

Динамическое взаимодействие потока плазмы с горячим погранслоем геомагнитной ловушки

С. П. Савин, Л. М. Зеленый, Э. Амата⁺, Й. Бюхнер*, Я. Бленцки[□], С. И. Климов, Б. Никутовски*, Ж. Л. Рош[△], С. А. Романов, А. А. Скальский, В. Н. Смирнов, П. Сонг[▽], К. Стасевич[□]

Институт космических исследований РАН, 117997 Москва, Россия

⁺Interplanetary Space Phys. Institute, CNR, 00133 Roma, Italy

*Max-Planck Inst. Aeronomie, 37191 Katlenburg-Lindau, Germany

[□]Space Res. Center, 00716 Warsaw, Poland

[△]Lab Phys. Chemistry. Environment, 30037 Orleans, France

[▽]University of Massachusetts, 01854 Lowell, USA

Поступила в редакцию 2 марта 2004 г.

При исследовании взаимодействия потока бесстолкновительной плазмы с покоящейся плазмой на границе геомагнитной ловушки обнаружен внешний пограничный слой с переходом сверхальфеновского дозвукового ламинарного потока к динамическому режиму, в котором образуются ускоренные магнитозвуковые струи и замедленные альфеновские течения с характерным временем релаксации 10–20 мин. Нелинейное взаимодействие флуктуаций в исходном потоке с волнами, отраженными от препятствия, объясняет наблюдаемую хаотизацию потока. Черенковский резонанс магнитозвуковой струи с биениями колебаний погранслоя и набегающего потока является вероятным механизмом ее образования. В системе отсчета потока вновь прибывающие частицы ускоряются электрическими полями на границе погранслоя, самосогласованно возникшими в результате предыдущих взаимодействий волна–частица; причем инерциальный дрейф набегающих ионов в нарастающем в сторону границы поперечном электрическом поле количественно объясняет их наблюдаемое ускорение. Магнитозвуковые струи могут уносить вниз по потоку до половины импульса невозмущенного потока, их динамическое давление на порядок превосходит давление магнитного поля на границе препятствия. Появление неравновесных струй и флуктуации погранслоя синхронизованы магнитозвуковыми колебаниями набегающего потока на 1–2 мГц.

PACS: 52.35.Ra, 94.30.–d

Статья посвящена экспериментальному исследованию динамического взаимодействия потока плазмы с локальным препятствием, в котором доминирует поперечное давление горячей плазмы: $\beta_i = nT_i/W_b > 2$ ($W_b = B^2/8\pi$ – магнитное давление, n , T_i – плотность и температура ионов, все энергетические величины в эВ/см³, см. рис.1). Это происходит над полюсами магнитных ловушек в областях минимума модуля магнитного поля, заполненных внешней (по происхождению) плазмой (рис.1b). Работа является продолжением [1], где изучался другой крайний случай: остановка и хаотизация плазмы “жестким” магнитным барьером. Основным отличием является переход к неоднородному нестационарному режиму обтекания, в котором кинетическая энергия потока не преобразуется полностью в каскады нелинейных волн в застойной зоне перед препятствием [1], а сначала “сбрасывается” вниз по течению в ускоренных магнитозвуковых струях. Взаимодействие плазма–

плазма осуществляется посредством волн большой амплитуды. Ожидается, что изучаемый нами динамический режим обтекания может пролить свет на процессы переноса массы и энергии на границах астрофизических объектов и лабораторных ловушек, а также дать возможность изучать взаимодействие плазма–плазма дистанционно – по вторичным излучениям в ускоренных неоднородных струях.

Взаимодействие набегающей и покоящейся плазмы иллюстрируем на примере данных спутника Интербол-1 19 июня 1998 г. на рис.1. На рис.1а приведена спектрограмма мощности флуктуаций кинетической энергии ионов $W_{kin} = 0.5nM_iV_i^2$ (M_i и V_i – масса и скорость протонов) и обозначены основные волны (см. также рис.2 и [2]). На рис.1b показан переход от невозмущенного равновесного потока (слева) к погранслою вблизи границы ловушки – магнитопаузы (MP). Спутник попал внутрь ловушки вблизи бифуркации магнитного поля над ее магнитным

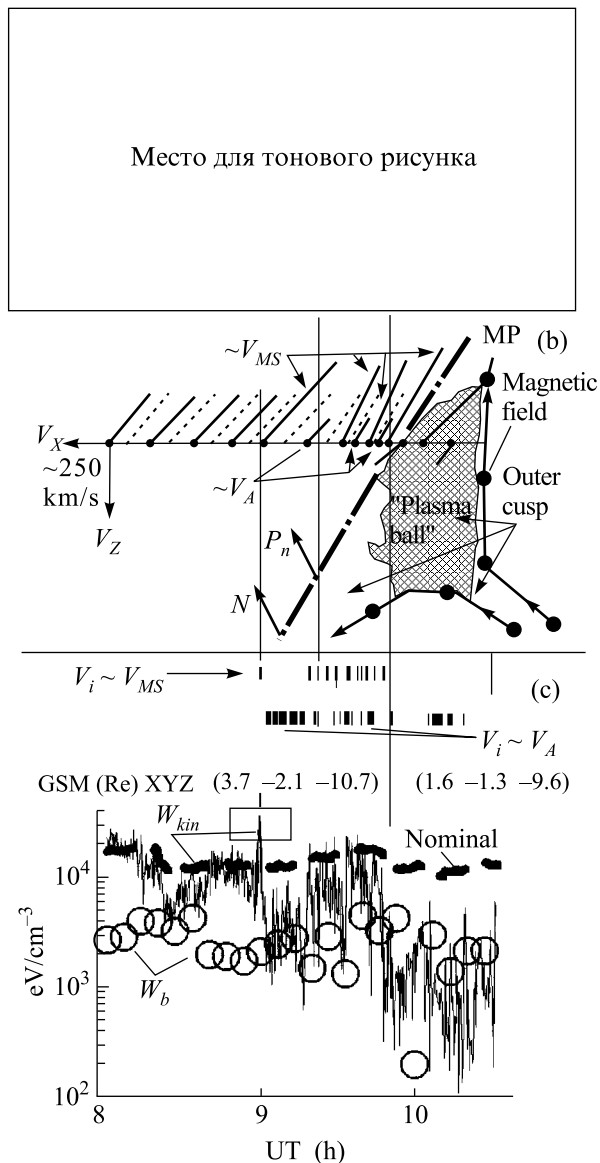


Рис.1. (а) Вэйвлетное преобразование Морлета [1, 2] плотности кинетической энергии ионов W_{kin} 19.06.1998, стрелки показывают направления распространения альфвеновских (A) и магнитозвуковых (MS) волн; (b) векторы скорости плазмы вдоль орбиты спутника Интербол-1 в плоскости XZ геоцентрической солнечно-эклиптической системы координат GSE (штрихи – номинальные значения [2]), N – нормаль к магнитопаузе (MP) $\sim (0.7, 0.07, -0.71)$ [2], MP показана толстой разрывной линией, магнитное поле B – кривые со стрелками и кружками; (c) плотности энергии W_{kin} (номинальное значение показано жирным штрихом, см. [2]) и W_b (показано кружками) в эВ/см³, первая MS струя выделена прямоугольником, сверху отмечены моменты, когда скорость ионов (V_i) была близка в магнитозвуковой (V_{MS}) и альфвеновской (V_A)

полюсом (вверху у границы имеется проекция поля вертикально вверх, внизу – вертикально вниз), где

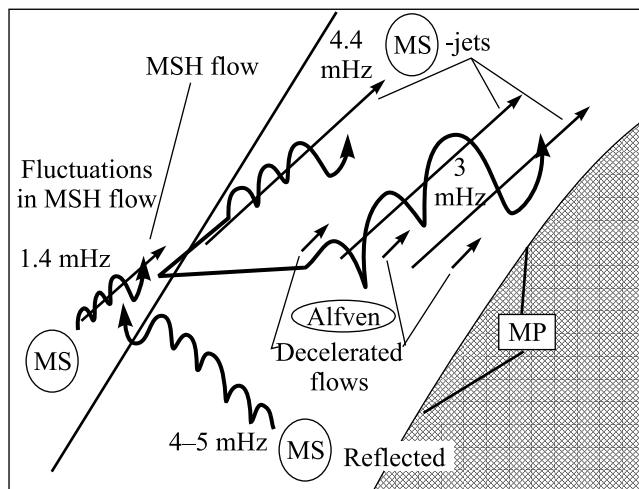


Рис.2. Схема взаимодействия магнитозвуковых волн в магнитослое (MSH, 1.4 мГц, см. рис.1а) с отраженными MS волнами (4–5 мГц) и распад на ускоренную MS струю (4.4 мГц) и замедленные альфвеновские волны (Alfvén, 3 мГц)

возникает разрежение магнитного поля и образуется внутренний погранслои (касп), заполненный разогретой солнечной плазмой (“plasma ball”, см. [2]). Поток в среднем – дозвуковой, давление ионов nT_i доминирует; участки с $W_{kin} > W_b$ (рис.1c) соответствуют сверхальфвеновскому течению [2]. В противоположность [1], сразу под MP W_b резко падает ($\beta_i \sim 15$). В 09 UT измеренное W_{kin} превышает номинальное значение в 2.5 раза, что соответствует появлению первой ускоренной струи плазмы, скорость которой близка к $V_{MS} \sim (2T_i/M_i)^{1/2}$ – магнитозвуковой (MS) скорости при большом β_i (MS струя в 09 UT). После этого замедленное альфвеновское течение (A) видно из $W_{kin} \sim W_b$ (то есть $V_i \sim V_A = B/(nM_i)^{1/2}$ – альфвеновской скорости). Время релаксации медленной струи порядка 10–20 мин. Мы отметили участки MS и A течений черными прямоугольниками над рис.1с. Поскольку динамическое давление первой MS струи достигает величины динамического давления в солнечном ветре, а также многократно превышает магнитное давление даже глубоко внутри препятствия (рис.1с), при обтекании сложных магнитных конфигураций такие струи могут деформировать границу и даже проникать внутрь нее (сравни с “импульсным проникновением” в [3]) при большом угле атаки по отношению к среднему потоку (как в случае [1]). То есть обсуждаемое здесь явление должно оказывать существенное влияние на картину обтекания и на локальную форму препятствия.

В 09 UT проекция вектора Пойнтинга на нормаль к MP (N на рис.1b, см. [2]) $P_n < 0$, что свидетель-

стует о приближении соответствующего возмущения к МР (то есть пересоединение магнитных полей на МР не может быть ее источником). Средний поток $n|\mathbf{V}_i|$ в 08:55-09:15 *UT* падает более чем на 40% относительно номинального (ср. с W_{kin} на рис.1с), что, на первый взгляд, означает нарушение сохранения импульса (при его усреднении по времени). Но образовавшаяся в невозмущенном потоке MS струя как целое движется в направлении \mathbf{N} со скоростью окружающего потока, а остальной погранслоем – вместе с МР. Поскольку скорость невозмущенного потока примерно на порядок величины больше скорости МР [2, 3], при усреднении по расстоянию вдоль \mathbf{N} баланс импульса соблюдается.

Одним из основных наших экспериментальных результатов является надежное выделение отраженных от препятствия волн с помощью вектора Пойнтинга: после 09 *UT* отраженные волны с $P_n > 0$ видны регулярно [2]. С 08:35 *UT* появляются также интенсивные всплески с $P_n < 0$ (вниз по течению), не связанные с возмущениями во внешнем потоке (см. номинальное W_{kin} на рис.1с и [2]), то есть “сброс” импульса вниз по потоку.

На низких частотах навстречу сверхальфеновскому потоку (альфеновское число Маха > 2) может распространяться только MS волна [3, 4]. Дальнейшее сопоставление спектрограмм плотности и скорости ионов N_i и V_{ix} , совместно с вектором Пойнтинга [2], позволили нам определить тип волн в существенно нелинейной ситуации: отраженные MS волны со слабым спектральным максимумом на 4–6 мГц (отмечено “MS” и “Reflected” и стрелкой налево на рис.1а и 2, для них $P_n > 0$) взаимодействуют с MS волной в набегающем потоке на 1.4 мГц. Это приводит к усилению колебаний и к появлению A волны на 1.7–2.2 мГц. Процесс заканчивается в 09 *UT* генерацией MS струи, что показано на рис.2а как распад исходного колебания на MS-*jet* и альфеновскую волны (3 мГц, Alfvén). В 09:15-09:45 *UT* отраженные волны на 5–6 мГц инициируют множественные MS/A распады.

Три периода $T_1 \sim 13$ мин частоты 1.4 мГц покрывают весь внешний погранслоем, она модулирует появление спектральных максимумов на 3–10 мГц. Это согласуется не с тонким ударным переходом, а с “толстым” турбулентным погранслоем TBL [1], в котором равновесие достигается в течение нескольких T_1 “основного” колебания, синхронизирующего фазы всех взаимодействий, начиная с невозмущенного течения и заканчивая TBL и “plasma ball”. Синхронизация фаз видна в бикогерентности V_{ix} , которая выделяет процессы с частотами $f_s = f_i + f_k$ (см.

[1, 2]): бикогерентность велика только в случае фазовой синхронизации трех процессов. Мы связываем “развал” стационарного потока на нестационарные MS/A потоки с максимумом в бикогерентности на: $1.4 \text{ мГц} + 3 \text{ мГц} = f_i + f_k = f_s = 4.4 \text{ мГц}$ с амплитудой $\sim 75\%$. Через фазовую синхронизацию на этих частотах обеспечивается взаимосвязь процессов до образования струй и в погранслоем. Распад исходного потока именно на MS/A потоки является наиболее интересным экспериментальным фактом. Возможно, это один из наиболее самоочевидных примеров трехволнового распада в плазме: каждая из вторичных волн состоит из потоков, движущихся с соответствующей характерной скоростью распространения. До сих пор наличие ускоренной плазмы в погранслоях рассматривалось как свидетельство трансформации энергии, накопленной в магнитном поле, сжатом внешним потоком, в процессе пересоединения магнитных полей потока и ловушки в гипотетически малой области нарушения вмороженности плазмы за счет эффективной проводимости [3]. Ускорение до альфеновской скорости в случае первоначально антипараллельных магнитных полей должно достигаться за счет натяжения магнитных силовых линий. Однако альфеновское число Маха в MS струе превышает 3, что вместе со средним $\beta_i > 2$ исключает локальное пересоединение магнитного поля как источник ускорения струи. Для выявления механизма ускорения наблюдаемых струй у магнитопаузы удобно сопоставлять их динамическое давление с магнитным давлением внутри препятствия, поскольку при пересоединении верхний предел для $W_{\text{kin}} = 0.5nM_iV_A^2 \sim W_b$, то есть зависит только от $|\mathbf{B}|$. В случае $W_{\text{kin}} \gg W_b$ (как на рис.1с) должен работать предлагаемый нами ниже альтернативный механизм ускорения плазмы, основанный на прямой трансформации энергии потока без промежуточного накопления энергии в деформированном магнитном поле. Этот механизм – структуризация нелинейных колебаний – противоположен процессу термализации потока на ударной волне в части увеличения упорядоченной скорости MS струи. Плазме оказывается энергетически выгодно “сбросить” избыток импульса вниз по потоку за счет ускорения небольшой ее части и перейти к замедленному альфеновскому потоку ближе к границе препятствия (см. рис.2). Для описания процесса может оказаться полезным формализм, описывающий образование магнитозвуковых солитонов (ср. [5]) механизмом мазерного типа: система переходит в устойчивое состояние с альфеновским течением, излучая при этом когерентный магнитозвуковой пакет (MS струю). В случае пространственного разделения

быстрого и медленного потоков последний начинает взаимодействовать с вновь прибывающим сверхальфвеновским потоком, что приводит к его релаксации к номинальным значениям или к раскачке колебаний во внешнем погранслое.

Таким образом, изучение взаимодействия плазменного потока с геомагнитной ловушкой свидетельствует о превращении ламинарного потока за ударной волной в нестационарные магнитозвуковые струи и замедленные альфвеновские течения, составляющие единую синхронизованную картину взаимодействия во внешнем погранслое (“outer BL” на рис.1а), толщина которого оценивается в 1–2 радиуса Земли R_E при расстоянии от МР до Земли в $\sim 10R_E$. Характерная (“синхронизирующая”) частота ~ 1.4 МГц может быть связана с резонансными колебаниями плазмы между дневной магнитопаузой и ударной волной [Ю. И. Гальперин, персональное сообщение, 2001 г.].

Частоты f_l и f_k (1.4 и 3 МГц на рис.2) относятся к временной области в системе МР, поскольку соответствующие максимумы видны, практически, на постоянных частотах при значительных изменениях скорости потока (и, следовательно, доплеровского сдвига, см. рис.1 и [2]).

Пренебрегая частотой колебания MS струи по сравнению с доплеровским сдвигом, из правила суммирования частот в биспектрах $f_l + f_k = f_s$ получаем условие черенковского резонанса для струи и биений флуктуаций набегающего потока и погранслоя в случае взаимодействующих сред, движущихся относительно друг друга (ср. [4]):

$$f_l + f_k = \mathbf{kV}/2\pi, \quad (1)$$

где V – средняя скорость невозмущенной плазмы в системе МР, в которой происходит взаимодействие, \mathbf{k} – волновой вектор. Тогда характерный размер MS-струи вдоль потока может быть оценен как $L = |\mathbf{V}|/(f_l + f_k) \sim 5R_E$, что согласуется с предположением, сделанном выше, о пространственном разделении MS струи и соответствующего А течения при характерном поперечном размере зоны обтекания $\sim 20R_E$.

Рассмотрим теперь количественно ускорение плазмы в неоднородном внешнем поперечном электрическом поле, которое невозмущенный поток встречает на границе внешнего погранслоя. Это взаимодействие аналогично ускорению Ферми, вызываемому движущейся границей погранслоя (наклонной “стенкой”) в сторону оси $+X$ в системе отсчета плазмы (MSH, см. рис.2). Скорость магнитного звука V_{MS} является естественной асимптотой для средней скорости первоначально

дозвуковой струи. Для средней скорости плазмы $\mathbf{V} \sim (-170, -70, -80)$ км/с в 08:54 – 08:58 UT мы вычислили электрическое поле в системе отсчета плазмы, которое нарастает до 8 мВ/м в районе MS струи. Поскольку временное разрешение данных (10 с) меньше гиропериода протонов (2–3 с), а нижняя оценка ширины струи (300 км – по проекции на нормаль к МР скорости погранслоя за струей) превышает гирорадиус протонов (~ 100 км), мы принимаем приближение инерционного дрейфа [6] со скоростью дрейфа:

$$\mathbf{V}_d^{(1)} = 1/(M\omega_H^2)d\mathbf{F}/dt = Ze/(M\omega_H^2)d\mathbf{E}/dt, \quad (2)$$

где M , ω_H , Ze – масса, циклотронная частота и заряд частиц, \mathbf{F} и \mathbf{E} – поперечная сила и электрическое поле, соответственно. Индекс (1) означает первый порядок малости по сравнению с нулевым дрейфовым приближением для однородных полей. Тогда приращение энергии определяется [6] как

$$\delta W_{\text{kin}} \sim \delta(nM(\mathbf{V}_d^{(0)})^2/2), \quad (3)$$

где скорость градиентного дрейфа в случае электрического поля $\mathbf{V}_d^{(0)} = c[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$ (c – скорость света, \mathbf{B} – вектор магнитного поля). При измеренных параметрах (3) дает $\delta W_{\text{kin}} \sim 30$ кэВ/см³, что неплохо согласуется с максимальной плотностью кинетической энергии струи $W_{\text{max}} \sim 35$ кэВ/см³ и средним значением $W_{\text{kin}} \sim 7$ кэВ/см³ непосредственно перед струей (рис.1с). Кстати, из (2) следует, что ионы и электроны дрейфуют в разных направлениях, что объясняет появление “перемежаемых” токовых слоев с аномально большой статистикой больших углов поворота магнитного поля в турбулентном погранслое [2].

В заключение отметим, что картина обтекания вблизи границы плазма–плазма оказывается существенно неравновесной на интервалах времени, сравнимых с характерным временем наблюдения альфвеновских потоков (10–20 мин). Вместо постепенного ускорения плазмы вблизи боковых стенок препятствия наблюдаются ускоренные и замедленные струи. Ускоренные струи уносят вниз по течению разность импульса между невозмущенным потоком и потоком, замедленным во внешнем погранслое. Их динамическое давление столь велико, что они могут деформировать локальную границу препятствия, а при больших углах атаки – и проникать сквозь нее.

Авторы признательны за поддержку работы в рамках грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 02-02-17160, # 03-02-16967, # 04-02-17371, International Space Science Institution, INTAS # 03-51-4872, # 03-51-3738 и HPRN-CT-2001-00314.

-
1. С. П. Савин, Л. М. Зеленый, С. А. Романов и др., Письма в ЖЭТФ **74**, 620 (2001).
 2. S. Savin, A. Skalsky, L. Zelenyi et al., *Surveys of Geophys.*, (2004).
 3. B. Hultqvist, M. Oieroset, G. Paschmann, and R. Treumann, *Magnetospheric plasma sources and losses*, *kluwer academic publishers, Dordrecht / Boston / London*, International space science institute, Space Sciences Series of ISSI, pp. 207–353, (*Space Science Reviews*, **88**, Nos. 1-2), (1999).
 4. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев, *Основы физики плазмы* под ред. А. А. Галеева и Р. Судана, т. **1**, стр. 590-638, М.: Атомиздат, (1983).
 5. K. Stasiewicz, P. K. Shukla, G. Gustafsson et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 085002 (2003).
 6. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, С. А. Сахаров, *Основы физики плазмы*, М.: Атомиздат, стр. 245 (1977).