравнения (12) при рассматриваемых параметрах задается выражением

$$\frac{n_{e1}}{n_{e2}} > \frac{m_i u_s^2}{T_{e2}}. \quad (13)$$

При выполнении сильного неравенства $n_{e1}/n_{e2} \gg m_i u_s^2 / T_{e2}$ максимальный инкремент неустойчивости составляет

$$\gamma_h \approx \frac{3^{1/2}}{2^{4/3}} \omega_{pe1} \left(\frac{m_e n_{iS}}{m_i n_{e1}} \right)^{1/3}, \quad (14)$$

где n_{iS} – концентрация ионов в плазме солнечного ветра. Концентрация ионов солнечного ветра в афелии составляет 40 см^{-3} , а в перигелии 63.2 см^{-3} [55]. Характерный инкремент неустойчивости при рассматриваемых параметрах плазмы $\gamma_h \sim 10^4 \text{ с}^{-1}$ как для афелия, так и для перигелия. Таким образом, в областях, где солнечный ветер проникает в экзосферу Меркурия, как правило, вблизи магнитных полюсов, возможна генерация колебаний в диапазоне частот ленгмюровских и электромагнитных волн. При этом частоты волн определяются концентрацией фотоэлектронов, соответствующими первому максимуму распределения (рис. 1) с энергиями порядка 0.1 эВ.

Еще один случай, когда можно ожидать развития волновых возмущений в плазме у поверхности Меркурия соответствует $kv_{Td} = \omega = kv_{TiS}$, где $v_{Td} = \sqrt{T_d/m_d}$ – тепловая скорость пылевых частиц. При рассматриваемых параметрах плазмы дисперсионное уравнение соответствует уравнению для пылевых звуковых волн [56]

$$1 - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{De1}^2} = 0, \quad (15)$$

где ω_{pd} – пылевая плазменная частота. Дисперсионное уравнение (15) не имеет неустойчивых решений. Возбуждение пылевых звуковых волн может происходить, например, в окрестности терминатора. Скорость терминатора в разы превышает скорость пылевого звука. По аналогии с ситуацией на Луне [54, 57] в области терминатора может развиваться неустойчивость, приводящая к возбуждению пылевых звуковых волн. Таким образом, можно ожидать, что в пылевой плазме у поверхности Меркурия могут наблюдаться также пылевые звуковые волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экзосфере Меркурия на освещенной стороне планеты можно ожидать существование плазменно-пылевой системы, состоящей из фотоэлектронов и пылевых частиц, а в областях, расположенных недалеко от магнитных полюсов планеты, также из электронов и ионов солнечного ветра. Волновые процессы, которые могут происходить в плазменно-пылевой системе у поверхности Меркурия, могут быть обусловлены как наличием магнитного поля, так и относительным движением плазмы солнечного ветра и приповерхностной плазмы Меркурия. Учитывая существование у Меркурия собственного магнитного поля со значениями порядка 10^{-3} Гс, можно ожидать развитие дрейфовой турбулентности в областях, где магнитное поле направлено параллельно поверхности и перпендикулярно градиенту кон-

центрации электронов, который направлен вертикально. Время развития неустойчивости существенно меньше длительности светового дня на Меркурии. В областях магнитных полюсов, где солнечный ветер может достигать поверхности планеты, возможна генерация электромагнитных волн в результате относительного движения приповерхностной плазмы и солнечного ветра. Возможно также существование в запыленной экзосфере Меркурия пылевых звуковых волн. Различия параметров плазмы в областях афелия и перигелия не налагают ограничений на возможность генерации колебаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Berg O.E., Richardson F.F., Burton H.* // Apollo 17 preliminary science report. NASA Spec. Publ. 16-1–16-9. SP-330. 1973.
2. *Berg O.E., Wolf H., Rhee J.* // Interplanetary Dust and Zodiacal Light / Eds H. Elsässer, H. Fechtig. N.Y.: Springer, 1976. P. 233.
3. *Määttänen A., Listowski C., Montmessin F., Maltagliati L., Reberac A., Joly L., Bertaux J. L.* // Icarus. 2013. V. 223. P. 892.
4. *Fedorova A.A., Montmessin F., Rodin A.V., Korablev O.I., Määttänen A., Maltagliati L., Bertaux J.L.* // Icarus. 2014. V. 231. P. 239.
5. *Montmessin F., Bertaux J.L., Quémerais E., Korablev O., Rannou P., Forget F., Perriera S., Fussend D., Lebonnois S., Rébéraca A.* // Icarus. 2006. V. 183 (2). P. 403.
6. *Montmessin F., Gondet B., Bibring J.P., Langevin Y., Drossart P., Forget F., Fouchet T.* // J. Geophys. Res.: Planets. 2007. V. 112 (E11).
7. *Извекова Ю.Н., Попель С.И.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 1010.
8. *Голубь А.П., Попель С.И.* // Письма ЖЭТФ. 2021. Т. 113. С. 440.
9. *Голубь А.П., Попель С.И.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 741.
10. *Zakharov A.V., Popel S.I., Kuznetsov I.A., Borisov N.D., Rosenfeld E.V., Skorov Yu., Zelenyi L.M.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 110501.
11. *Копнин С.И., Шохрин Д.В., Попель С.И.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 163.
12. *Reuter D.C., Simon A.A., Hair J., Lunsford A., Manthripragada S., Bly V., Bos B., Brambora C., Caldwell E., Casto G., Dolch Z., Finneran P., Jennings D., Jhabvala M., Matson E., McLelland M., Roher W., Sullivan T., Weigle E., Wen Y., Wilson D., Lauretta D.S.* // Space Sci. Rev. 2018. V. 214. P. 54.
13. *Watanabe S., Hirabayashi, Hirata N., Hirata Na., Noguchi R., Shimaki Y., Ikeda H., Tatsumi E., Yoshikawa M., Kikuchi S., Yabuta H., Nakamura T., Tachibana S., Ishihara Y., Morota T., Kitazato K., Sakatani N., Matsuoto K., Wada K., Senshu H., Honda C., Michikami T., Takeuchi H., Kouyama T., Honda R., Kameda S., Fuse T., Miyamoto H., Komatsu G., Sugita S. et al.* // Science. 2019. V. 364. P. 268.
14. *Gulkis S., Frerking M., Crovisier J., Beaudin G., Hartogh P., Encrenaz P., Koch T., Kahn C., Salinas Y., No-*

- wicki R., Irigoyen R., Janssen M., Stek P., Hofstadter M., Allen M., Backus C., Kamp L., Jarchow C., Steinmetz E., Deschamps A., Krieg J., Gheudin M., Bockelée-Morvan D., Biver N., Encrenaz T., Despois D., Ip W., Lellouch E., Mann I., Muhleman D., Rauer H., Schloerb P., Spilker T. // Space Sci. Rev. 2007. V. 128. P. 561.
15. Horanyi M., Sternovsky Z., Lankton M., Dumont C., Gagnard S., Gathright D., Grün E., Hansen D., James D., Kempf S., Lamprecht B., Srama R., Szalay J.R., Wright G. // Space Sci. Rev. 2014. V. 185. P. 93.
16. Horanyi M., Szalay J.R., Kempf S., Schmidt J., Grün E., Srama R., Sternovsky Z. // Nature. 2015. V. 522. P. 324.
17. Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A.Yu. // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
18. Domingue D.L., Koehn P.L., Killen R.M., Sprague A.L., Sarantos M., Cheng A.F., Bradley E.T., McClintock W.E. // Space Sci. Rev. 2007. V. 131. P. 161.
19. Ness N.F., Behannon K.W., Lepping R.P., Whang Y.C. // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. P. 2708.
20. Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Slavin J.A., Korth H., Anderson B.J., Baker D.N., Boardsen S.A., Johnson C.L., Purucker M.E., Sarantos M., Solomon S.C. // Icarus. 2010. V. 209. P. 23.
21. Stanley S., Glatzmaier G.A. // Space Sci. Rev. 2010. V. 152. P. 617.
22. Dyal P., Parkin C.W., Daily W.D. // Rev. Geophys. 1974. V. 12. P. 568.
23. Coleman Jr. P.J., Schubert G., Russell C.T., Sharp L.R. // Moon. 1972. V. 4. P. 419.
24. Le Bars M., Wiczeorek M.A., Karatekin O., Cebon D., Laneuville M. // Nature. 2011. V. 479. P. 215.
25. Wiczeorek M.A., Weiss B.P., Stewart S.T. // Science. 2012. V. 335. P. 1212.
26. Wiczeorek M.A. // J. Geophys. Res.: Planets. 2018. V. 123. P. 291.
27. Mitchell D.L., Halekas J.S., Lin R.P., Frey S., Hood L.L., Acuña M.H., Binder A. // Icarus. 2008. V. 194. P. 401.
28. <https://solarsystem.nasa.gov/missions/mariner-10/in-depth/>.
29. Solomon S.C., McNutt R.L., Gold R.E., Domingue D.L. // Space Sci. Rev. 2007. V. 131. P. 3.
30. <https://www.cosmos.esa.int/web/bepicolombo/home>.
31. Benkhoff J., Murakami G., Baumjohann W., Besse S., Bunce E., Casale M., Cremosese G., Glassmeier K.-H., Hayakawa H., Heyner D., Hiesinger H., Huovelin J., Hussmann H., Iafolla V., Iess L., Kasaba Y., Kobayashi M., Milillo A., Mitrofanov I.G., Montagnon E., Novara M., Orsini S., Quemerais E., Reininghaus U., Saito Y., Santoli F., Stramaccioni D., Sutherland O., Thomas N., Yoshikawa I., Zender J. // Space Sci. Rev. 2021. V. 217. P. 90.
32. Prockter L.M. // Johns Hopkins APL technical digest. 2005. V. 26 (2). P. 175.
33. Exner W., Simon S., Heyner D., Motschmann U. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2020. V. 125. P. e2019-JA027691.
34. Broadfoot A.L., Shemansky D.E., Kumar S. // Geophys. Res. Lett. 1976. V. 3. P. 577.
35. Potter A., Morgan T. // Science. 1985. V. 229. P. 651.
36. Bida T.A., Killen R.M., Morgan T.H. // Nature. 2000. V. 404. P. 159.
37. Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. // Астрономич. вестник. Исследования Солнечной системы. 2013. Т. 47. С. 455.
38. Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M. // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. P. 043701.
39. Попель С.И., Голубь А.П., Лусин Е.А., Извекова Ю.Н., Атаманюк Б., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зелёный Л.М. // Письма ЖЭТФ. 2016. Т. 103. С. 641.
40. Zook H. and McCoy J. // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18. P. 2117.
41. Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M. // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 59.
42. Sternovsky Z., Chamberlin P., Horanyi M., Robertson S., Wang X. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. 10104.
43. Stubbs T.J., Glenar D.A., Farrell W.M., Vondrak R.R., Collier M.R., Halekas J.S., Delory G.T. // Planet. Space Sci. 2011. V. 59. P. 1659.
44. Izvekova Yu.N., Morozova T.I., Popel S.I. // IEEE Transac. Plasma Sci. 2018. V. 46. P. 731.
45. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 867.
46. Попель С.И., Морозова Т.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 474.
47. Popel S.I., Kassem A.I., Izvekova Yu.N., Zelenyi L.M. // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126627.
48. Копнин С.И., Попель С.И. // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. Вып. 9. С. 29.
49. Извекова Ю.Н., Попель С.И. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1061.
50. Walbridge E. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 3668.
51. Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н., Афонин В.В., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зелёный Л.М., Лусин Е.А., Петров О.Ф. // Письма ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 131.
52. Willis R.F., Anderegg M., Feuerbacher B., Fitton B. // Photon and Particle Interactions with Surfaces in Space: Proceed. 6th Eslab Symposium. Springer Netherlands. 1973. P. 389.
53. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. пособ.: для вузов. В 10 т. Т. X / Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2002. 536 с.
54. Popel S.I., Morfill G.E., Shukla P.K., Thomas H. // J. Plasma Phys. 2013. V. 79. P. 1071.
55. González-Esparza A. // Space Sci. Rev. 2001. V. 97. P. 197.
56. Rao N.N., Shukla P.K., Yu M.Y. // Planetary Space Sci. 1990. V. 38. P. 543.
57. Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 123701.