

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С ЛУННЫМИ МАГНИТНЫМИ АНОМАЛИЯМИ

© 2023 г. М. С. Руменских^{1,3,*}, А. А. Чибранов¹, М. А. Ефимов¹, А. Г. Березуцкий¹, В. Г. Посух¹, П. А. Трушин¹, Ю. П. Захаров¹, Э. Л. Бояринцев¹, И. Б. Мирошников¹, А. В. Дивин², И. Ф. Шайхисламов¹

¹Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

³Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, Москва, Россия

*E-mail: marina_rumenskikh@mail.ru,

Поступила в редакцию 14.09.2022 г.

После доработки 11.11.2022 г.

Принята к публикации 11.11.2022 г.

В работе представлены результаты лабораторного эксперимента по моделированию отражения протонов над участками локальной намагниченности лунной коры. В опытах реализованы условия, при которых безразмерный параметр Холла, определяющий характер взаимодействия, хорошо соответствует наиболее сильным магнитным аномалиям на Луне. Для моделирования локализованного магнитного поля использовались квадрупольный источник магнитного поля и различные режимы натекания солнечного ветра, для моделирования которого использовалась водородная плазма тета-пинча. Полученные данные качественно согласуются с измерениями *in situ* космическими аппаратами над лунными магнитными аномалиями.

Ключевые слова: мини-магнитосфера, лунная магнитная аномалия, лабораторное моделирование

DOI: 10.31857/S0004629923010073, **EDN:** NPWCQY

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование плазмы солнечного ветра и процессов, происходящих в космической среде, является комплексной задачей. Одним из методов исследования данных объектов является лабораторное моделирование с сохранением параметров подобия, характерных для определенных задач. Такой задачей, хорошо подходящей для лабораторного моделирования космических процессов, является изучение мини-магнитосфер, образованных при натекании солнечного ветра на участки локальной намагниченности лунной поверхности, так называемые лунные магнитные аномалии (далее ЛМА).

Луна не имеет глобального магнитного поля, как было показано посредством спутниковых измерений [1–6]. При ударе о поверхность Луны потоки протонов солнечного ветра (СВ) в процессе рекомбинации с электронами на поверхности становятся потоком отраженных нейтральных частиц. Однако в некоторых участках лунной поверхности наблюдаются увеличение потока отраженных заряженных частиц и уменьшение нейтральных отраженных потоков [7–11], что объяс-

няется существованием областей локальной намагниченности. Отмечено, что расположение таких областей связано с неоднородностями лунной коры. Локальные магнитные поля образуют мини-магнитосферы, частично предотвращая прямое проникновение заряженных частиц на поверхность, что приводит к изменениям локального альбеда поверхности Луны [6].

Измерения Lunar Prospector, а также теоретические расчеты показали наличие “лунных вихрей” в областях ЛМА с измененным локальным альбедом лунной поверхности [12–16]. Авторы работы [17] пришли к выводу, что участки с низким отражением, типичные для старого реголита, соответствуют переходным участкам магнитных полей, а участки с повышенным отражением, предположительно состоящие из молодого реголита, соответствуют магнитным куполам. Авторы работы [18] изучили магнитные особенности лунных пород и описали два механизма — термоостаточную и ударную остаточную намагниченность.

Детальные исследования лунных мини-магнитосфер представлены в основном численными методами [11, 19–21]. Лабораторное моделирова-

ние этих структур перспективно, поскольку для мини-магнитосферы гораздо проще выполнить основные параметры подобия, чем для магнитосфер земного типа. В лабораторном эксперименте, описанном в [22], плазменный поток обтекал источник магнитного поля при таких условиях, когда ионный гирорадиус и ионная плазменная длина значительно превосходили размер области локализации магнитного поля. Измерения показали остановку ионов и образование электростатического потенциала на масштабах, сопоставимых с ионной плазменной длиной. В работе [23] описаны эксперименты по взаимодействию дипольного магнитного поля с пучком ионов азота. Было показано, что увеличение энергии ионов снижает поверхностный потенциал, поэтому экранирование становится менее эффективным.

В наших предыдущих работах [24–27] мини-магнитосфера изучалась в лабораторных экспериментах типа Террелла, с использованием численного моделирования 2.5D Холловским МГД 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, объясняющая наиболее важные особенности мини-магнитосферы, наблюдаемые в [24, 25] и в других работах, основанных на численном моделировании [28, 29].

Сложные пространственные поля ЛМА могут быть представлены как суперпозиция случайно расположенных диполей [30–32]. В нашем предстоящем эксперименте по лабораторному моделированию ЛМА и их взаимодействия с потоком плазмы мы использовали и сравнили дипольные и квадрупольные конфигурации магнитного поля [33]. Также мы впервые измерили в лабораторных экспериментах по мини-магнитосферам магнитно-отраженные ионы. Выяснилось, что до 50% поступающих ионов отражаются магнитным полем, а отраженный поток имеет сложную пространственную структуру. Эти характеристики качественно аналогичны спутниковым измерениям над ЛМА.

Как показано в [24–26], одним из важнейших параметров, определяющих взаимодействие ЛМА с солнечным ветром, является параметр Холла $D = R_b/L_{pi}$. В нашем предыдущем исследовании [33] этот параметр был больше единицы

$D \approx 1$ –1.5, однако в реальных исследуемых системах этот параметр имеет иное значение. Предполагается, что в самых сильных ЛМА существует область высотой около 10 км, частично защищенная от прямого проникновения плазмы СВ, а расстояние до точки баланса давления между давлением СВ и магнитного поля ЛМА составляет около 30 км [1, 34–36]. При ионной инерционной длине СВ ~ 100 км параметр Холла над ЛМА существенно меньше единицы, $D \approx 0.3$. В настоящей работе были реализованы условия $D \approx 0.5$, существенно лучше приближенные к реальному взаимодействию плазмы солнечного ветра с ЛМА. В этом принципиальное отличие данной работы от [33], которое позволило наблюдать новые эффекты, важные для изучения плазменной среды над ЛМА.

Представленный в этой статье лабораторный эксперимент отличается от подобных рядом особенностей. Во-первых, были исследованы два режима распространения СВ, характеризующихся различными скоростями и плотностями плазмы. Таким образом, были учтены различные условия космической погоды и солнечной активности. Во-вторых, был произведен учет сложной структуры полей ЛМА с использованием квадрупольного источника, которая является более компактной, чем простая дипольная конфигурация. И наконец, комбинация диагностики коллектора Фарадея, электрического зонда и магнитного зонда позволила произвести комплексный анализ структуры ЛМА и сравнить результаты с данными спутников на орбите Луны. В частности, производилось сравнение потоков магнитно-отраженных ионов – характеристики взаимодействия, которая привлекла большое внимание в недавних спутниковых миссиях на Луну, таких как SELENE Explorer [9], Chandrayaan-1 [1], Chang'E-2 [34].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И УСЛОВИЯ ОПЫТОВ

Стенд “КИ-1” лаборатории энергетики мощных лазеров ИЛФ СО РАН был разработан для изучения разнообразных процессов в космической плазме. Вакуумная камера стенда (рис. 1) снабжена источником плазмы типа θ -пинча, который используется для генерации квазистационарных 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 солениоида, создает пробой и ионизацию газа, а также сжатие и нагрев плазмы.

Генерируемая плазма распространяется в вакууме ($\sim 10^{-6}$ Торр) в однородном внешнем маг-

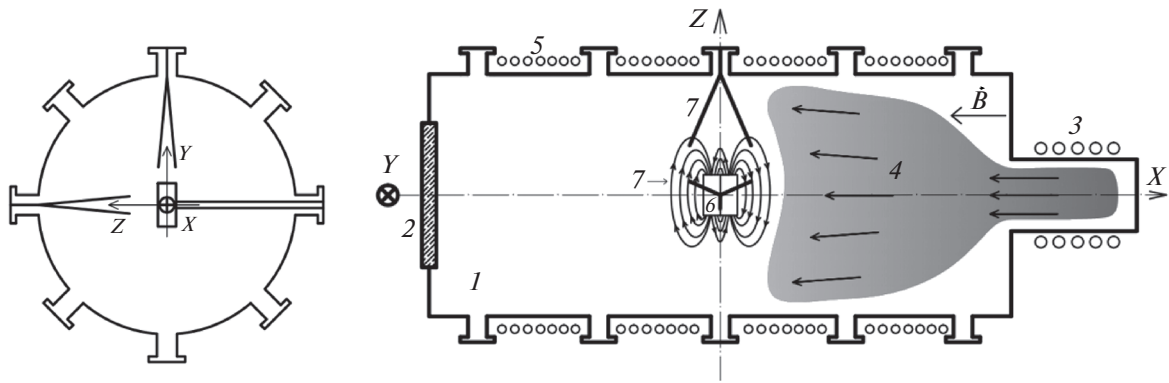


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — вакуумная камера с размерами 5×1.2 м, 2 — смотровое окно, 3 — тета-пинч, 4 — поток водородной плазмы, 5 — соленоид, 6 — магнитный квадруполь, 7 — сопряженные магнитные и электрические зонды.

нитном поле, которое применяется для стабилизации потока плазмы в направлении распространения. Величина внешнего поля в данном эксперименте мала (5 Гс) и не вносит изменений в рассматриваемые процессы. Источник квадрупольного магнитного поля изготовлен из двух последовательно соединенных катушек. Катушки питаются импульсом тока с длительностью ~ 200 мкс, и каждая может создавать магнитный момент величиной до 10^6 Гс см³. При параллельном включении катушек создается дипольное магнитное поле, а при антипараллельном — квадрупольное. Магнитные моменты катушек направлены вдоль оси Z, а их центры 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

$$B = B_z = \frac{\mu}{(x - \Delta)^3} \pm \frac{\mu}{(x + \Delta)^3}.$$
 Отметим, что если для диполя величина поля на больших расстояниях спадает как r^{-3} , то для квадруполя как r^{-4} .

Основными используемыми в работе средствами диагностики являются электрические коллекторы, магнитные и электрические зонды. Измерение потоков заряженных частиц проводилось посредством коллекторов КБ-1 и КБ-2, устроенных по принципу цилиндра Фарадея. На направляющей трубке имеется поперечное отверстие диаметром 0.6 мм для захвата потока ионов. Направляющая трубка имеет поступательную степень свободы. Коллектор КБ-1 располагается в дальней зоне ($Y = 0, X = 70$ см) и перемещается вдоль оси Z. Коллектор КБ-2 располагается в ближней зоне (точка минимального расстояния к

диполям $Y = 0, Z = 0, X = 7$ см) и перемещается под углом 45° к осям X, Y и Z. Точность пространственной установки коллекторов составляет < 0.5 см. Направляющая трубка вращается вокруг своей оси, что позволяет детектировать потоки частиц из разных направлений, определяемых ориентацией собирающего отверстия коллектора, например, измерение основного потока плазмы (угол $\alpha = 0^\circ$), или измерение отраженного потока ($\alpha = 180^\circ$). Угловая диаграмма направленности коллекторов составляет $\pm 25^\circ$.

Также для диагностики используются магнитные зонды, которые представляют собой три миниатюрных ортогонально расположенных катушки, каждая площадью около 1 см². Временное разрешение зондов составляет 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 [27].

Поток плазмы имеет динамический характер и вариации величин от одного срабатывания θ -пинча к другому. Осциллограммы, представленные на рис. 2, показывают три выделенных потока. Первый, в промежутке времени до 70 мкс — самый быстрый и плотный, — высокой концентрации для целей настоящей работы. Второй, в промежутке от 70 до 170 мкс, и третий, в промежутке 170–270 мкс, использовались для анализа результатов. Средняя концентрация плазмы в области диполя в указанных временных промежутках составила 1.6×10^{12} и 4.6×10^{11} см⁻³ соответственно. Скорость, вычисленная по времяпролетному методу, также показана на рис. 2. Как будет показано ниже, различие в концентрации и скорости потоков отражается на взаимодействии и позволяет увидеть интересные особенности.

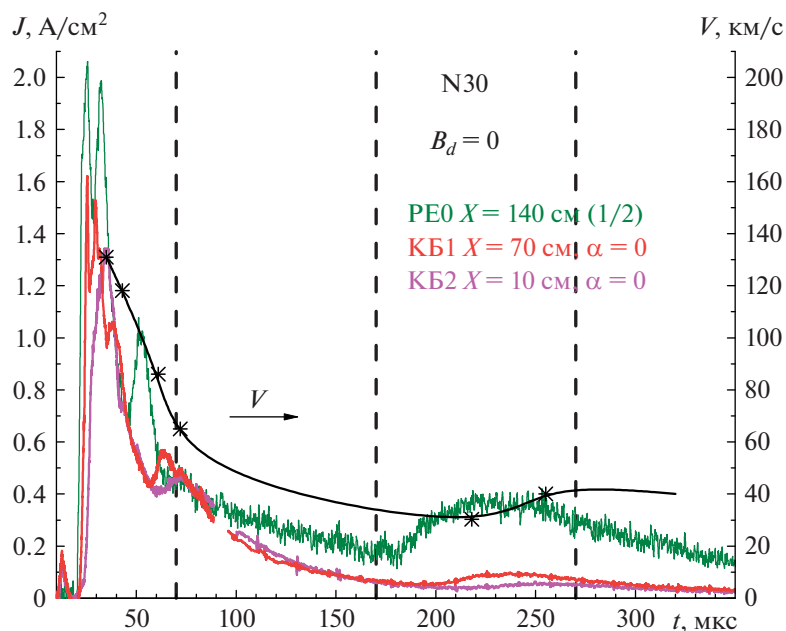


Рис. 2. Осциллограммы ионного тока плазмы на различных расстояниях от квадруполя (левая ось), измеренная электрическим зондом (PE0, сигнал уменьшен в два раза) и коллекторами (KB1 и KB2, ориентированы по направлению потока) в отсутствие магнитного поля. Черная кривая показывает скорость различных участков плазмы в области квадруполя (правая ось). Нулевой момент времени соответствует времени срабатывания тета-пинча (источника плазменного потока). Вертикальные линии отмечают временные интервалы усреднения сигналов, используемые в дальнейшем анализе.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Особенности режимов взаимодействия

В нашей предыдущей работе [33] было показано, что взаимодействие квадрупольного магнитного поля величиной $\mu_B = 5 \times 10^5 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ с натекающей плазмой с концентрацией $> 10^{12} \text{ см}^{-3}$ приводит к формированию мини-магнитосферы размером $\sim 20 \text{ см}$ со значительным возмущением магнитного поля, о чем свидетельствовало увеличение основного компонента магнитного поля B_z . Также, несмотря на проникновение плазмы внутрь мини-магнитосферы, уже на расстоянии 15 см от источника квадрупольного поля наблюдалось значительное снижение концентрации потока плазмы, обусловленное взаимодействием с магнитным полем.

Режим взаимодействия, реализованный в настоящей работе, значительно отличается от описанного ранее в силу существенно меньшей концентрации плазменного потока и магнитного момента ($< 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $1.7 \times 10^5 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ соответственно). В частности, снижение концентрации потока заряженных частиц под воздействием магнитного поля оказалось гораздо слабее даже на расстоянии 7 см (рис. 3). Кроме того, магнитные возмущения квадрупольного поля, вызванные плазмой, в данном эксперименте в разы меньше, чем в предыдущем, и не выделяются

на фоне хаотичных полей, приносимых плазмой. Таким образом, можно заключить, что взаимодействие в данном эксперименте протекает иным образом.

Плавающий потенциал плазмы в дипольном магнитном поле имеет положительный знак, что указывает на то, в область вблизи квадруполя проникают только ионы, а электроны плазменного потока блокируются им. Отметим, что максимальное значение потенциала примерно соответствует энергии самых быстрых ионов. В отсутствие магнитного поля плавающий потенциал принимает отрицательное значение, так как определяется в этом случае электронами плазменного потока.

Также в настоящем эксперименте наблюдались высокочастотные колебания производных от магнитных сигналов с частотой $\omega \approx 3 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ (рис. 4). Данная величина хорошо соответствует нижнегибридной частоте ω_{cei} при величине поля на данном расстоянии $\sim 150 \text{ Гс}$, и подобные осцилляции наблюдались нами во многих экспериментах с дипольным полем.

3.2. Измерения потоков ионов

Особенность данной работы состоит в измерении потоков отраженных ионов. Для этих целей были использованы коллекторы, расположенные

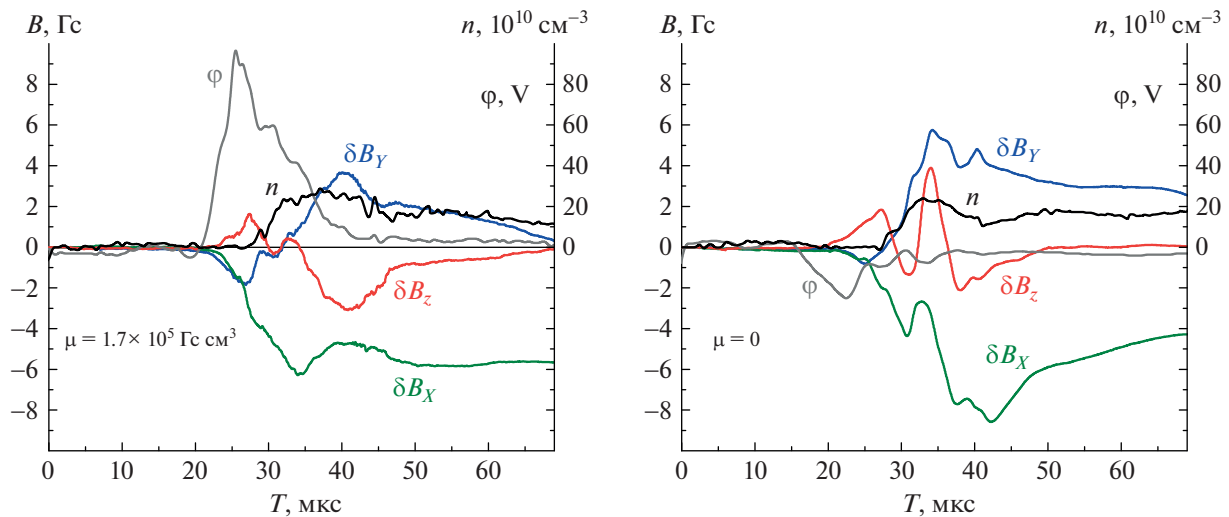


Рис. 3. Возмущение магнитного поля (δB_z — красный; δB_x — зеленый; δB_y — синий), концентрация плазмы (n — черный) — и плавающий потенциал плазмы (ϕ — серый) в квадрупольном поле (слева) и в отсутствие поля (справа). Зонд находился в точке $X = 7$ см, $Y = 0$, $Z = 0$.

на расстоянии 7 и 70 см от центра источника магнитного поля (именуемые далее КБ-2 и КБ-1 соответственно). Коллекторы регистрировали поток прямых (от источника плазмы) и отраженных от магнитосферы заряженных частиц в зависимости от ориентации собирающей щели. На рис. 5 показаны осциллограммы, отражающие сравнительную динамику плазмы в присутствии магнитного поля (сплошные кривые) и без него (пунктирные кривые). Данные распределения показывают, что включение магнитного поля

значительно влияет на потоки частиц. Без магнитного поля коллекторы показывают относительно слабый поток отраженных ионов (~5%), вызванный конечной диаграммой направленности и тепловым разбросом скоростей ионов. Включение квадрупольного поля вызывает значительное, до 5 раз, увеличение отраженного потока на малых расстояниях (10 см от источника поля, КБ-2, нижняя панель рис. 5). На дальних расстояниях (70 см от источника поля, КБ-1, верхняя панель рис. 5) также наблюдается эффект от магнитного поля, но не столь существенный: соотношение амплитуд составляет ~1.4.

Кроме того, электрический зонд, установленный вблизи квадрупольного поля в точке $X = 7$ см, показывает практически полное блокирование натекающего потока магнитным полем начиная с момента ~110 мкс (нижняя панель). Это является прямым свидетельством того, что вблизи квадрупольного поля существует область, полностью защищенная от прямого попадания ионов, как это наблюдается над сильными ЛМА.

Помимо вращательной, коллекторы имеют поступательную степень свободы направляющего штока. Для коллектора КБ-1 направление перемещения совпадало с направлением оси Z . Для КБ-2 линия движения располагалась примерно под углом 45° к оси Z .

Для количественного анализа эффекта отражения ионов магнитным полем выбирался временной интервал в потоке, как это было описано выше и показано на рис. 2 и 5. Сигналы коллекторов усреднялись в выбранном интервале

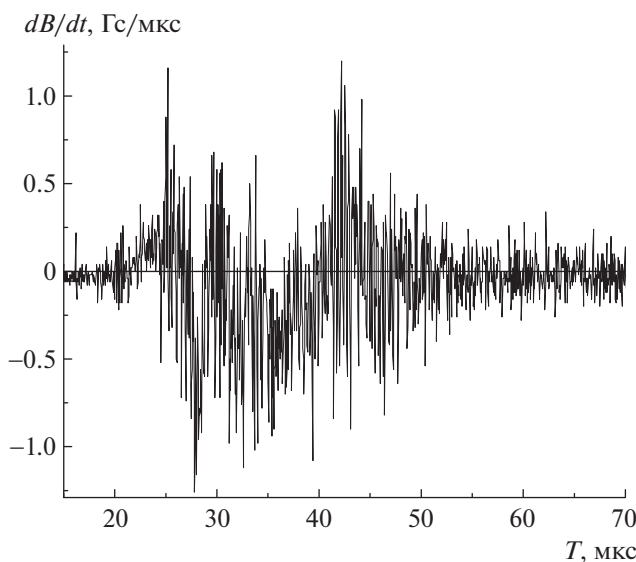


Рис. 4. Производная магнитного поля в потоке плазмы в квадрупольном поле.

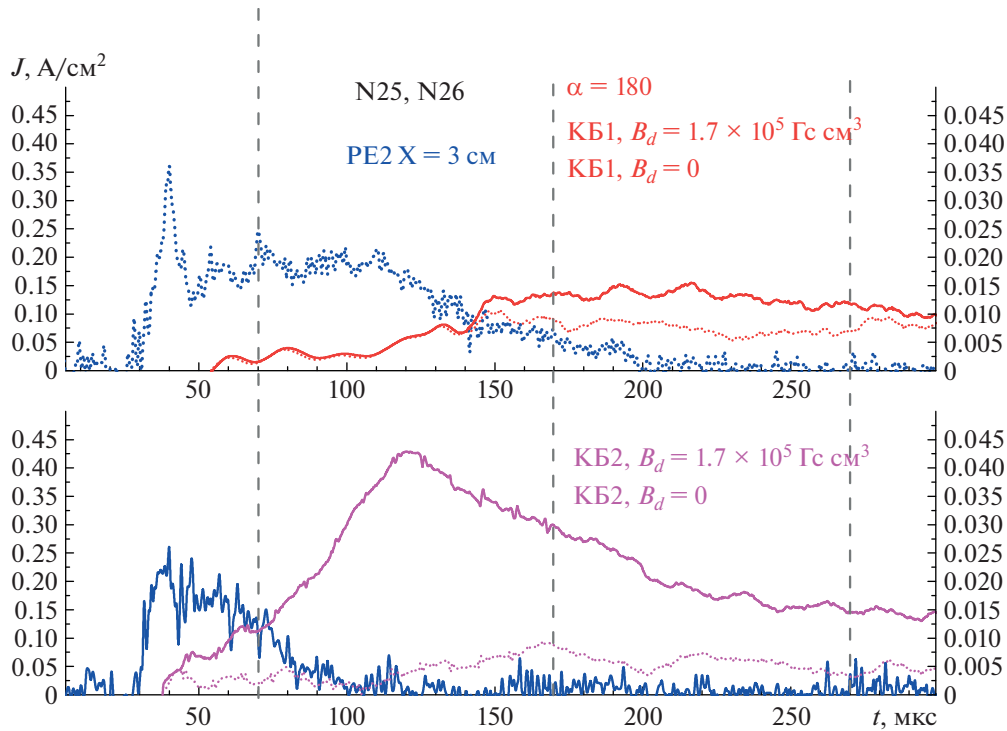


Рис. 5. Осциллограммы ионного тока в квадрупольном магнитном поле (сплошные линии) и без него (точечные линии) на различных расстояниях от квадруполя. Синие линии — сигнал электрического зонда (значения отложены на левой оси), расположенного в непосредственной близости от центра квадруполя (РЕ2, $X = 3$ см). Красные кривые на верхней панели — сигналы коллектора на расстоянии $X = 50$ см (значения в A/cm^2 отложены на правой оси). Бордовые кривые на нижней панели — сигналы коллектора на расстоянии $X = 10$ см. Коллекторы ориентированы на квадруполь ($\alpha = 180^\circ$) и измеряют отраженный поток. Вертикальные пунктирные линии отмечают интервалы временного усреднения сигналов, используемого в дальнейшем представлении данных.

$\langle J \rangle = T^{-1} \int J dt$. Для выявления эффекта магнитного поля квадруполя из сигнала вычитался поток частиц в коллектор при заданном угле α без магнитного поля: $\langle J \rangle_B - \langle J \rangle_{B=0}$. Для вычисления процентного количества отраженных частиц эта величина нормировалась на исходный поток ионов:

$$F = \frac{(\langle J \rangle_B - \langle J \rangle_{B=0})}{\langle J \rangle_{\alpha=0, B=0}}.$$

На рис. 6 представлено пространственное распределение отраженных ионов вблизи источника магнитного поля (10 см, КБ-2) и вдали от него (70 см, КБ-1). Координата λ имеет нулевое значение при пересечении коллекторами экваториальной плоскости ХУ. Как видно, ближний коллектор показывает отражение ионов величиной до 50% от натекающего потока. При этом имеются заметные как пространственные (снизу и сверху экваториальной плоскости), так и временные вариации (первый и второй интервал усреднения). В дальней зоне отраженный поток примерно на порядок меньше. При этом в первом временном интервале усреднения он не превышает ошибку измерения.

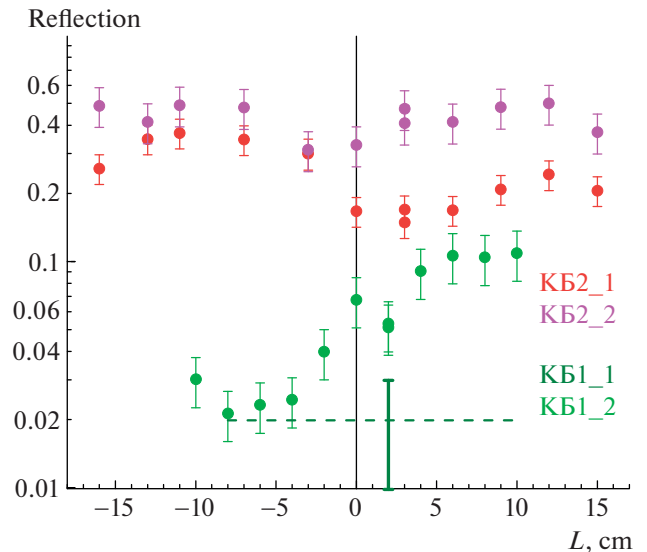


Рис. 6. Распределение доли отраженных частиц при перемещении коллекторов. Ближний коллектор КБ2: усреднение в интервале 70–170 мкс (красные символы) и 170–270 мкс (пурпурные символы). Дальний коллектор КБ1: усреднение в интервале 170–270 мкс (зеленые символы). Пунктирная кривая показывает средний уровень отражения в интервале 170–270 мкс.

Таблица 1. Размерные и безразмерные параметры лабораторного эксперимента и характерной лунной мини-магнитосферы. Обозначения столбцов (слева направо): концентрация ионов, средняя скорость, магнитный момент, ионная плазменная длина, расстояние до точки баланса давлений, Холловский параметр, число Кнудсена

Режимы взаимодействия	n , см ⁻³	V , km/s	μ_B , G см ³	L_{pi} , см	R_b , см	D	Kn
Высокое давление	4.5×10^{11}	60	1.7×10^5	33.9	23.5	0.69	31
Низкое давление	2×10^{11}	30	1.7×10^5	50.8	33.9	0.66	3
Типичные условия для ЛМА	10	300	$\sim 1.8 \times 10^{12}$	$\sim 10^7$	3×10^6	0.3	$\sim 10^7$

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Плазменное окружение над ЛМА является комплексной проблемой. Несмотря на значительный экспериментальный материал, полученный в спутниковых миссиях, взаимодействие ЛМА с потоками 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 мультиполярная 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 R_b от источника магнитного поля, на котором достигается баланс с кинетическим давлением потока плазмы, и ионная плазменная длина L_{pi} . Для наиболее сильных ЛМА $R_b \sim 30$ км, а типичное значение L_{pi} для СВ равно 100 км. Именно на высотах ~ 30 км Lunar Prospector регистрировал случаи заметного понижения концентрации протонов над ЛМА [1, 35, 36]. Таким образом, Холловский параметр для ЛМА заметно меньше единицы, $D = R_b/L_{pi} \sim 0.3$. В реализованном эксперименте данный характерный параметр имеет значения, достаточно близкие к таковым для ЛМА, $D \sim 0.5$. Так же, как для ЛМА, в опытах была зарегистрирована область вблизи источника $R \leq 7$ см, куда протоны не долетают и полностью блокируются магнитным полем. Сравним теперь магнитные возмущения, индуцируемые плазмой в поле источника. Характерная величина таких полей определяется

давлением набегающего потока $B_0 = \sqrt{8\pi m n_0 V_0^2}$, и для СВ составляет около 50 нТ. В отличие от магнитосферы Земли, где возмущения такой амплитуды характерны для магнитопаузы, над ЛМА они не наблюдаются. Это связано, очевидно, со свойствами мини-магнитосферы, у которой головная ударная волна не образуется. В нашем предыдущем эксперименте [33] наблюдался переходный режим мини-магнитосферы, в котором индуцированные возмущения (поджатие основ-

ной компоненты дипольного поля) были измерены и примерно соответствовали ожидаемому уровню, $\delta B = \sqrt{8\pi m_p n_0 V_0^2} \approx 25$ Гс. В данном опыте соответствующая величина для режима низкой концентрации составляет 11 Гс. Если бы возмущение такой величины в виде поджатия квадрупольного поля индуцировалось потоком плазмы, то оно было бы измерено. Однако, как показывает рис. 3, индуцированные возмущения если и присутствуют, то имеют величину менее 3 Гс. Таким образом, лабораторная модель мини-магнитосферы качественно и количественно соответствует свойствам ЛМА.

Основной результат настоящей работы состоит в измерении потока магнитно-отраженных ионов, т.е. ионов, отраженных за счет действия магнитного поля источника. 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. Однако такое сравнение возможно для отраженных протонов.

Вблизи квадрупольа зарегистрирован отраженный поток величиной до 50% от набегающего. То есть, значительная часть протонов, не проникающая в защищенную магнитным полем область, отражаются в обратную сторону. При этом отраженный поток заметно больше для второго временного интервала с пониженной концентрацией (среднее значение 40%), который больше всего подходит по параметрам подобию ЛМА.

В дальней зоне на расстоянии ~ 70 см отраженный поток существенно меньше, в среднем 6% с вариациями от 2 до 10%. При этом отраженные протоны регистрируются только для второго временного интервала с пониженной концентрацией. Для первого интервала отраженный поток если и имеется, не выходит за погрешность измерений. В единицах ионной плазменной длины 70 см в настоящем опыте соответствуют примерно 140 км над ЛМА. Это несколько выше типичных орбит спутников ~ 100 км, измеривших магнитно-отраженные потоки на уровне $\sim 20\%$ над наиболее сильными ЛМА [9]. На более низких орбитах доля отраженного потока может доходить до 50%

[36]. Значительное падение интенсивности отраженного потока с расстоянием очевидно объясняется конечным размером области, в которой происходит отражение. Как уже отмечалось, электрический зонд на расстоянии 7 см от центра квадрупольного потока показывает полную блокировку потока плазмы. Коллектор КБ2, расположенный на расстоянии 10 см, показывает ослабление исходного потока примерно в 2 раза (в измерениях при $\alpha = 0^\circ$ с $\mu = 0$ и $\mu = 5 \times 10^5$ Гс·см³). На расстояниях $X > 16$ см электрический зонд показал практически отсутствие эффекта магнитного поля на поток плазмы. Таким образом, размер области, в которой происходит значительное отражение протонов, имеет радиус 10–15 см. За ее пределами отраженный поток спадает в среднем как r^{-2} , так что на расстоянии 70 см от квадрупольного источника ослабление может составить величину до 20 раз. Наблюдаемое ослабление в 7 раз заметно меньше, что говорит о более сложной геометрии отраженного потока.

Значительные и резкие пространственные модуляции отраженных потоков характерны для ЛМА [8]. В настоящем и предыдущем нашем эксперименте потоки отраженных ионов также имеют сложный пространственный характер, что демонстрирует модуляция показаний дальнего коллектора, которая составляет от 2 до 10% (распределение КБ1_2 на рис. 5). Такая значительная разница объясняется тем, что Ларморовское вращение протонов создает асимметрию по оси Y . Поскольку дальний коллектор перемещался как вдоль оси Z , так и оси Y , то такая асимметрия в измерениях естественна. Измерения показали, что в интересующих нас интервалах времени $t > 70$ мкс электрический потенциал имеет отрицательное значение и по величине составляет около -3 В. Это говорит о том, что отражение ионов не связано с электрическим полем разделения зарядов, а происходит за счет Ларморовского вращения. Данный процесс в контексте мини-магнитосферы нами показан как в экспериментах, так и в численных расчетах [24, 26]. Аналогично дипольной конфигурации поля, можно оценить расстояние минимального приближения ионов (радиус Штермера) для квадрупольного из формулы:

$$\int_{R_{st}}^{\infty} \frac{eB_z}{m_p c} dx = V_0.$$

Для заданной зависимости квадрупольного поля по оси X и скорости 40 км/с получаем расстояние $R_{st} \approx 13$ см, что хорошо соответствует имеющимся измерениям.

Проведенный эксперимент по основным параметрам подобия, структуре магнитного поля и измеренным величинам качественно и в хорошей степени количественно воспроизводит мини-

магнитосферы над ЛМА, и соответствует имеющимся спутниковым наблюдениям, что дает основания для дальнейших исследований. В частности, большое значение может сыграть прямое сравнение с численным кинетическим моделированием для верификации имеющихся кодов [21]. В дальнейших экспериментах возможно более точное воспроизведение структуры магнитных полей, а также частичное отражение ионов и электризация на диэлектрической поверхности, моделирующей кору Луны. Другой аспект, типичный для ЛМА, который можно воспроизвести в лаборатории, — это наклонное натекание СВ относительно коры, в том числе взаимодействие на лимбе Луны.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0243-2021-0003, при поддержке программы 10 “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика” Национального центра физики и математики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. Wieser, S. Barabash, Y. Futaana*, Geophys. Res. Lett. **37** (2010).
2. *C. Richmond, L. L. Hood*, J. Geophys. Res. vol. **113** (2008).
3. *J. S. Halekas, D. L. Mitchell, R. P. Lin, S. Frey, L. L. Hood, M. H. Acuna, A. B. Binder*, J. Geophys. Res. **106**, 27841–27852.
4. *H. Tsunakawa, F. Takahashi, H. Shimizu, H. Shibuya, M. Matsushima*, J. Geophys. Res. Planets, **120**, 1160–1185 (2015).
5. *J. S. Halekas, G. T. Delory, D. A. Brain, R. P. Lin, D. L. Mitchell*, Plan. and Space Sci. **56**, 941–946 (2008).
6. *R. P. Lin, D. L. Mitchell, D. W. Curtis, et al.*, Science **281**, 1480 (1998).
7. *А. А. Скальский, А. М. Садовский*, Космические исследования, т. 53, № 1, 75–78 (2015).
8. *Y. Saito, S. Yokota, T. Tanaka, et al.*, Geophys. Res. Lett. **35**, L24205 (2008).
9. *Y. Saito, M. N. Nishino, M. Fujimoto, et al.*, Earth Planets Space. **64**, 83 (2012).
10. *M. Wieser, S. Barabash, Y. Futaana, et al.*, Plan. and Space Sci. **57**, 2132 (2009).
11. *M. Holmström, M. Wieser, S. Barabash, et al.*, J. Geophys. Res. **115**, A06206 (2010).
12. *L. L. Hood, G. Schubert*, Science **208**, № 4439, 49–51 (1980).
13. *D. T. Blewett, et al.*, J. Geophys. Res.: Planets **116**, № E2 (2011).
14. *I. Garrick-Bethell, J. W. Head III, C. M. Pieters*, Icarus **212**, № 2, 480–492 (2011).
15. *J. Deca, et al.*, J. Geophys. Res.: Planets **125**, № 5 (2020).

16. *B. W. Denevi, et al.*, *Icarus* **273**, 53–67 (2016).
17. *D. Hemingway, I. Garrick-Bethell*, *J. Geophys. Res.: Planets* **117**, № E10 (2012).
18. *J. Gattacceca, et al.*, *Earth and Planetary Science Letters* **299**, № 1–2, 42–53 (2010).
19. *E. Kallio, R. Jarvinen, S. Dyadechkin, P. Wurz, S. Barabash*, *Geophys. Res. Abstracts* **14**, EGU 2012–4937 (2012).
20. *J. Deca, A. Divin, G. Lapenta*, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 151102 (2014).
21. *J. Deca, et al.* *J. Geophys. Res. Space Physics* **120**, 6443–6463 (2015).
22. *R. A. Bamford, B. Kellett, W. J. Bradford, C. Norberg, A. Thornton, K. J. Gibson, R. Bingham*, *Phys. Rev. Lett.* **109** (8), 081101 (2012).
23. *J. Han*, Laboratory simulation of solar wind interaction with a magnetic dipole field on lunar surface: дис. — University of Colorado, 2017.
24. *I. F. Shaikhislamov, V. M. Antonov, Y. P. Zakharov, E. L. Boyarintsev, A. V. Melekhov, V. G. Posukh, A. G. Ponomarenko*, *Advances in Space Research* **52** (3), 422–436 (2013).
25. *I. F. Shaikhislamov, Y. P. Zakharov, V. G. Posukh, A. V. Melekhov, V. M. Antonov, E. L. Boyarintsev, A. G. Ponomarenko*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **56** (2), 025004 (2014).
26. *I. F. Shaikhislamov, V. G. Posukh, A. V. Melekhov, Y. P. Zakharov, E. L. Boyarintsev, A. G. Ponomarenko*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **57** (7), 075007 (2015).
27. *I. F. Shaikhislamov, Y. P. Zakharov, V. G. Posukh, A. V. Melekhov, E. L. Boyarintsev, A. G. Ponomarenko, V. A. Terekhin*, *Plasma Physics Reports* **41** (5), 399–407 (2015).
28. *K. J. Fujita*, *Space Technol. Sci.* **20** (2), 26–31 (2004).
29. *N. Omid, X. Blanco-Cano, C. T. Russell, H. Karimabadi, M. Acuna*, *J. Geophys. Res.* **107** (A12), 1487 (2002).
30. *M. Kurata, H. Tsunakawa, Y. Saito, H. Shibuya, M. Matsushima, H. Shimizu*, *Geophys. Res. Lett.* **32** (24) (2005).
31. *M. E. Purucker, J. B. Nicholas*, *J. Geophys. Res.: Planets* **115**, E12 (2010).
32. *D. Ravat, M. E. Purucker, N. Olsen*, *J. Geophys. Res.: Planets* **125** (7), e2019JE006187 (2020).
33. *M. S. Rumenskikh, A. A., Chibranov, M. A. Efimov*, *JETPh Letters* **111** (6), 335 (2020).
34. *Q. Wang, J. Cui, D. Wang*, *Advances in Space Research* **50** (12), 1600 (2012).
35. *C. Lue, Y. Futaana, S. Barabash, M. Wieser, M. Holmström, A. Bhardwaj, ... P. Wurz*, *Geophys. Res. Lett.* **38** (3) (2011).