

**О ПОНДЕРОМОТОРНОМ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ
ВДОЛЬ ЛИНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ****PONDEROMOTIVE REDISTRIBUTION OF HEAVY IONS ALONG
A MAGNETIC FIELD LINE****А.В. Гульельми** *Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,
Москва, Россия, guglielmi@mail.ru***Ф.З. Фейгин***Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,
Москва, Россия, feygin@ifz.ru***А.С. Потапов** *Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, potapov@iszf.irk.ru***A.V. Guglielmi***Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS,
Moscow, Russia, guglielmi@mail.ru***F.Z. Feygin***Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS,
Moscow, Russia, feygin@ifz.ru***A.S. Potapov***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, potapov@iszf.irk.ru*

Аннотация. Поставлена задача о пондеромоторном разделении и ускорении ионов с различным отношением заряда к массе под влиянием волн Альфвена, постоянно существующих в магнитосфере в виде геомагнитных пульсаций. Выведены формулы для парциальных пондеромоторных сил, действующих на легкие и тяжелые (металлические) ионы. В квазигидродинамическом приближении получена система уравнений, описывающая распределение ионов вдоль силовых линий магнитного поля в магнитосфере Земли. Установлено, что число Кларка, характеризующее металличность плазмы, максимально в минимуме магнитного поля на силовой линии, вдоль которой распространяется альфвеновская волна, что приводит к накоплению тяжелых ионов в вершине силовой линии в месте пересечения ее с магнитным экватором. Полученные теоретические результаты согласуются с результатами спутниковых измерений распределения тяжелых ионов вдоль силовых линий в магнитосфере Земли.

Ключевые слова: парциальные пондеромоторные силы, волны Альфвена, тяжелые ионы, амбиполярная диффузия, геомагнитное поле, число Кларка.

Abstract. We set up the problem of ponderomotive separation and acceleration of ions with different charge-to-mass ratios under the influence of Alfvén waves, which constantly exist in the magnetosphere in the form of geomagnetic pulsations. Formulas for partial ponderomotive forces acting on light and heavy (metallic) ions are derived. In the quasi-hydrodynamic approximation, a system of equations is obtained which describes the distribution of ions along magnetic field lines in Earth's magnetosphere. The Clarke number, which characterizes plasma metallicity, is found to be maximum at a minimum magnetic field on the field line along which the Alfvén wave propagates. This leads to the accumulation of heavy ions at the top of the field line at the point of its intersection with the magnetic equator. The theoretical conclusions agree with satellite measurements of the distribution of heavy ions along field lines in Earth's magnetosphere.

Keywords: partial ponderomotive forces, Alfvén waves, heavy ions, Clarke number, ambipolar diffusion, geomagnetic field.

ВВЕДЕНИЕ

В линейном приближении распространение монохроматической электромагнитной волны в плазме сопровождается гармоническим движением электронов и ионов. Если перейти к квадратичному по амплитуде волны приближению и провести усреднение по периоду колебаний, то выяснится, что на единственный объем плазмы действует пондеромоторная сила \mathbf{f} . Допустим, что плазма находится во внешнем магнитном поле \mathbf{B} , как это имеет место в магнитосфере Земли, и разложим силу \mathbf{f} на продольную и поперечную компоненты по отношению к \mathbf{B} . Общее феноменологическое выражение для \mathbf{f} приведено в фундаментальной монографии [Ландау, Лифшиц, 2003].

Мы сосредоточим внимание на продольной компоненте

$$f_{\parallel} = \frac{1}{16\pi} \left[(\varepsilon_{ik} - \delta_{ik}) \nabla_{\parallel} E_i^* E_k + E_i^* E_k \frac{\partial \varepsilon_{ik}}{\partial \mathbf{B}} \cdot \partial \mathbf{B} \right], \quad (1)$$

поскольку под ее действием плазма ускоряется вдоль геомагнитных силовых линий, в то время как поперечная компонента приводит лишь к дрейфу плазмы с постоянной скоростью. Здесь $\varepsilon_{ik}(\omega)$ — тензор диэлектрической проницаемости плазмы [Гинзбург, 1967]; \mathbf{E} — амплитуда колебаний электрического поля, звездочка означает комплексное сопряжение; δ_{ik} — символ Кронекера; ω — частота волны. Тензор диэлектрической проницаемости плазмы имеет вид [Лифшиц, Питаевский, 1979]

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ik} &= \varepsilon_{\perp} \delta_{ik} + (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}) \tau_i \tau_k + ig \delta_{ikm} \tau_m, \\ \varepsilon_{\perp} &= 1 - \sum \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \Omega^2}, \\ \varepsilon_{\parallel} &= 1 - \sum \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \\ g &= - \sum \frac{\Omega \omega_0^2}{\omega(\omega^2 - \Omega^2)}. \end{aligned} \quad (2) \quad (3)$$

Здесь δ_{ikm} — символ Леви-Чивита; $\boldsymbol{\tau} = \mathbf{B}/B$ — единичный вектор, касательный к силовой линии внешнего магнитного поля, суммирование в (3) производится по всем сортам частиц (электроны, ионы); $\omega_0 = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$ — плазменная частота; $\Omega = eB/mc$ — циклотронная частота; e , m и N — заряд, масса и концентрация частиц данного сорта; c — скорость света.

В магнитосфере Земли наиболее мощная волновая активность проявляется в магнитогидродинамическом (МГД) диапазоне. Мы ограничимся анализом пондеромоторной силы волн Альфвена [Альфвен, 1952], которые представлены в магнитосфере разнообразными геомагнитными пульсациями [Гульельми, 1979; Нишида, 1980; Гульельми, Потапов, 2021]. Ранее было показано [Потапов и др., 2002; Потапов, Гульельми, 2010; Гульельми, Фейгин, 2018; Фейгин, Гульельми, 2023], что под действием альфвеновских и ионно-циклотронных волн происходит заметное перераспределение плазмы вдоль геомагнитных силовых линий. Пондеромоторная сила «сгребает» плазму по направлению к минимуму магнитного поля, т. е. по направлению к плоскости геомагнитного экватора при дипольной аппроксимации внешнего магнитного поля, в результате чего возникает экваториальное уплотнение плазмы.

С теоретической точки зрения особый интерес представляет бегущая волна Альфвена. Траектория волны совпадает с силовой линией геомагнитного поля, причем в каждой точке траектории выполняется соотношение

$$\nabla_{\parallel} E_{\perp}^2 = E_{\perp}^2 \nabla_{\parallel} \ln \frac{B^2}{\rho}, \quad (4)$$

где $\rho = \sum m_i N_i$ — плотность плазмы; m_i и N_i — масса и концентрация ионов сорта i , а суммирование производится по всем сортам ионов (см., например, [Гульельми, 1992]). Из (1) с учетом (4) следует простое выражение для пондеромоторной силы

$$f_{\parallel} = - \frac{1}{8} \left(\frac{cE_{\perp}}{B} \right)^2 \nabla_{\parallel} \rho, \quad (5)$$

удобное при вычислениях.

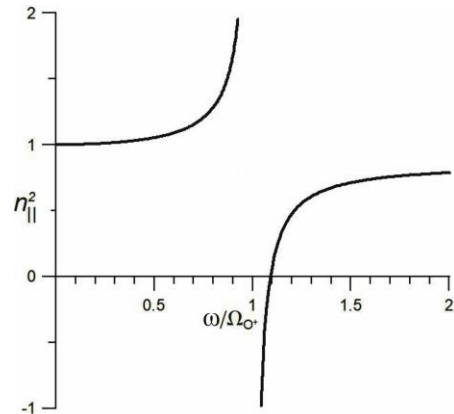
Формула (5) применима при выполнении сильного неравенства $\omega \ll \min \{\Omega_i\}$, где $\Omega_i = e_i B / m_i c$ — гирочастота иона. В этом случае дисперсионное уравнение для волн Альфвена имеет вид $n_{\parallel}^2 = \varepsilon_{\perp}$, причем $\varepsilon_{\perp} = c^2 / c_A^2$, $c_A = B / \sqrt{4\pi\rho}$ — альфвеновская скорость; $n_{\parallel} = ck_{\parallel} / \omega$, где k_{\parallel} — продольная компо-

нента волнового вектора. Предполагается, что $c_A \ll c$ (плотная плазма) и $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ (квазипоперечное распространение).

При условии $\omega \ll \min \{\Omega_i\}$ все ионы движутся с одинаковым ускорением под действием волны Альфвена. Это ограничивает круг задач, решаемых аналитически, в частности, не позволяет проанализировать пондеромоторную сепарацию ионов с различным отношением заряда к массе.

Однако сильное неравенство $\omega \ll \min \{\Omega_i\}$ может быть ослаблено. Например, достаточно предположить, что в двухкомпонентной плазме, содержащей электроны, протоны и ионы кислорода O^+ , $\omega < \Omega_{O^+}$ при том обязательном условии, что указанное неравенство не нарушено ни в одной точке на траектории бегущей волны. При нарушении дополнительного условия структура волнового поля резко усложняется, что затрудняет аналитическое исследование пондеромоторного перераспределения ионов.

Поясним сказанное с помощью рисунка. На нем показана дисперсионная кривая для волн Альфвена при значении кларка кислорода $\kappa = \rho_{O^+} / \rho_{H^+} = 0.2$, где ρ_{O^+} и ρ_{H^+} — плотности ионов кислорода и водорода соответственно. Здесь и ниже используется термин «число Кларка», или просто «кларк», распространенный в геофизической и космофизической литературе. Классический кларк выражает среднее содержание химических элементов в определенной системе по отношению к общей массе этой системы. Мы несколько расширили смысл этого термина, чтобы использовать его как показатель металличности плазмы, и в данной работе кларк, по сути, представляет собой отношение кларка кислорода к кларку водорода. Под соответствующей системой мы понимаем некий достаточно малый объем плазмы, внутри которого плотности ионов того и другого сорта однородны. Напомним, что металличностью (metallicity) в астро- и космофизике принято называть относительную концентрацию элементов тяжелее водорода и гелия в звездах или иных астрономических объектах [<https://www.aanda.org/glossary/194-metallicity>].



Дисперсионная кривая для волн Альфвена при квазипоперечном распространении в водородно-кислородной плазме. Продольный показатель преломления $n_{\parallel} = ck_{\parallel} / \omega$ выражен в единицах c/c_A

Мы видим, что при $\omega > \Omega_{O^+}$ существует точка отражения ($n_{\parallel} = 0$) волны, распространяющейся в область более сильного магнитного поля. Это обстоятельство приводит к тому, что в магнитосфере в окрестности геомагнитного экватора формируется специфический резонатор [Guglielmi et al., 2000; Гульельми, Потапов, 2012]. Волны в резонаторе стоячие. Для них не выполняется простое условие самосогласования (4). Однако самосогласование необходимо, поскольку пондеромоторная модификация плазмы влияет на интенсивность волны, действие которой вызывает указанную модификацию.

Мы рассматриваем воздействие бегущих волн Альфвена на плазму, поэтому предполагаем, что условие вида $\omega < \Omega_{O^+}$ выполнено на всей траектории волны. Мы покажем, что пондеромоторные силы, действующие на ионы с различным отношением заряда к массе, тем больше, чем меньше указанное отношение. В результате происходит пондеромоторная сепарация ионов и химический состав плазмы видоизменяется. В частности, происходит накопление тяжелых ионов в окрестности геомагнитного экватора в дипольной модели магнитосферы, т. е. нарастает металличность плазмы. Таким образом, можно говорить о металлизации магнитосферной плазмы в минимумах магнитного поля на силовых линиях, вдоль которых распространяются волны Альфвена.

1. ПАРЦИАЛЬНЫЕ СИЛЫ

Разложим пондеромоторную силу (1) на сумму парциальных пондеромоторных сил: $f_{\parallel} = \sum f_{\parallel s}$. Здесь $s=e, i$, причем индексы e и i обозначают электроны и ионы. Учтем соотношение

$$\varepsilon_{ik} = \delta_{ik} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{ik} \quad (6)$$

и воспользуемся аддитивностью комплексного тензора электропроводности: $\sigma_{ik} = \sum \sigma_{iks}$. После этого выразим $f_{\parallel s}$ через σ_{iks} ; σ_{iks} — вклад заряженных частиц сорта s в электропроводность.

Выберем силовую линию геомагнитного поля, вдоль которой распространяется волна Альфвена, и введем сопутствующую систему координат (x, y, z) в окрестности линии так, что ось X направлена по бинормали, а ось Z по касательной. Используя (1), (3), (4), (6), получаем

$$f_{\parallel s} = -\frac{E_{\perp}^2}{8\pi} \left(\frac{\omega_{0s}^2}{\Omega_s^2 - \omega^2} \right) \times \left[\partial \ln \rho^{1/4} + \left(\frac{\omega^2}{\Omega_s^2 - \omega^2} \right) \partial \ln B \right], \quad (7)$$

где $\partial \equiv \partial / \partial z$.

Приведем выражения для парциальных сил, действующих на электроны, протоны и однозарядные ионы кислорода в двухкомпонентной плазме:

$$f_{\parallel e} = -\frac{1}{8} \left(\frac{cE_{\perp}}{B} \right)^2 \rho_e \partial \ln \rho, \quad (8)$$

$$f_{\parallel H^+} = -\frac{1}{8} \left(\frac{cE_{\perp}}{B} \right)^2 \rho_{H^+} \partial \ln \rho, \quad (9)$$

$$f_{\parallel O^+} = -\frac{E_{\perp}^2}{8\pi} \left(\frac{\omega_{0O^+}^2}{\Omega_{O^+}^2 - \omega^2} \right) \times \left[\partial \ln \rho^{1/4} + \left(\frac{\omega^2}{\Omega_{O^+}^2 - \omega^2} \right) \partial \ln B \right]. \quad (10)$$

2. ДИФФУЗИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ

Рассмотрим статическое равновесие двухкомпонентной изотермической плазмы в квазигидродинамическом приближении. Баланс сил, действующих вдоль геомагнитной линии, описывается уравнениями

$$\partial p_e = \rho_e g_{\parallel} - eN E_{\parallel} + f_{\parallel e}, \quad (11)$$

$$\partial p_i = \rho_i g_{\parallel} + eN_i E_{\parallel} + f_{\parallel i}. \quad (12)$$

Здесь $p_e = NT$ и $p_i = N_i T$ — парциальные давления электронов и ионов; T — температура; N — концентрация электронов; g_{\parallel} — продольная проекция гравитационного ускорения; E_{\parallel} — электрическое поле амбиполярной диффузии. Индекс i принимает значения 1 и 2 для величин, относящихся к легким и тяжелым ионам соответственно. Из (7)–(11) с учетом условия квазинейтральности $N = N_1 + N_2$ следует выражение для амбиполярного электрического поля

$$E_{\parallel} = -\frac{m_+}{2e} (g_{\parallel} + a_{\parallel}), \quad (13)$$

где $a_{\parallel} = (f_{\parallel 1} + f_{\parallel 2}) / \rho$ — пондеромоторное ускорение; $m_+ = \rho / N$ — средняя масса ионов. Подставив (13) в (12), получим два нелинейных дифференциальных уравнения первого порядка

$$T \partial N_i = \left(m_i - \frac{m_+}{2} \right) N_i g_{\parallel} - \frac{N_i}{2N} (f_{\parallel 1} + f_{\parallel 2}) + f_{\parallel i}, \quad (14)$$

описывающих распределение ионов $i=1, 2$ вдоль геомагнитной силовой линии.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Мы составили систему дифференциальных уравнений (14), описывающую пондеромоторное воздействие волн Альфвена на распределение вдоль линий геомагнитного поля ионов с различным отношением заряда к массе. Общее исследование системы уравнений (14) с учетом довольно громоздких формул для парциальных сил (7) целесообразно проводить численными методами. В данном предварительном исследовании мы ограничимся качественным анализом двух предельных случаев.

В случае достаточно малых чисел Кларка $\kappa = \rho_2 / \rho_1$ система уравнений упрощается и допускает аналитическое решение. Рассмотрим так называемую магнитную яму, т. е. малую окрестность той точки на линии магнитного поля, в которой величина

на поля минимальна. Магнитное поле квадратично увеличивается с удалением от дна ямы. Из (7), (14), опуская громоздкие выкладки, получаем зависимость $\kappa(z)$:

$$\kappa(z) = \kappa(0) \exp(-\alpha z^2). \quad (15)$$

Здесь

$$\alpha = \frac{e^2 E_{\perp}^2}{4m_e T} \left(\frac{\omega}{\Omega_2^2 - \omega^2} \right)^2 \frac{1}{B} \frac{d^3 B}{dz^2}. \quad (16)$$

Расстояние z отсчитывается вдоль силовой линии от точки $z=0$, где поле B минимально. Величины Ω_2 , E_{\perp} , B и $d^3 B/dz^2$ относятся к точке $z=0$.

В дипольной магнитосфере минимум B располагается в точке пересечения линии поля с плоскостью магнитного экватора. Мы видим, что число κ , характеризующее металличность плазмы, максимально в вершине линии, вдоль которой распространяется волна Альфвена. Величина κ пропорциональна квадрату амплитуды волны и тем больше, чем меньше разность частот $\Omega_2 - \omega$.

Таким образом, мы пришли к выводу, что в распределении плотности ионов O^+ будет наблюдаться максимум на магнитном экваторе силовой линии. Интересно сопоставить наш вывод со спутниковыми данными о плотности ионов в магнитосфере. По вполне понятным причинам прямые наблюдения распределения ионов вдоль линий геомагнитного поля осуществить исключительно трудно, поэтому в работе [Takahashi et al., 2004] использован метод косвенных измерений. Идея состоит в том, что структура спектра тороидальных МГД-колебаний магнитосферы существенно зависит от распределения плазмы вдоль геомагнитных линий. Измеряя отношения частот гармоник электрической и магнитной компонент спектра колебаний, можно судить о распределении плотности плазмы вдоль линий магнитного поля. С помощью спутника CRRES были проведены наблюдения и сделан тщательный анализ колебаний в послеполуночном секторе магнитосферы (12–18 MLT) в интервале магнитных оболочек L от 4 до 8. Результаты [Takahashi et al., 2004] свидетельствуют, что на оболочках $4 < L < 6$ распределение массовой ионной плотности по характеру не отличается от измеренного ранее методом радиозондирования распределения электронной плотности: и та, и другая минимальны в области магнитного экватора. На более высоких оболочках ($L \geq 6$) характер изменения электронной плотности остается тем же, в то время как ионная плотность имеет локальный максимум на пересечении магнитной оболочки с плоскостью экватора. Это может быть только в том случае, если (при сохранении квазинейтральности плазмы) тяжелые ионы, в первую очередь ионы кислорода, вносят значительный вклад в общую ионную плотность. Тот факт, что Takahashi et al. [2004] не увидели локального максимума ионов O^+ при меньших L , не значит, что там его нет. Может оказаться, что на более низких оболочках концентрация O^+ тоже имеет максимум на экваторе, но она недостаточно велика, чтобы вызвать значительное изменение распределения ионной плотности

вдоль магнитной линии и, как следствие, образование локального максимума на магнитном экваторе. Согласно работе [Fuselier, 2020], в дневной магнитосфере, где Takahashi et al. [2004] проводили измерения, концентрация ионов кислорода максимальна в области, примыкающей к магнитопаузе, и спадает на более низких оболочках. В целом изучение зависимости эффекта накопления тяжелых ионов в вершине линии магнитного поля от L -параметра требует как отдельного теоретического исследования, так и более точной статистически обоснованной экспериментальной оценки профилей ионной плотности плазмы на различных высотах. Поэтому мы только констатируем, что наши теоретические результаты не противоречат косвенным измерениям на спутнике CRRES.

Дополнительные свидетельства в пользу нашей теории содержит работа [Denton et al., 2006], в которой изучена зависимость распределения ионов вдоль магнитных линий от индексов геомагнитной активности и интенсивности тороидальных колебаний. В ней также обнаружен максимум плотности тяжелых ионов на экваторе магнитной оболочки. При этом немонотонное изменение массовой плотности плазмы с локальным максимумом на экваторе наблюдалось для L от 6 до 8, а степень немонотонности возрастала с ростом L . Возникает вопрос: при каких значениях L работает наша теория? Если говорить о базовых уравнениях (7)–(14), то применимость нашей теории никак не связана с параметром L . Условия применимости этих уравнений определены в тексте статьи. Уравнения применимы не только к магнитосфере, где от параметра L существенно зависит пространственная структура магнитного поля, но и (с некоторыми оговорками) к другим плазменным образованиям в космосе, где параметр, аналогичный L , может не существовать. Что же касается магнитосферы, то мы не видим принципиальных ограничений на величину L . Ограничения могут быть связаны с условиями применимости базовых формул, но об этом мы уже упомянули.

Таким образом, наша теория работает для любых L , но степень накопления тяжелых ионов в вершине магнитной линии зависит от их концентрации. В работе [Fuselier, 2020] показано, что наибольшая концентрация ионов кислорода в дневной магнитосфере наблюдается в области низкоширотной мантии теплой плазмы (warm plasma cloak) с внутренней стороны магнитопаузы. Именно там Takahashi et al. [2004] и Denton et al. [2006] обнаружили наиболее отчетливые пики массовой ионной плотности в районе магнитного экватора. Заметим, что Denton et al. [2006] считают пондеромоторные силы наиболее вероятным драйвером восходящего движения тяжелых ионов, приводящего к увеличению ионной плотности в области экватора.

Второй предельный случай относится к областям магнитосферы с большими числами Кларка, намного превышающими единицу. Казалось бы, речь может идти лишь о слоях плазмы, непосредственно примыкающих сверху к слою F2 ионосферы, но это не совсем так. На периферии дневной полусферы магнитосферы во время геомагнитных возмущений

обнаружено относительно высокое содержание ионов O^+ . Так, в обзоре [Fuselier, 2020] указываются концентрации протонов и однозарядных ионов кислорода 0.5 и 0.2 см^{-3} соответственно. Этим величинам соответствует кларк $\kappa = 6.4$. Обзор [Kronberg et al., 2014] и статьи [Roberts et al., 1987; Fuselier et al., 1989; Nosé et al., 2009, 2011; Denton et al., 2019] также содержат информацию, свидетельствующую об обилии в магнитосфере ионов кислорода ионоферного происхождения.

При $\kappa \gg 1$ уравнения (14) можно упростить. Распределением ионов O^+ будет практически полностью определяться распределение плотности плазмы ρ вдоль геомагнитных линий. Если $\omega < \Omega_{O^+}$, как мы предполагаем, то возникает ситуация, формально аналогичная той, которая проанализирована подробно при решении задачи о воздействии пондеромоторных сил на двухкомпонентную плазму, состоящую из электронов и ионов H^+ . При дипольной конфигурации геомагнитного поля картина распределения ионов качественно выглядит следующим образом: образуется три экстремума плотности с максимумом на магнитном экваторе силовой линии и двумя симметрично расположенными минимумами [Гульельми, 1992; Lundin, Guglielmi, 2006].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели задачу о пондеромоторном разделении ионов с различным отношением заряда к массе под действием альфвеновских волн и вывели формулы для парциальных пондеромоторных сил, действующих на легкие и тяжелые (металлические) ионы. В квазигидродинамическом приближении получена система уравнений, описывающая распределение ионов вдоль силовых линий магнитного поля в магнитосфере Земли. Было обнаружено, что число Кларка, характеризующее металличность плазмы, максимально в минимуме магнитного поля на силовой линии, вдоль которой распространяется альфвеновская волна.

Работа выполнена в рамках Государственных заданий Министерства науки и высшего образования РФ для ИФЗ РАН и ИСЗФ СО РАН.

Выражаем благодарность Б.И. Клайну за интерес к работе и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Альфвен Х. *Космическая электродинамика*. М.: Иностранная литература, 1952. 290 с.
- Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме*. М.: Наука, 1967. 685 с.
- Гульельми А.В. *МГД-волны в околоземной плазме*. М.: Наука, 1979. 139 с.
- Гульельми А.В. Пондеромоторные силы в коре и в магнитосфере Земли. *Физика Земли*. 1992. № 7. С. 35–40.
- Гульельми А.В., Потапов А.С. Влияние тяжелых ионов на спектр колебаний магнитосферы. *Космические исследования*. 2012. Т. 50, № 4. С. 283–291.
- Гульельми А.В., Потапов А.С. Частотно-модулированные ультранизкочастотные волны в околоземном космическом пространстве. *УФН*. 2021. Т. 191, № 5. С. 475–491. DOI: [10.3367/UFN.2020.06.038777](https://doi.org/10.3367/UFN.2020.06.038777).

Гульельми А.В., Фейгин Ф.З. Воздействие пондеромоторных сил на магнитосферу Земли. *Физика Земли*. 2018. № 5. С. 53–60. DOI: [10.1134/S1069351318050075](https://doi.org/10.1134/S1069351318050075).

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред*. М.: Физматлит, 2003. 656 с.

Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Физическая кинетика*. М.: Наука, 1979. 528 с.

Нишида А. *Геомагнитный диагноз магнитосферы*. М.: Наука, 1980. 299 с.

Потапов А.С., Гульельми А.В. Ускорение магнитосферных ионов вверх осцилляторной составляющей центробежной силы. *Солнечно-земная физика*. 2010. Вып. 16. С. 14–18.

Потапов А.С., Гульельми А.В., Поляков А.П. Пондеромоторные силы в магнитосферном ионно-циклотронном резонаторе. *Доклады Академии наук*. 2002. Т. 383, № 5. С. 688–690.

Фейгин Ф.З., Гульельми А.В. Пондеромоторные силы волн Альфвена в магнитосфере Земли. *Физика Земли*. 2023. № 6. С. 190–198.

Denton R.E., Takahashi K., Galkin I.A., et al. Distribution of density along magnetospheric field lines. *J. Geophys. Res.* 2006. Vol. 111, A04213. DOI: [10.1029/2005JA011414](https://doi.org/10.1029/2005JA011414).

Denton M.H., Henderson M.G., Maruyama N., Fuselier S.A. The cold ion population at geosynchronous orbit and transport to the dayside magnetopause: September 2015 to February 2016. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2019. Vol. 124. P. 8685–8694. DOI: [10.1029/2019JA026973](https://doi.org/10.1029/2019JA026973).

Fuselier S.A., Ionospheric oxygen ions in the dayside magnetosphere. *J. Atmosph. Solar-Terr. Phys.* 2020. Vol. 210, 105448. DOI: [10.1016/j.jastp.2020.105448](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105448).

Fuselier S.A., Klumpar D.M., Peterson W.K., Shelley E.G. Direct injection of ionospheric O^+ into the dayside low latitude boundary layer. *Geophys. Res. Lett.* 1989. Vol. 16. P. 1121–1124. DOI: [10.1029/GL016i010p01121](https://doi.org/10.1029/GL016i010p01121).

Guglielmi A.V., Potapov A.S., Russell C.T. The ion cyclotron resonator in the magnetosphere. *Письма в ЖЭТФ*. 2000. Т. 72, вып. 6. С. 432–435.

Kronberg E.A., Ashour-Abdalla M., Dandouras I., et al. Circulation of heavy ions and their dynamical effects in the magnetosphere: Recent observations and models. *Space Sci. Rev.* 2014. Vol. 184. P. 173–235. DOI: [10.1007/s11214-014-0104-0](https://doi.org/10.1007/s11214-014-0104-0).

Lundin R., Guglielmi A.V. Ponderomotive forces in Cosmos. *Space Sci. Rev.* 2006. Vol. 127, no. 1-4. P. 1–116. DOI: [10.1007/s11214-006-8314-8](https://doi.org/10.1007/s11214-006-8314-8).

Nosé M., Ieda A., Christon S.P. Geotail observations of plasma sheet ion composition over 16 years: On variations of average plasma ion mass and O^+ triggering substorm model. *J. Geophys. Res.* 2009. Vol. 114, A07223. DOI: [10.1029/2009JA014203](https://doi.org/10.1029/2009JA014203).

Nosé M., Takahashi K., Anderson R.R., Singer H.J. Oxygen torus in the deep inner magnetosphere and its contribution to recurrent process of O^+ rich ring current formation. *J. Geophys. Res.* 2011. Vol. 116, A10224. DOI: [10.1029/2011JA016651](https://doi.org/10.1029/2011JA016651).

Roberts W.T. Jr., Horwitz J.L., Comfort R.H., et al. Heavy ion density enhancements in the outer plasmasphere. *J. Geophys. Res.* 1987. Vol. 92. P. 13499–13512. DOI: [10.1029/JA092iA12p13499](https://doi.org/10.1029/JA092iA12p13499).

Takahashi K., Denton R.E., Anderson R.R., Hughes W.J. Frequencies of standing Alfvén wave harmonics and their implication for plasma mass distribution along geomagnetic field lines: Statistical analysis of CRRES data. *J. Geophys. Res.* 2004. Vol. 109, A08202. DOI: [10.1029/2003JA010345](https://doi.org/10.1029/2003JA010345).

URL: <https://www.aanda.org/glossary/194-metallicity> (дата обращения 29 апреля 2024 г.).

Как цитировать эту статью:

Гульельми А.В., Фейгин Ф.З., Потапов А.С. О пондеромоторном перераспределении тяжелых ионов вдоль линии магнитного поля. *Солнечно-земная физика*. 2024. Т. 10, № 4. С. 17–21. DOI: [10.12737/szf-104202402](https://doi.org/10.12737/szf-104202402).