Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 6, с. 335 – 342

Лабораторное моделирование взаимодействия Солнечного ветра с Лунными магнитными аномалиями

М. С. Руменских[1)], *А. А. Чибранов, М. А. Ефимов, А. Г. Березуцкий, В. Г. Посух, Ю. П. Захаров, Э. Л. Бояринцев, И. Б. Мирошниченко, И. Ф. Шайхисламов*

Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, 30090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 20 февраля 2020 г.
После переработки 20 февраля 2020 г.
Принята к публикации 26 февраля 2020 г.

В работе представлены результаты лабораторного эксперимента по моделированию отражения протонов над участками локальной намагниченности Лунной коры. Для моделирования локализованного магнитного поля использовался квадрупольный и дипольный источник. Отражение протонов вблизи за счет действия магнитного поля достигало 50 % от натекающего потока. Обнаружена значительная разница как в структуре мини-магнитосферы, так и отражения протонов между квадрупольной и дипольной конфигурацией. Полученные данные качественно согласуются с измерениями *in situ* космическими аппаратами над Лунными магнитными аномалиями.

DOI: 10.31857/S0370274X20060016

1. Введение. Процессы, происходящие в космической среде, являются комплексными и сложными для интерпретации. Космическая среда образована в основном плазмой, и исследование взаимодействия плазменных потоков является важной задачей при изучении космического пространства. Плазменное окружение Луны является одним из таких объектов. Данные, полученные спутниковыми измерениями [1–6] показали, что она, в отличие от Земли, не имеет глобального магнитного поля. При отражении от Лунной поверхности, не защищенной магнитным полем, протоны Солнечного ветра рекомбинируют с электронами, и отраженный от поверхности поток представлен в основном нейтральными частицами. Однако в определенных местах на Луне потоки заряженных частиц отражаются качественно иным образом, чем в остальных: над подобными областями наблюдаются значительные потоки отраженных протонов, а также снижение интенсивности потока нейтральных частиц [7–11]. Данное явление объясняется существованием локальных намагниченностей коры, которые носят название Лунных Магнитных Аномалий (ЛМА). При натекании Солнечного ветра на такие участки образуется мини-магнитосфера, которая препятствует проникновению заряженных частиц и изменяет локальное альбедо Лунной коры [6].

Известно, что ЛМА располагаются в основном над местами с неравномерной структурой поверхности (кратеры и океаны). Детальное изучение лунных мини-магнитосфер представлено в основном численными методами [11–14]. Лабораторное моделирование данных структур является перспективным, поскольку основные параметры подобия выполнить для мини-магнитосферы значительно легче, чем для обычной магнитосферы Земного типа. Из лабораторных опытов следует отметить работу [15], в которой струя плазмы налетала на магнит в режиме, когда ионный гирорадиус и ионная плазменная длина существенно превышали размер области локализации магнитного поля. Измерения показали остановку ионов и формирование электростатического потенциала на масштабе электронной плазменной длины. В наших предыдущих работах [16–18] мини-магнитосфера изучалась с помощью лабораторных экспериментов типа Террелла, численного моделирования 2.5D Холловским магнитогидродинамическим кодом и теоретического анализа. В частности, эксперименты показали, что когда значение ионной инерционной длины $L_{pi} = c/\omega_{pi}$ больше, чем расстояние до точки баланса магнитного и кинетического давления R_b, плазма проникает в магнитосферу и останавливается на границе Штермера минимального сближения пробных ионов с центром магнитного диполя. Другая особенность заключается в том, что с увеличением L_{pi} измеряемая магнитопауза R_m смещается дальше от расстояния баланса давления R_b, и скачок поля на магнитопаузе уменьшается. На основе экспериментальных данных впервые была построена комплексная модель, которая объясняет наиболее важные особенности мини-магнитосферы, наблюда-

[1)]e-mail: marina_rumenskikh@mail.ru

емые в [16] и в других работах по численному моделированию [19, 20].

В настоящей работе представлен эксперимент по лабораторному моделированию ЛМА с учетом такой их специфики, как сложная структура магнитного поля. Одной из особенностей ЛМА является не-дипольный характер магнитного поля, который в первом приближении можно описать как сумму отдельных диполей случайного направления [21]. Мы применяем два диполя в конфигурации параллельных или антипараллельных магнитных моментов. В последнем случае поле называется квадрупольным. Другой принципиальной новизной является то, что впервые в таких опытах измерен поток ионов, отраженных от области сильного магнитного поля с целью количественного сопоставления с результатами спутниковых измерений над ЛМА.

2. Экспериментальная установка и условия опытов. Стенд "КИ-1" лаборатории энергетики сверхмощных лазеров ИЛФ СО РАН был разработан для изучения разнообразных процессов, протекающих в космической плазме. Вакуумная камера стенда (рис. 1) снабжена источником плазмы типа тета-

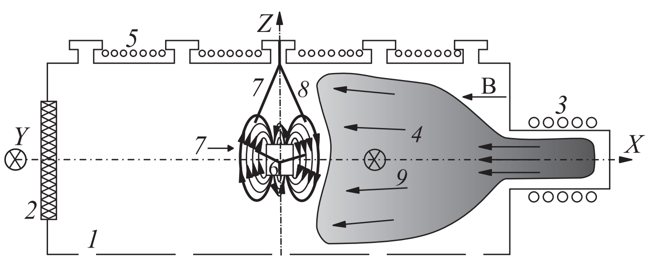


Рис. 1. Схема эксперимента: *1* – вакуумная камера с размерами 5×1.2 м; *2* – смотровое окно; *3* – тета-пинч; *4* – поток водородной плазмы; *5* – соленоид; *6* – магнитный квадруполь; *7* – сопряженные магнитные и электрические зонды; *8*, *9* – коллектора

пинча, который используется для генерации квазиоднородных и квазистационарных потоков плазмы. Механизм получения фоновой плазмы – индукционный разряд. Объем пред-ионизатора заполняется газом, в нашем случае молекулярным водородом, и индукционное электрическое поле, создаваемое импульсным магнитным полем соленоида, создает пробой и ионизацию газа, а также сжатие и нагрев плазмы.

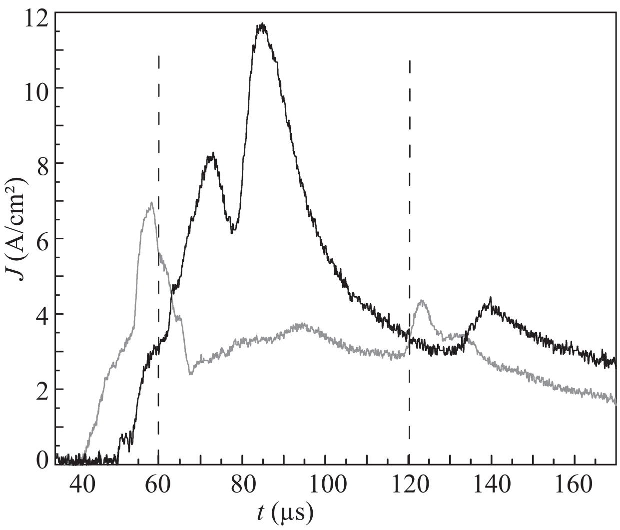
Генерируемая плазма распространялась в вакууме ($\sim 10^{-6}$ Торр) с однородным внешним магнитным полем 5 Гс, которое применялось для стабилизации потока плазмы в направлении распространения. Величина внешнего поля мала и не вносит изменений в рассматриваемые процессы. Источник квадрупольного магнитного поля был изготовлен из двух последовательно соединенных катушек. Катушки питались импульсом тока с длительностью ~ 200 мкс, и каждая могла создавать магнитный момент величиной до 10^6 Гс $\cdot$ см^3. При параллельном включении катушек создавалось дипольное магнитное поле, а при антипараллельном – квадрупольное. Магнитные моменты катушек были направлены вдоль оси Z, а их центры были разнесены по оси X на расстояние $\Delta = 2.5$ см для одной и -2.5 см для другой. Такая геометрия является наиболее простой для исследования взаимодействия с потоком плазмы, поскольку в этом случае нули поля располагаются в плоскости терминатора $Y-Z$. Вдоль направления потока плазмы, т.е. оси X, величина поля для параллельного включения катушек (диполь) или антипараллельного (квадруполь) равна соответственно $B = B_z = \mu/(x-\Delta)^3 \pm \mu/(x+\Delta)^3$. Отметим, что если для диполя величина поля на больших расстояниях спадает как r^{-3}, то для квадруполя как r^{-4}.

Диагностика включала магнитные зонды, которые представляли собой три миниатюрных ортогонально расположенных катушки общей площадью около 1 см^2 каждая. Временное разрешение зондов составляло 20 нс, полоса пропускания 10 МГц, пространственное разрешение 0.5 см. Устройство перемещения зондов позволяло охватить область ± 25 см от центра диполя.

Электрические зонды Ленгмюра измеряли ионный ток и плавающий потенциал плазмы. Расчет концентрации ионов из тока зонда описан в работе [18]. Рисунок 2a показывает типичные сигналы двух разнесенных зондов, по которым можно измерить скорость потока. Поток плазмы имеет динамический характер и вариации величин от одного срабатывания θ-пинча к другому. Поэтому для измерения и анализа выбирался определенный интервал времени и только определенные пуски, так что вариации скорости и концентрации не выходили за определенный диапазон (рис. 2b). Усредненные параметры потока плазмы брались по данным зонда, расположенного непосредственно вблизи диполя и составили: концентрация $n_0 = (2-5) \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$, скорость $V_0 = 45$ км/с.

3. Результаты.

3.1. Структура мини-магнитосферы. Магнитные и зондовые измерения позволили построить профиль мини- магнитосферы вдоль оси взаимодействия X, определить положение магнитопаузы, степень проникновения плазмы внутрь магнитосферы, степень отличия квадруполя и диполя. Полученные данные качественно аналогичны нашим предыдущим экспериментам [16, 17]. Рисунок 3 показывает



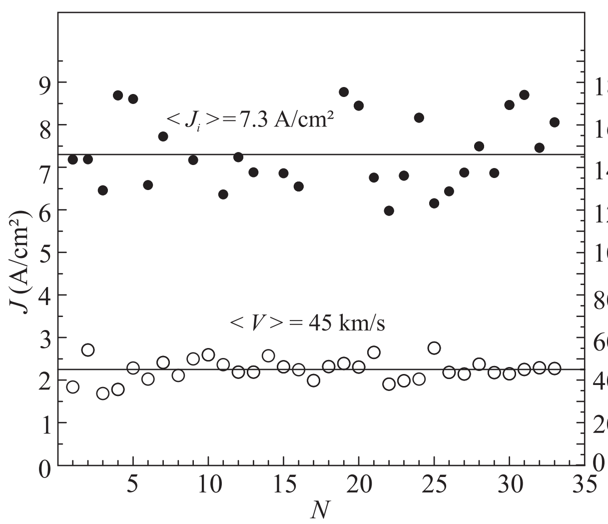


Рис. 2. Левая панель – типичные осциллограммы тока с электрического зонда, расположенного вблизи диполя на расстоянии $X = 0$ (черная линия) и с коллектора, расположенного на расстоянии $X = 70$ см (серая линия). Вертикальные пунктирные линии обозначают границы рабочего интервала, выбираемого для измерения и обработки сигналов. Правая панель – распределение тока электрического зонда (черные точки) и скорости потока (красные точки), усредненных по рабочему интервалу в отдельных пусках. По оси абсцисс отложен номер пуска. Здесь и в дальнейшем время отсчитывается от срабатывания θ-пинча

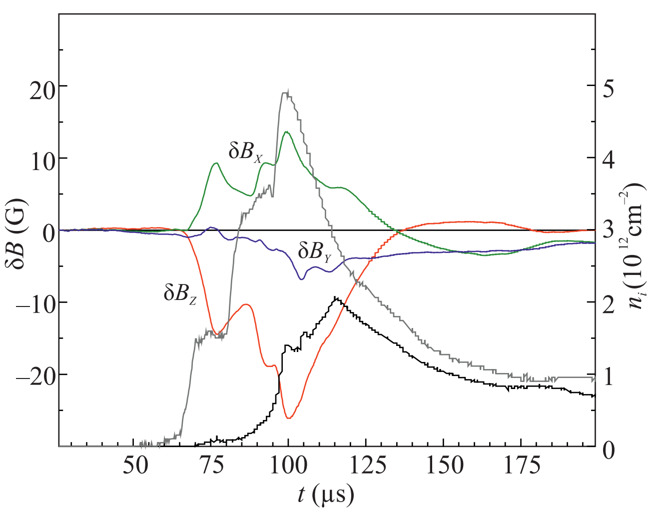


Рис. 3. (Цветной онлайн) Осциллограммы трех ортогональных магнитных зондов (левая ось ординат), измеренные в квадрупольном магнитном поле $\mu_B = 7.5 \times \times 10^5$ Гс $\cdot$ см^3 на расстоянии $X = 15$ см (Z, $Y = 0$). На правой оси ординат показана концентрация плазмы, вычисленная из плотности тока на зонд в присутствии и отсутствии квадрупольного поля (черная и серая кривая соответственно)

типичные осциллограммы магнитных зондов и зонда Ленгмюра внутри магнитосферы. Можно наблюдать увеличение основной компоненты магнитного поля B_z, что соответствует формированию мини-магнитосферы при обтекании квадруполя. Внутри мини-магнитосферы поток плазмы частично или полностью ослабляется. В случае квадруполя проникновение плазмы внутрь имеет значительную временную задержку, как показывает сравнение динамики магнитных и токовых сигналов с квадруполем и без него. Это свидетельствует о трехмерном характере процесса попадания плазмы внутрь мини-магнитосферы. Измерения в разных точках и усреднение величин в квази-стационарный промежуток взаимодействия позволяет построить профили вдоль оси X, которые представлены на рис. 4 для дипольной и квадрупольной конфигурации.

Вблизи оси X вариация основной компоненты δB_z значительно превосходит δB_x и δB_y. Из компоненты δB_x вычтено начальное однородное поле в камере 5 Гс, поскольку оно вытесняется потоком плазмы. Как видно, имеется принципиальное различие между квадрупольной и дипольной конфигурацией в величине поджатия поля внутри мини-магнитосферы и в количестве плазмы, проникающей внутрь. Дипольная мини-магнитосфера имеет значительное $\sim$4-х кратное увеличение концентрации плазмы в токовом слое и практически полное отсутствие плазмы за пределами токового слоя. В квадрупольном поле увеличение концентрации значительно слабее, но при этом плазма проникает далеко внутрь мини-магнитосферы. Следует отметить, что ход зондов не позволял измерить величины на расстояниях более 25 см от диполя, так что графики на рис. 4 не

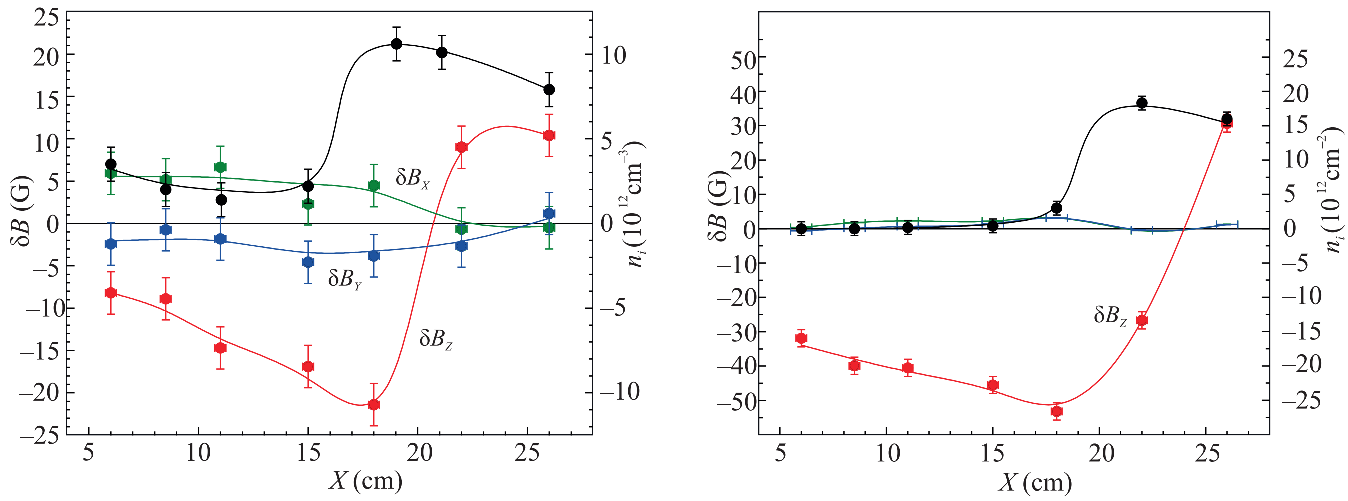


Рис. 4. (Цветной онлайн) Профили вдоль оси взаимодействия X компонент магнитного поля (цветные кривые, левая ось ординат) и концентрации плазмы (черная кривая, правая ось), измеренные в поле катушек с моментом $\mu_B = 7.5 \cdot 10^5$ Гс $\cdot$ см^3. Левая панель – квадрупольная конфигурация; правая панель – дипольная

показывают выход на невозмущенный поток плазмы. Тем не менее, вся внутренняя часть магнитосферы, магнитопауза (определяемая как точка, где вариация основной компоненты меняет знак от поджатия к вытеснению, $\delta B_z = 0$) и часть токового слоя в измерениях зафиксированы.

3.2 Измерения потоков ионов. Измерения потоков частиц были проведены посредством двух коллекторов, расположенных на расстоянии 5 и 50 см от источника магнитного поля, устроенных по принципу цилиндра Фарадея. На направляющей трубке имелась щель диаметром 0.6 мм для захвата потока ионов. Направляющая трубку давала поступательную и вращательную степень свободы. Дальний от источника магнитного поля коллектор перемещался вдоль оси Y, при значении других координат $Z = 0$, $X = 5$ см. Ближний коллектор перемещался под углом 45° к осям X и Y и Z. При пересечении плоскости XZ расстояние до источника магнитного поля составляло 50 см ($Y = 0$, $Z = 0$, $X = 50$ см). Точность пространственной установки коллекторов составляла 0.5 см. Направляющая трубка могла вращаться вокруг своей оси, что позволяло детектировать потоки частиц из разных направлений, определяемых ориентацией собирающего отверстия коллектора. Например, для ближнего коллектора основные положения соответствовали следующим ориентациям: направление $+X$ на тета-пинч в сторону основного потока плазмы (угол $\alpha = 0°$); направление $-X$ на диполь в сторону отраженного потока ($\alpha = 180°$); поперечные направления $+Y$ ($\alpha = \pm 90°$). Угловая диаграмма направленности коллекторов составляла

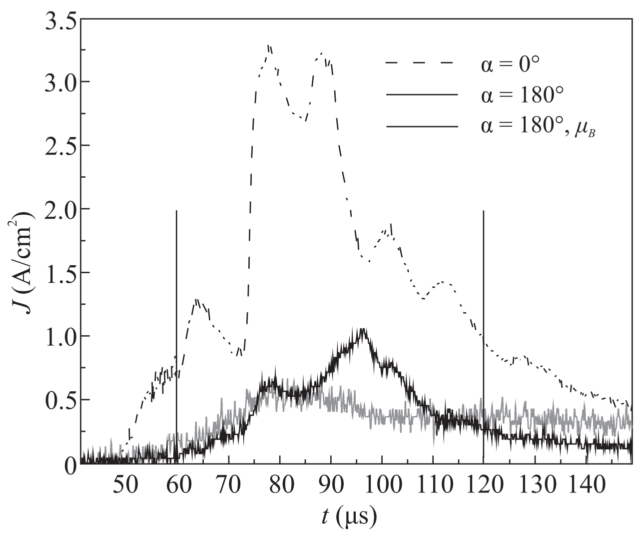


Рис. 5. Типичные осциллограммы ближнего коллектора, полученные при ориентации на тета-пинч (черная пунктирная) и в противоположную сторону (серая сплошная, сигнал увеличен в 10 раз), а также при включенном квадрупольном поле $\mu_B = 7.5 \cdot 10^5$ Гс $\cdot$ см^3 (черная сплошная). Коллектор расположен в точке ($Y = 0$, $Z = 0$, $X = 5$ см). Вертикальные линии показываю рабочий временной интервал для дальнейшей обработки сигналов

$\pm 25°$. В силу этого, и из-за тепловой скорости ионов в потоке $V_{Ti} \sim 25$ км/с, которая меньше, но сопоставима с направленной скоростью $V_0 \approx 50$ км/с, в коллектор попадали частицы при любой ориентации отверстия к потоку и независимо от включения диполя. Характерные осциллограммы показаны на рис. 5.

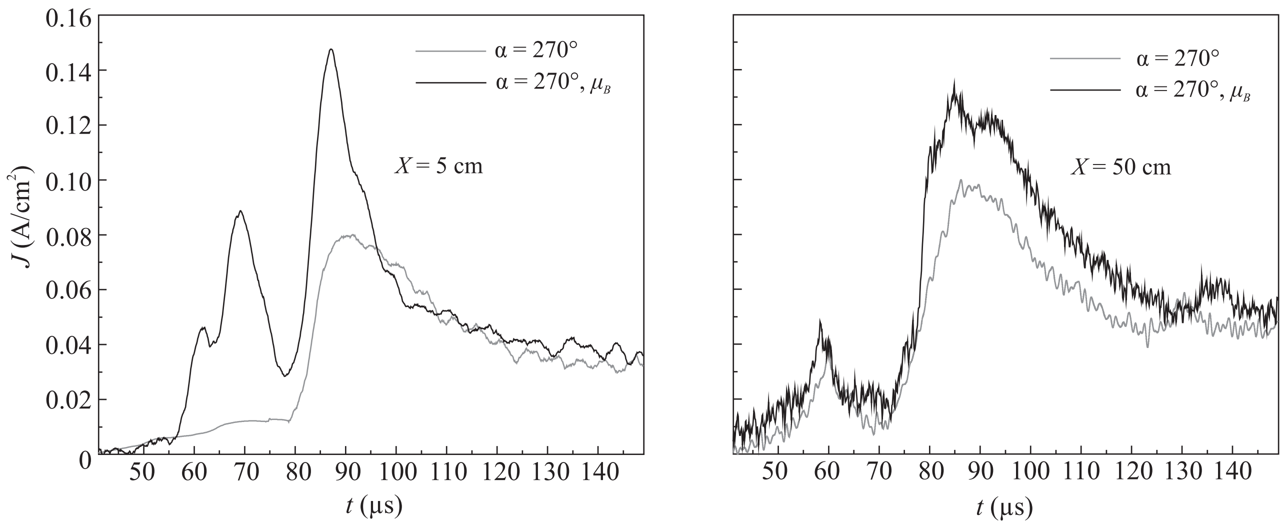


Рис. 6. Осциллограммы, измеренные при ориентации перпендикулярно потоку без магнитного поля (серая сплошная), и при включенном квадрупольном поле $\mu_B = 7.5 \cdot 10^5$ Гс · см^3 (черная сплошная). Левая панель – ближний коллектор; правая панель – дальний коллектор

Как видно, количество частиц, попадающих в коллектор при его ориентации противоположно исходному потоку очень мало, $\sim 2\,\%$. При этом включение магнитного поля значительно увеличивает поток отраженных частиц до величины $\sim 20\,\%$. Рисунок 6 (левая панель) показывает, что есть не только зеркально отраженные частицы, но и частицы, распространяющиеся перпендикулярно исходному потоку. Это свидетельствует о сложном процессе отражения, как и предполагается при взаимодействии ионов с магнитным полем в режиме конечного Ларморовского радиуса. Более того, количество отраженных частиц, вероятно, зависит от скорости потока, о чем свидетельствует первый пик на сигнале с ближнего коллектора. Коллектор, расположенный в дальней зоне, показывает существенно меньший эффект магнитного отражения (правая панель рис. 6).

Для количественного анализа выбирался временной интервал в потоке и подходящие запуски тета-пинча по данным электрических зондов, как это было описано выше и показано на рис. 4. Сигналы коллекторов усреднялись в выбранном интервале $\langle J \rangle = T^{-1} \int J dt$. Для выявления эффекта магнитного поля диполя/квадруполя из сигнала вычитался поток частиц в коллектор при заданном угле α без магнитного поля: $\langle J \rangle_{\alpha,B} - \langle J \rangle_{\alpha,B=0}$. Для вычисления процентного количества отраженных частиц эта величина нормировалась на исходный поток ионов: $F = [\langle J \rangle_{\alpha,B} - \langle J \rangle_{\alpha,B=0}]/\langle J \rangle_{\alpha=0,B=0}$.

На рисунке 7 показано угловое распределения частиц, отраженных за счет действия квадрупольного и, для сравнения, дипольного поля, измеренные вблизи источника магнитного поля. Как видно, в дипольном поле число частиц, отраженных за счет действия магнитного поля, примерно на порядок меньше, чем в квадрупольном. Это связано с тем, что на такие расстояния (≈ 5 см) прямой поток ионов практически не проникает к диполю, когда он включен. Соответственно, очень мал и отраженный поток. В квадрупольном поле, как было показано выше, по-

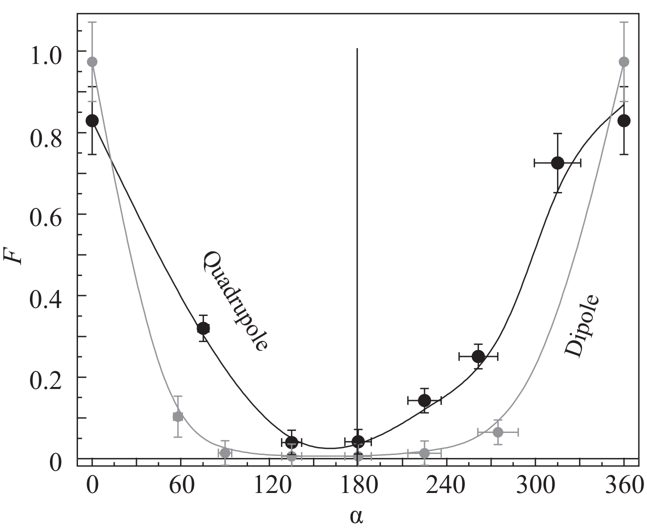


Рис. 7. Нормированное количество регистрируемых ионов в зависимости от угла ориентации ближнего коллектора в случае дипольного (серые точки) и квадрупольного (черные точки) магнитного поля. Моменты на катушках составляют $\mu_B = 6 \cdot 10^5$ Гс · см^3

ток частиц проникает очень близко к источнику, а количество отраженных частиц значительно.

Помимо углового распределения, отраженные потоки обнаруживают сложное пространственное распределение. На рисунке 8 представлены пространственные профили потока магнитно отраженных ионов, измеренные при перемещении коллекторов вдоль направляющих. Дальний коллектор перемещался вдоль оси Y, а ближний – вдоль оси, наклоненной под 45° к осям X, Y и Z одновременно. Координата λ имеет нулевое значение при пересечении коллекторами экваториальной плоскости XY. В ближней зоне основное количество отраженных ионов наблюдается сверху и снизу экваториальной плоскости, где обратный поток достигает величины 50 %. В дальней зоне наблюдаются узкие пространственные максимумы и минимумы шириной порядка 5 см. Это свидетельствует о формировании мульти-потоковых перемежающихся траекторий отраженных ионов.

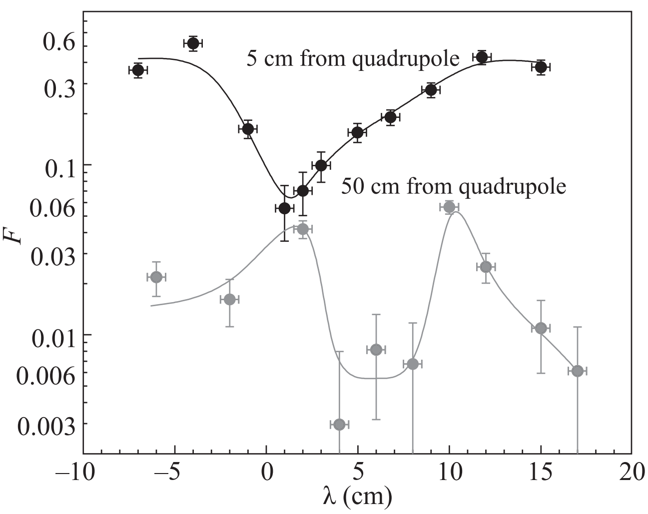


Рис. 8. Зависимость усредненного и нормированного потока магнитно отраженных ионов под углом $\alpha = 180^\circ$ от пространственного положения зонда относительно экваториальной плоскости для ближнего (черные точки) и дальнего (серые точки) коллекторов. Величина квадрупольного магнитного поля $\mu_B \approx 6 \cdot 10^5$ Гс $\cdot$ см^3

Отражение ионов также значительно зависит от величины магнитного поля. На рисунке 9 показан нормированный поток отраженных частиц в зависимости от величины моментов катушек вквадрупольной конфигурации для ближнего и дальнего коллектора. Для ближнего коллектора эффект магнитного отражения падает, начиная с $\mu_B \approx 4 \cdot 10^5$ Гс $\cdot$ см^3, что связано с уменьшением количества ионов, проникающих к квадруполю на расстояние ~ 5 см. Для дальнего коллектора отражение также растет до $\mu_B \approx 4 \cdot 10^5$ Гс $\cdot$ см^3, а потом выходит на постоянный уровень. Такое различие связано с изменением размера магнитосферы и области эффективного отражения ионов в зависимости от величины магнитного поля.

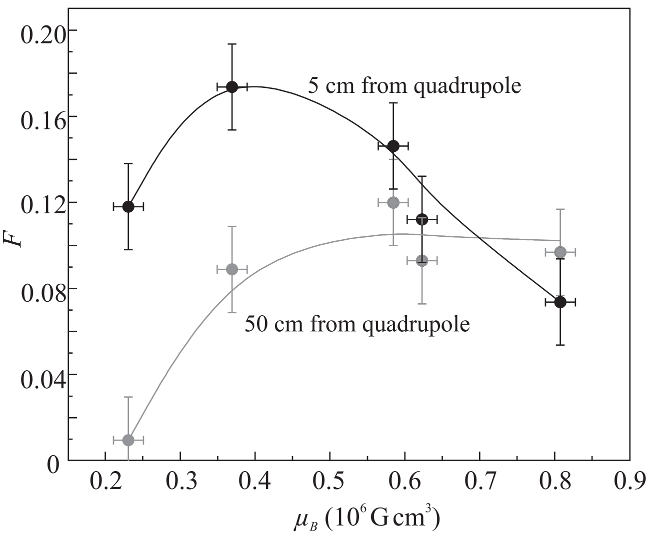


Рис. 9. Зависимость усредненного и нормированного потока магнитно отраженных ионов под углом $\alpha = 180^\circ$ от величины квадрупольного магнитного поля для ближнего (черные точки) и дальнего (серые точки) коллекторов

4. Заключение. Исследование плазменного окружения ЛМА является комплексной задачей. Несмотря на значительный экспериментальный материал, полученный в спутниковых миссиях, взаимодействие ЛМА с потоком СВ остается малоизученным. Лабораторный эксперимент дает альтернативный способ получения данных, необходимых для создания моделей и верификации численных кодов. Одной из специфических особенностей ЛМА является сложная мультипольная структура и, вероятно, вызванное этим значительное магнитное отражение протонов СВ. Именно эти два аспекта проблемы были смоделированы и рассмотрены в настоящей работе.

Учитывая относительно малый размер ЛМА, основными величинами, характеризующими взаимодействие в рассматриваемой проблеме, является расстояние от источника магнитного поля, на котором достигается баланс кинетического давления потока плазмы R_b, и ионная плазменная длина L_{pi}. Для наиболее сильных ЛМА $R_b \sim 30$ км, типичное значение L_{pi} для СВ равно 100 км. Таким образом, Холловский параметр для ЛМА заметно меньше единицы, $D = R_b/L_{pi} \sim 0.3$. В реализованном эксперименте ионная плазменная длина равняется $L_{pi} = 10-13$ см. Давление потока плазмы, выраженное в эквивалентной величине магнитного поля, составляет $B_0 = \sqrt{8\pi m n_0 V_0^2} = 50-75$ Гс. При магнитном моменте катушек $\mu_B \approx 5 \cdot 10^5$ Гс $\cdot$ см^3 такое значение поля достигается на расстоянии 24–27 см для дипольной конфигурации и 18–20 см для квадрупольной. Как видно, в эксперименте типичный Холловский параметр близок единице, $D \approx 1-1.5$ для квадрупольной конфигурации в диапазоне $\mu_B \approx (2-5) \cdot 10^5$ Гс $\cdot$ см^3. Такое же значение, как для ЛМА, достигается при существенно меньшей величине магнитного момента катушек, примерно $\mu_B \approx 10^4$ Гс $\cdot$ см^3.

Несмотря на то, что в эксперименте Холловский параметр для квадруполя всего на 25 % больше, чем для диполя, структура мини-магнитосферы отличается существенно. В квадрупольном поле наблюдается меньшее поджатие поля δB_z и значительное проникновение плазмы внутрь мини-магнитосферы, в то время как в дипольном поле плазма через магнитопаузу практически не проникает.

Прямое сравнение внутри-магнитосферных измерений, полученных в эксперименте, со спутниковыми данными на Луне в настоящее время затруднено, поскольку в случае Луны орбиты спутников, за редким исключением, лежат выше, чем области над ЛМА, где происходит остановка СВ. Такое сравнение возможно для отраженных протонов. Лабораторный опыт показал, что потоки отраженных ионов имеют сложный пространственный характер, так же, как и над ЛМА [8]. В частности, пересечение над областью магнитного поля обнаруживает перемежающиеся участки слабых и сильных отраженных потоков. Направление потоков также неоднозначно – протоны движутся как в обратном, так и в поперечном направлении. На Луне отраженный поток варьируется от 10 % в среднем над конгломератом ЛМА до 50 % над наиболее сильными ЛМА [23]. Это хорошо соответствует измерениям вблизи квадруполя (рис. 6), где максимум отраженного потока также доходит до 50 %, а средняя величина 25 %.

В дальней зоне на расстоянии ~ 50 см отраженный поток существенно меньше, в среднем 2.5 % с вариациями от 0.5 до 5 %. Очевидно, это объясняется тем, что отражение происходит внутри мини-магнитосферы, которая имеет радиус около 15 см. За ее пределами отраженный поток спадает как r^{-2}, так что на расстоянии 50 см от квадруполя ослабление составит примерно порядок величины.

Проведенные опыты показали, что лабораторные данные качественно и в определенной степени количественно соответствуют имеющимся спутниковым наблюдениям, что дает основания для дальнейших исследований. В следующих экспериментах планируется провести измерения с более точным соответствием Холловского параметра между лабораторными условиями и ЛМА. Этого можно достигнуть как уменьшением магнитного момента, так и уменьшением концентрации плазмы.

Работа выполнена при поддержке проектов Российского фонда фундаментальных исследований # 18-29-21018 и 19-02-00993, а также в рамках Государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема # АААА-А17-117021750017-0).

1. M. Wieser, S. Barabash, and Y. Futaana, Geophys. Res. Lett. **37**, L05103 (2010).
2. C. Richmond and L. L. Hood, J. Geophys. Res. **113**, E02010 (2008).
3. J. S. Halekas, D. L. Mitchell, R. P. Lin, S. Frey, L. L. Hood, M. H. Acuna, and A. B. Binder, J. Geophys. Res. **106**, 27841 (2001).
4. H. Tsunakawa, F. Takahashi, H. Shimizu, H. Shibuya, and M. Matsushima, Geophys. Res. Planets **120**, 1160 (2015).
5. J. S. Halekas, G. T. Delory, D. A. Brain, R. P. Lin, and D. L. Mitchell, Planet. Space Sci. **56**, 941 (2008).
6. R. P. Lin, D. L. Mitchell, D. W. Curtis, A. Anderson, C. W. Carlson, J. McFadden, M. H. Acuña, L. L. Hood, and A. Binde, Science **281**, 1480 (1998).
7. А. А. Скальский, А. М. Садовский, Космические исследования **53**(1), 75 (2015).
8. Y. Saito, S. Yokota, T. Tanaka, K. Asamura, M. N. Nishino, M. Fujimoto, H. Tsunakawa, H. Shibuya, M. Matsushima, H. Shimizu, F. Takahashi, T. Mukai, and T. Terasawa, Geophys. Res. Lett. **35**, L24205 (2008).
9. Y. Saito, M. N. Nishino, M. Fujimoto, T. Yamamoto, S. Yokota, H. Tsunakawa, H. Shibuya, M. Matsushima, H. Shimizu, and F. Takahashi, Earth Planets Space **64**, 83 (2012).
10. M. Wieser, S. Barabash, Y. Futaana, M. Holmström, A. Bhardwaj, R. Sridharan, M. B. Dhanya, P. Wurz, A. Schaufelberger, and K. Asamuraet, Planet. Space Sci. **57**, 2132 (2009).
11. M. Holmström, M. Wieser, S. Barabash, Y. Futaana, and A. Bhardwaj, J. Geophys. Res. **115**, A06206 (2010).
12. E. Kallio, R. Jarvinen, S. Dyadechkin, P. Wurz, and S. Barabash, Geophysical Research Abstracts **14**, EGU 2012 (2012).
13. J. Deca, A. Divin, and G. Lapenta, Phys. Rev. Lett. **112**, 151102 (2014).
14. J. Deca, A. Divin, B. Lembège, M. Horányi, S. Markidis, and G. Lapenta, J. Geophys. Res. Space Physics **120**(8), 6443 (2015).

15. R. A. Bamford, B. Kellett, W. J. Bradford, C. Norberg, A. Thornton, K. J. Gibson, and R. Bingham. Phys. Rev. Lett. **109**(8), 081101 (2012).
16. I. F. Shaikhislamov, Y. P. Zakharov, V. G. Posukh, A. V. Melekhov, V. M. Antonov, E. L. Boyarintsev, and A. G. Ponomarenko, Plasma Phys. Control. Fusion **56**(2), 025004 (2014).
17. I. F. Shaikhislamov, V. G. Posukh, A. V. Melekhov, Y. P. Zakharov, E. L. Boyarintsev, and A. G. Ponomarenko, Plasma Phys. Control. Fusion **57**(7), 075007 (2015).
18. I. F. Shaikhislamov, Y. P. Zakharov, V. G. Posukh, A. V. Melekhov, E. L. Boyarintsev, A. G. Ponomarenko, and V. A. Terekhin, Plasma Physics Reports **41**(5), 399 (2015).
19. K. Fujita, J. Space Technol. Sci. **20**(2), 26 (2004).
20. N. Omidi, X. Blanco-Cano, C. T. Russell, H. Karimabadi, and M. Acuna, J. Geophys. Res. **107**(A12), 1487 (2002).
21. M. Kurata, H. Tsunakawa, Y. Saito, H. Shibuya, M. Matsushima, and H. Shimizu, Geophys. Res. Lett. **32**(24), L24205 (2005).
22. C. Lue, Y. Futaana, S. Barabash, M. Wieser, M. Holmstrom, A. Bhardwaj, and P. Wurz, Geophys. Res. Lett. **38**, L03202 (2011).