

# Генерация сгустков лазерной плазмы с высокой эффективностью концентрации энергии для лабораторного моделирования бесстолкновительных ударных волн в замагниченной космической плазме

Ю.П.Захаров, А.Г.Пономаренко, В.Н.Тищенко, В.М.Антонов, А.В.Мелехов, В.Г.Посух, П.А.Прокопов, В.А.Терехин

*Представлены результаты впервые проведенных экспериментов по формированию в фоновой плазме бесстолкновительных ударных волн (БУВ) за счет инжекции поперек магнитного поля (как поршня) сгустков лазерной плазмы с максимальной энергией до 100 Дж в единицу телесного угла и достаточно высокой степенью замагниченности ионов. Для этого на уникальном модельном стенде КИ-1 ИЛФ СО РАН применялась пластиковая мишень (полиэтилен), облучаемая излучением CO<sub>2</sub>-лазера в наиболее энергетически эффективном режиме (вблизи порога плазмообразования), и сильноионизованная водородная плазма с высокой концентрацией в большом объеме (не менее 1 м<sup>3</sup>). В результате постановки модельных экспериментов на основе адекватной решаемой задачи модели, разработанной во ВНИИЭФ (бесстолкновительного взаимодействия потоков плазмы), впервые в лабораторных условиях удалось зарегистрировать не только интенсивное торможение сверхальфвеновского потока лазерной плазмы фоном, но и формирование в нем сильного возмущения со свойствами докритической БУВ, распространяющейся перпендикулярно магнитному полю.*

**Ключевые слова:** высокоэффективная генерация лазерной плазмы, фоновая плазма в магнитном поле, модель бесстолкновительного взаимодействия сверхальфвеновских потоков, ларморовский радиус ионов, диамагнитная каверна, бесстолкновительные ударные волны, лабораторная астрофизика.

## 1. Введение

С самого начала своего развития в середине 1990-х годов [1, 2] (или даже с конца 1980-х годов [3]) нового направления фундаментальных исследований «лабораторная астрофизика» (возникшего на стыке программ создания сверхмощных лазеров, лазерного термоядерного синтеза и плазменной астрофизики [3]) и вплоть до настоящего времени [4] одной из основных задач этого направления исследований является лабораторное моделирование космических бесстолкновительных ударных волн (БУВ) с различными числами Альфвена–Маха  $M_A$ , вплоть до  $M_A \geq (m_i/m_e)^{1/2}$  ( $m_i$  и  $m_e$  – массы ионов и электронов). Для этого в рамках программ HEDP (high energy density physics) [4] проводятся различные эксперименты с лазерной плазмой (ЛП), в том числе на мощных лазерных установках, как с магнитным полем  $B_0$  (например, VULCAN [5]), так и без него (Omega [6] и другие установки). Как правило, начальные скорости  $V_0$  фронта ЛП составляют до ~1000 км/с. В настоящее время было обнаружено много новых процессов бесстолкновительного взаимодействия потоков плазмы и формирования соответствующих

БУВ, в первую очередь за счет неустойчивости Вейбеля [6] (без внешнего поля  $B_0$ ), принципиально важной для астрофизических БУВ и ускорения частиц на них, например после вспышек сверхновых звезд. Однако большинство космофизических взрывных явлений (выбросы на Солнце или активные эксперименты в ионосфере) характеризуются умеренными начальными числами (по  $V_0$ )  $M_{A0} \leq 10$  и предполагаемой существенной ролью магнитного поля  $B_0$  в различных задачах, связанных с БУВ.

Несмотря на значительный интерес к лабораторному моделированию таких замагниченных БУВ, практически с начала исследования и применения ЛП в экспериментах [7] вплоть до сегодняшнего дня такого типа БУВ в лабораторных условиях получены не были. В настоящее время только на лазерном стенде КИ-1 ИЛФ СО РАН [8, 9] и на крупнейшей установке LAPD в США (длиной ~20 м) проводятся целенаправленные исследования по этой теме [10–13]. В России постановка экспериментов осуществляется в ИЛФ СО РАН в сотрудничестве с ВНИИЭФ, где была впервые разработана модель бесстолкновительного взаимодействия сферического облака плазмы с фоновой плазмой (ФП) [14], а в США – в Лос-Аламосской лаборатории, где проводятся соответствующие расчеты по гибридной модели [15, 16], а также дополнительные эксперименты с CO<sub>2</sub>-лазером Trident при энергии импульса в несколько килоджоулей [17].

В настоящей работе на основе проведенных на стенде КИ-1 ИЛФ экспериментов по созданию сгустков ЛП с большой эффективной энергией и исследованию режимов их интенсивного взаимодействия с замагниченной ФП впервые удалось получить модельную БУВ на полном характерном масштабе ~1 м.

Ю.П.Захаров, А.Г.Пономаренко, В.Н.Тищенко, В.М.Антонов, А.В.Мелехов, В.Г.Посух, П.А.Прокопов. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: kilz@mail.ru  
В.А.Терехин. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37

Поступила в редакцию 15 марта 2016 г.

## 2. Постановка экспериментов по моделированию замагниченных БУВ на лазерном стенде КИ-1 ИЛФ СО РАН. Требуемые критерии подобия задачи

Постановка экспериментов серии «БУВ» [12, 13] на стенде КИ-1 проводилась на основе анализа так называемого магнитного ламинарного механизма (МЛМ) взаимодействия облака ЛП с ФП по модели, разработанной во ВНИИЭФ [14]. Ее основу составляет оценка критерия эффективности  $\delta$  передачи энергии облака ( $E_0$ ) фону ( $E^*$ ) по МЛМ в виде простого соотношения  $E_{\max}^* \approx \delta E_0$  (при  $\delta < 1$ ). Здесь параметр  $\delta = R^{*2}/(R_L R_L^*)$  определяется ларморовскими радиусами  $R_L$  и  $R_L^*$  ионов ЛП и ФП соответственно (рассчитанными по скорости  $V_0$ ), а масштаб  $R^* = [3N_0/(4\pi n^*)]^{1/3}$  задает максимальный радиус диамагнитной каверны сферического облака ЛП в ФП с концентрацией  $n^*$  (при  $M_{A0} > 1$ , т.е. в случае возможного формирования БУВ). За счет вытеснения магнитного поля на границе каверны возникает вихревое электрическое поле  $E_\varphi \propto V_0 B_0/c$ , вдоль которого ускоряются ионы ФП, в то время как ионы ЛП замедляются вследствие своего ларморовского вращения (в направлении, противоположном  $E_\varphi$ ). В результате между ионами ЛП и ФП возникает достаточно сильное для генерации БУВ взаимодействие. Главное необходимое для этого условие (полученное в модели МЛМ и в гибридных расчетах, проведенных во ВНИИЭФ [14]) – превышение параметром  $\delta$  единицы, что может быть достигнуто только за счет достаточно большой энергии сферического облака ЛП  $E_0 = 0.3(N_0 m_i/Z)V_0^2$ , точнее, за счет большого  $N_0$  – полного числа электронов облака, т.к. желательно использовать небольшие  $V_0$ . Здесь  $Z$  – заряд ионов ЛП, скорость которых  $V_0$  не может быть меньше  $\sim 100$  км/с (из-за условий генерации ЛП [8]), поэтому и ларморовские радиусы ионов не могут быть меньше определенных значений.

Проведенный анализ [8, 9] показал, что для экспериментов в «обычном» лабораторном диапазоне параметров, характерном для крупных плазменных установок (с полями до килогауссов и концентрацией ФП  $n^* \approx 3 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> в объеме не менее 1 м<sup>3</sup>), для достижения  $\delta \geq 1$  при  $M_{A0} \geq 10$  необходимо создать сферическое облако ЛП с энергией  $E_0 \geq 1$  кДж. Отметим, что полукачественная физическая модель взаимодействия по МЛМ была рассмотрена еще в 1960-х годах в США [18, 19], однако в дальнейшем она не получила развития, так что модель МЛМ была завершена именно во ВНИИЭФ [14].

Первые экспериментальные подтверждения эффективности МЛМ были получены на стенде КИ-1 при небольших значениях  $\delta \approx 0.3$  и  $R^* \approx 20$  см (при энергии квазисферического облака ЛП  $E_0 \approx 45$  Дж) [20]. В результате в протонной ФП ( $n^* \approx (2-3) \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>) на расстояниях по радиусу до  $\sim 30-40$  см от центра камеры (где устанавливалась мишень) формировалась уединенная магнитозвуковая волна поперек поля  $B_0$ . Генерация ЛП проводилась за счет двустороннего облучения капролоновой нити-мишени диаметром 0.27 мм пучками импульсного микросекундного излучения СО<sub>2</sub>-лазера «ЛУИ-2м» (с длительностью основного пика  $\tau \sim 100$  нс) с энергией до 1 кДж и диаметром пучка в области мишени 4 мм [21]. Предполагалось, что созданные таким образом осесимметричные облака ЛП будут максимально эффективно вытеснять магнитное поле  $B_0$  (для реализации МЛМ) без паразит-

ных эффектов поляризации и дрейфа несимметрично разлетающихся сгустков ЛП поперек  $B_0$ . Это удалось реализовать (сначала в вакуумном магнитном поле [22]) и впервые получить экспериментальные данные о МЛМ, хорошо соответствующие расчетным [23].

## 3. Возможности и особенности высокоэффективной генерации ЛП с большим эффективным числом частиц ( $\sim 10^{19}$ ) на плоской пластиковой мишени для формирования БУВ

Для дальнейшего развития программы формирования замагниченных БУВ использовался опыт недавних экспериментов по моделированию сверхсжатия магнитосферы Земли [24–26], в которых впервые успешно применялись сгустки ЛП, разлетающейся от плоских (или выпуклых) пластиковых мишеней с большим диаметром пятна фокусировки излучения  $D$  (10–30 мм) в режиме вблизи порога плазмообразования, где КПД преобразования энергии лазерного импульса  $Q$  в кинетическую энергию плазмы  $E_k$  может достигать максимума [8] (вплоть до  $\sim 50\%$  [27]). Принципиально важным для таких мишеней является фактор существенного расширения сгустков ЛП при разлете, что позволяет им, несмотря на сферически-несимметричный характер разлета, также эффективно взаимодействовать с однородным [24] и дипольным [25] магнитными полями в вакууме, как и в случае сферически-симметричного облака ЛП. Это соответствует такому режиму расширения ЛП, при котором обеспечивается требуемый для вытеснения поля  $B_0$  диамагнитный ток, а критерием эффективности являются полные величины числа электронов в ЛП  $N_{0e}$  и эффективной энергии в единицу телесного угла  $E_{0e}$ . Именно они характеризуют эффект выигрыша от применения направленно разлетающихся сгустков ЛП (от плоских мишеней), т.к. в этих направлениях можно сконцентрировать имеющиеся кинетическую энергию  $E_k$  сгустка и полное число электронов  $N_e$ , «растягивая», например, требуемый размер  $R^*$  (по нормали к мишени) для увеличения параметра  $\delta$  и достижения таким образом условия формирования БУВ ( $\delta \geq 1$ ).

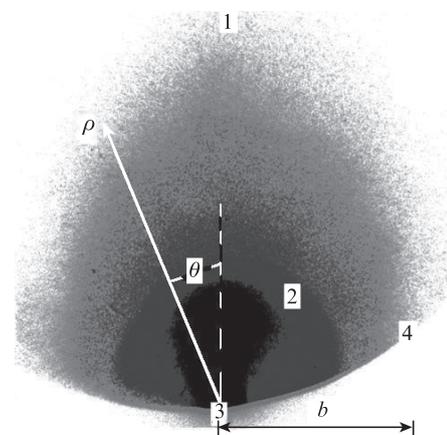


Рис.1. Форма сгустка ЛП от 13.03.12, зафиксированного ЭОПом при  $t^* = 2.1$  мкс (кадр 77, экспозиция 100 нс): точка 1 – фронт свечения быстрой части ЛП на расстоянии  $a = \rho_0 = 41$  см от мишени (расположена в точке 3); точка 2 – второй сгусток ЛП; точка 4 – край экрана ЭОПа на расстоянии  $b = 20$  см по горизонтали от вертикальной оси  $x$ .

В случае стенда КИ-1 это позволило реализовать эксперимент по генерации БУВ с расположением плоской мишени на краю столба ФП диаметром не менее 80 см, т. е. почти у стенки камеры КИ-1 (имевшей диаметр 1.2 м и длину 5 м), к одному из торцов которой был пристыкован источник ФП типа  $\theta$ -пинча, с соответствующей переюстировкой системы двух лазерных пучков на мишень [9].

Недавние результаты [28, 29], полученные при создании такого рода сгустков ЛП (с телесным углом разлета  $\Delta\Omega \approx 1$  ср, рис.1) от квазиплоской полиэтиленовой мишени [13, 30] с диаметром пятна фокусировки  $D \approx 3-4$  см, продемонстрировали, что можно обеспечить требуемую для БУВ эффективную энергию  $E_{0e} \approx E_k(4\pi/\Delta\Omega)$  вплоть до  $\sim 1000$  Дж и эффективное число электронов  $N_{0e} \geq 10^{19}$ . Этот метод дает реальную возможность достичь  $\delta \geq 1$  за счет достаточного большого (не менее 45 см) размера  $R^*$  (рассчитанного по формуле для  $R^*$  с заменой  $N_0$  на  $N_{0e}$  при  $n^* \approx 3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) в выделенном направлении по нормали к мишени (рис.2). В ходе проведенных исследований также были установлены важные общие характеристики таких сгустков ЛП [29].

До сих пор используются различные подходы для интерпретации данных по формированию углового распределения разлета сгустков ЛП от плоской мишени при умеренных потоках  $q \leq 10^{11} \text{ Вт/см}^2$  (рис.1), однако наиболее обоснованной, по-видимому, является модель Анисимова [31, 32]. Эта модель автоматического трехмерного разлета полуэллипсоидного облака паров была разработана для задач абляции и осаждения пленок, но согласно многочисленным экспериментам с ЛП [33-35] хорошо описывает параметры и геометрию инерциальной стадии разлета ЛП после завершения ее формирования лазерным импульсом. Характеристики ЛП на интересующей нас стадии разлета в основном определяются начальной формой сгустка ЛП в момент времени  $t_0 \approx \tau$ , когда он, разлетаясь со скоростью, большей скорости ионного зву-

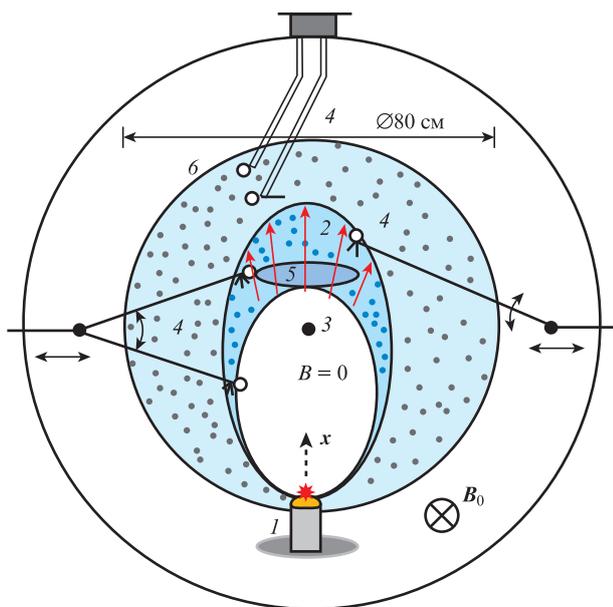


Рис.2. Схема эксперимента «БУВ» на стенде КИ-1 в сечении камеры стенда (диаметр камеры 120 см) с магнитным полем  $B_0$ : 1 – мишень на изоляторе; 2 – фронт ЛП; 3 – центральная ось  $z$  камеры, совпадающая с осью  $\theta$ -пинча; 4 – элементы различных зондовых диагностик; 5 – область взаимодействия ЛП и ФП; 6 – граница столба ФП диаметром 80 см;  $x$  – нормаль к мишени в области диаметрической каверны ЛП ( $B = 0$ ).

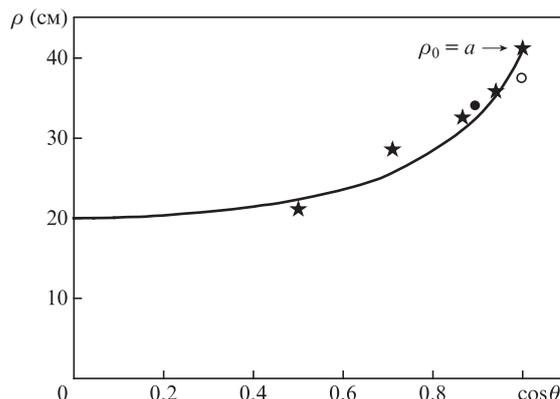


Рис.3. Расчетное положение границы ЛП (сплошная кривая) согласно (1) и экспериментальные данные по положению области максимальной скорости ЛП (★), взятые из рис.1, а также значения  $\rho$ , пересчитанные на момент времени  $t^*$ , исходя из времен ТА1 (○) и ТА2 (●) (см. ниже рис.4).

ка  $C_s$ , достигает размера  $x_0 \approx C_s \tau$  вдоль оси  $x$  (по нормали к мишени, рис.1, 2). При этом по осям  $z$  и  $y$  сгусток имеет характерный радиус  $z_0 \approx D/2$ . Тогда, зная величину  $\alpha = x_0/z_0$ , можно рассчитать асимптотический коэффициент  $\beta \equiv K_z = x_\infty/z_\infty \geq 1$ , который определяет отношение полуосей  $a$  и  $b$  разлетающегося эллипсоида ЛП на инерциальной стадии и имеет аппроксимацию вида  $\beta \approx 1.1\alpha^{1/2}$  [35]. Исходя из значений  $\tau$ , начальной температуры электронов  $T_{e0} (\sim 70 \text{ эВ [30]})$  и  $D/2 \approx 1.3$  см, находим  $\alpha \approx 0.44$ , которому соответствует  $\beta \approx 1.7$ , достаточно близкое к экспериментально зарегистрированному нами отношению полуосей  $alb \approx 2.05$  (рис.1, 3).

Форма границы свечения сгустка ЛП (рис.1), полученная из экспериментальной зависимости  $\rho(\theta)$  (рис.3), соответствует расчетной эллипсоидной зависимости для  $\beta^2 \approx 4.2$  (оценка по данным рис.1) и большой полуоси  $a = \rho_0$  (при  $\theta = 0$ ):

$$\rho_0 \sqrt{1/(\beta^2 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta)} \equiv \rho_0 F(\theta). \quad (1)$$

Формула (1) может быть использована для расчета энергии разлета ЛП в единицу телесного угла ( $dE/d\Omega$ ). Отсюда в рассматриваемом случае можно получить кинетическую энергию ЛП, состоящей из протонов и ионов  $C^{3+}$ ,  $C^{4+}$  и

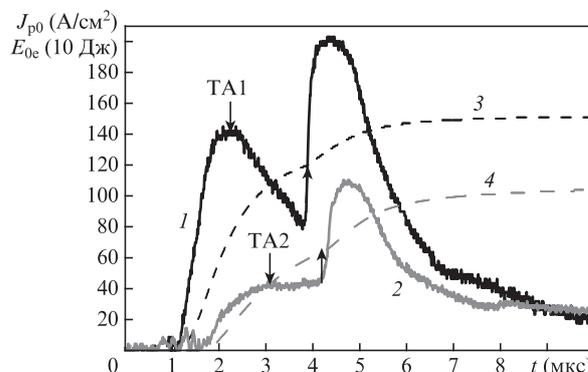


Рис.4. Динамика плотности ионного тока  $J_{p0}(t)$  зонда при  $R_{p1} = 40$  см ( $\theta = 0$ ; 1) и  $R_{p2} = 50$  см ( $\theta = 28^\circ$ ; 2), а также рассчитанные по  $J_{p0}$  эффективные энергии  $E_{0e}^{(1)}$  (3) и  $E_{0e}^{(2)}$  (4) сгустков ЛП, первый из которых набирает свою полную энергию к моментам времени, отмеченным стрелками, направленными вверх. Стрелки, направленные вниз, отмечают моменты времени ТА1 и ТА2 прихода максимума потока на зонд.

формируемой первым пиком лазерного излучения:  $E_{k1}$  составляет 40%–45% от полной энергии  $Q_1 \approx 150\text{--}200$  Дж этого пика [28, 29].

Расчет кинетической энергии и других параметров ЛП был проведен, исходя из данных рис.4, полученных с помощью тонких зондов Ленгмюра [36–39], с учетом измеренного масс-анализатором ионов среднего отношения  $\langle m_i/Z \rangle \approx 2.5$  а.е.м. (для мишеней из капролона и полиэтилена) [8, 36], а также нового метода обработки вольт-амперных характеристик (ВАХ) тонких зондов радиусом 10 мкм (порядка радиуса Дебая ЛП) для оперативной оценки  $\langle m_i/Z \rangle$  ([40], см. формулу (П2)). В результате данные зонда, расположенного на расстоянии от мишени  $R_{p1} = 40$  см (рис.4), дают эффективную энергию  $E_{0e}^{(1)}$  более 1000 Дж и эффективное число электронов  $N_{0e}^{(1)}$  до  $2 \times 10^{19}$ . При таких параметрах диамагнитная каверна в ЛП может достичь расчетного масштаба  $R^* \approx 50$  см, что заведомо достаточно для интенсивного взаимодействия по МЛМ при  $\delta \geq 1$ .

#### 4. Основные результаты по взаимодействию плазм и формированию БУВ и их обсуждение

Необходимая для формирования БУВ диамагнитная каверна больших размеров,  $R^* \approx 50$  см (вдоль и поперек нормали к мишени), была получена (рис.5 и 6) при разлете сгустков ЛП с числами Альфвена–Маха  $M_{A0} = V_0/C_A \approx 6$  (где  $C_A = B_0/(4\pi n^* m_i^{1/2})$ ) в ходе экспериментов «БУВ» (концентрация водородной ФП  $n^* \approx (3\text{--}4) \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> при температуре электронов  $T_e^* \approx 10$  эВ) [12, 13]. На рис.7 представлены результаты этих опытов для различных условий, в частности для случая «свободного» разлета ЛП, т.е. в отсутствие магнитного поля  $B_0$ , в вакуум (кривая 1) и в немагнитную ФП (кривая 2). Динамика тока  $J_{p0}(t)$ , собираемого тонким цилиндрическим электродом ленгмюровского зонда (см. Приложение), показывает близкое к расчетному поведение полной концентрации плазмы  $n(t)$  (т.е. суммы концентраций ЛП и ФП) [20, 41]. В отличие от довольно гладких кривых 1 и 2, в замагниченной ФП на расстоянии  $x = 75$  см наблюдаются сильные скачки концентрации (кривая 3) и магнитного поля (кривая 4) с крутым фронтом ( $\Delta t \leq 0.5$  мкс) и заметным торможением ЛП при распространении вдоль

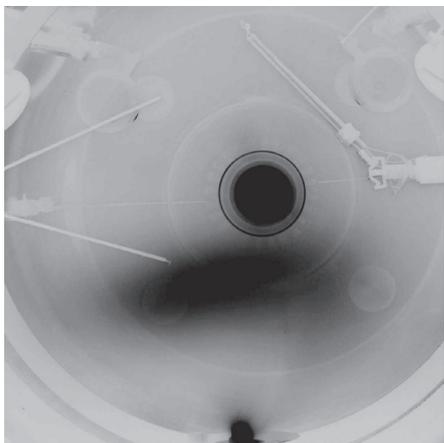


Рис.5. Интегральная по времени фотография области взаимодействия ЛП с замагниченной ФП. Внизу видно свечение мишени, в центре – свечение выхода  $\theta$ -пинча, а ниже его – свечение области вблизи края диамагнитной каверны. Вверху слева и справа видны линзы и поворотные зеркала для облучения мишени.

оси  $x$  (рис.8). Отметим, что внешнее магнитное поле  $B_0 = 110$  Гс вытесняется диамагнитным фоном и уменьшается до  $B^* \approx 80$  Гс.

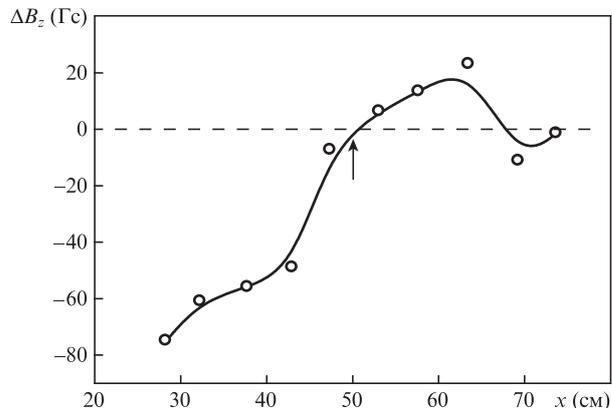


Рис.6. Радиальная структура диамагнитной каверны в момент времени  $t = 6$  мкс (соответствующий максимальному размеру каверны, т.е. области, где  $\Delta B_z < 0$ ). Граница вблизи расчетного значения  $R^* \approx 50$  см показана стрелкой. Начальное поле  $B^* \approx 80$  Гс в водородной ФП с концентрацией  $n^* \approx 3 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

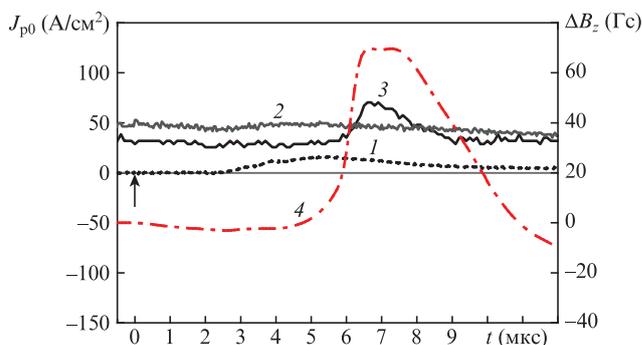


Рис.7. Динамика плотности ионного тока  $J_{p0}$  при расстоянии  $x = 75$  см от мишени: только ЛП в вакууме и без магнитного поля (1), ЛП с ФП без магнитного поля (2), ЛП и ФП в магнитном поле (3). Кривая 4 – возмущение магнитного поля  $\Delta B_z$  в последнем случае. Стрелкой отмечен момент запуска лазера.

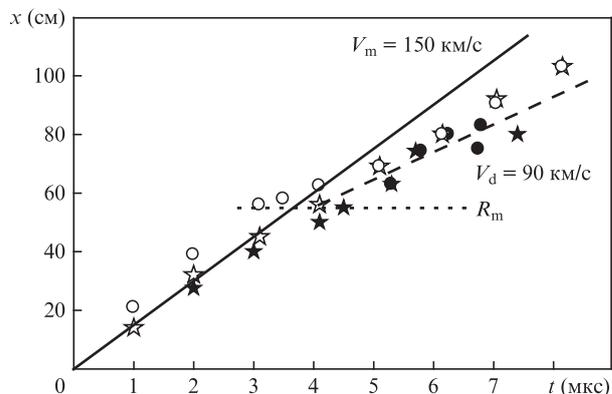


Рис.8. Объединенная  $R-t$ -диаграмма движения максимумов полной концентрации  $n_{max}$  (★, ☆) и магнитного поля  $B_{max}$  (●, ○) при взаимодействии ЛП с замагниченной ФП. Приведены данные лабораторного моделирования (темные точки) и соответствующих гибридных расчетов (светлые точки) по модели [41]. Сплошная и штриховая линии – линейные аппроксимации;  $V_m$  – скорость области ЛП с максимальной концентрацией,  $V_d$  – средняя скорость по обоим максимумам в области за расчетным радиусом  $R_m$  газодинамического торможения ЛП ( $\sim 60$  см).

В результате, при разлете ЛП с  $V_0 \approx 200$  км/с (расчетные радиусы Лармора ионов ЛП  $R_L \approx 62.5$  см и ионов ФП  $R_L^* \approx 25$  см,  $\delta \approx 1.5$ ) впервые наблюдалось сильное возмущение ФП вдоль нормали к мишени и вне каверны, которое распространялось со скоростью  $V_d \approx 75$  км/с, превышающей скорость быстрого магнитного звука  $C_f$ , на расстояния до 80 см (рис.7 и 8). Зарегистрированные значительные скачки концентрации  $n^*$  и магнитного поля  $B$  с протяженностью переднего фронта  $\Delta \approx \Delta t V_d \approx 3-4$  см (порядка  $c/\omega_{pi}$ , где  $\omega_{pi}$  – ионно-плазменная частота) соответствуют докритической магнитозвуковой БУВ, возможно, в специфической форме (так называемые solitary shock [42]) ввиду очевидного отсутствия стационарного состояния за фронтом БУВ вследствие сферической геометрии задачи и сравнимых масштабов  $c/\omega_{pi}$  и  $R^*$ . Действительно, помимо малой ширины фронта и примерно соответствующих соотношениям Рэнкина–Гюонио [16, 43] скачков сжатия  $n^*$  и  $B$  (в  $\sim 2$  и  $1.65-1.85$  раза соответственно), анализ электронной ветви ВАХ выявил заметный нагрев электронов ФП (с 7 до 11 эВ), близкий к расчетному, а данные ионной ветви ВАХ [40] в максимуме этих скачков удовлетворительно соответствовали исходному ионному составу ФП с  $\langle m_i^* \rangle \approx 1$  а.е.м.

Таким образом, сформированное ЛП сильное возмущение ФП по совокупности признаков является впервые полученной в лаборатории БУВ, создаваемой сгустками взрывающейся плазмы (в нашем случае докритической магнитозвуковой БУВ, распространяющейся перпендикулярно  $\mathbf{B}_0$ ), с числом Маха  $M_f$  до  $\sim 1.7-1.8$ . Данное число Маха определяется как отношение скорости фронта возмущения  $V_{df} \approx 80$  км/с к скорости быстрого магнитного звука  $C_f \approx 44$  км/с. Критическое число Маха (для БУВ, распространяющейся поперек магнитного поля в ФП при  $\beta^* = 8\pi n^* k_B T_e^*/B^2 \approx 1.3$ )  $M_{f1}$  составляет до  $\sim 2.2$  [44]. В настоящее время нами анализируются возможности постановки на стенде КИ-1 экспериментов по моделированию сверхкритических БУВ с  $M_f > M_{f1}$ , в частности для моделирования эффектов сверхсжатия магнитосферы Земли [25, 26].

Отметим, что зарегистрированное торможение (скорость плазмы уменьшается в два раза) области ЛП с максимальной концентрацией вблизи ожидаемой границы каверны с  $R^* \approx 50$  см (при радиусе газодинамического торможения  $R_m = [3N_0(m_i/Z)/(4\pi n^* m_i^*/Z^*)]^{1/3} \approx 60$  см) действительно является бесстолкновительным. Обычные ион-ионные ( $H^+ \rightarrow H^{++}$ ) кулоновские столкновения имеют длину свободного пробега  $\lambda_{i-i}^* \approx 300$  см, в то же время ион-электронные столкновения дают  $\lambda_{i-e}^* = 3m_e m_i V_m V_{te}^3 \times (16\pi^{1/2} A e^4 Z^2 n_e)^{-1} \approx 6 \times 10^7 A_Z V T_e^{3/2} / (Z^2 n_e) \approx 10^3$  см. Здесь  $A \approx 10$  – кулоновский логарифм;  $V$  – скорость в см/с;  $T_e$  – температура в эВ;  $n_e$  – концентрация в см $^{-3}$ ;  $A_Z$  – атомный вес;  $V_{te}$  – средняя тепловая скорость электронов [9]. Следовательно, все длины столкновений намного превышают радиус  $R_m$  (и величину  $\Delta$ ), даже для ионов  $H^+$  при скорости  $V_m \approx 1.5 \times 10^7$  см/с области ЛП с максимальной концентрацией.

Отметим, что ни один из недавних экспериментов по генерации БУВ, проведенных в США [10, 11, 15, 17], до сих пор не дал положительных результатов. В основном это связано с отсутствием установок с большими вакуумными объемами и плотной ФП, позволяющей создать масштабную диамагнитную каверну с  $R^* \sim 1$  м. Вероятно, что даже при запуске в ближайшее время лазеров с энергией в единицы килоджоулей существенного прогресса в решении

посталенной задачи не будет, если не будут учтены результаты расчетов бесстолкновительного взаимодействия по МЛМ, выполненных во ВНИИЭФ [14]. Это также следует из большой серии расчетов формирования БУВ за счет МЛМ и подробного анализа их результатов в отчете [16]. Здесь найдены требуемые параметры эксперимента на установке LAPD:  $E_0 \approx 50-100$  Дж,  $V_0 \approx 250-500$  км/с (ионы  $H^+$ ,  $C^{4+}$ ),  $B_0 \approx 500-700$  Гс и  $n^* \approx 2 \times 10^{13}$  см $^{-3}$  ( $H^+$  или  $He^+$ ) в столбе ФП диаметром  $\sim 50$  см. Эти параметры и критерий  $\delta \approx 1$  при  $R^* \approx 16$  см могут быть достигнуты на установке LAPD в 2016 году, после запуска лазера Raptor и модернизации источника ФП с LaB6-катодом большого диаметра. Однако при этом число Маха  $M_{A0} \leq 2$ , что, по-видимому, недостаточно для формирования БУВ.

В завершение обсуждения наблюдаемого сильного бесстолкновительного взаимодействия между существенно сверхальфвеновским потоком ( $M_{A0} \approx 7$ ) ЛП и замагниченной ФП в первую очередь отметим, что вплоть до настоящего времени ни экспериментально, ни теоретически не было найдено ни одного процесса такого типа взаимодействия при числах  $M_{A0} \geq 4-5$ , помимо собственно МЛМ (и неустойчивости Вейбеля [6], которая, однако, реализуется в виде БУВ при  $\Delta \geq 100 c/\omega_{pi}$ ).

Для подтверждения эффективности МЛМ в данном случае применим, как и ранее [20], метод сравнения экспериментальных данных с соответствующими расчетными данными, полученными по гибридной модели [41], разработанной в Институте теоретической и прикладной механики СО АН СССР (В.А.Вшивковым и Г.И.Дудниковой) специально для анализа результатов экспериментов, проведенных на стенде КИ-1. Эта модель, как и созданная во ВНИИЭФ аналогичная модель [14] для осесимметричного сферического облака, в своих уравнениях не содержит никаких других эффектов взаимодействия, кроме генерации ламинарных радиальных и вихревых электрических полей, последнее из которых и обеспечивает взаимодействие по МЛМ. Приведенные на рис.8 данные диаграмм торможения областей с максимальной концентрацией, полученные экспериментально (точки 1, 2) и расчетным путем (точки 3 и 4 при тех же параметрах и ионном составе ЛП из  $H^+$ ,  $C^{2+}$  и  $C^{3+}$ ), показывают, что эти основные характеристики взаимодействия хорошо описываются МЛМ. Конечно, магнитогидродинамическое описание электронов в гибридных моделях только в очень ограниченной степени позволяет применять эти модели при исследованиях БУВ, но в некоторых ситуациях [16] оно достаточно эффективно, а хорошее соответствие данных опытов и такого типа расчетов в случае генерации электронных вистлеров (при разлете ЛП с  $M_{A0} \leq 2$  в ФП) [41] показывает возможность использования гибридных моделей при описании положительной дисперсии (на масштабах  $\sim c/\omega_{pi}$ ) данной ветви быстрой магнитозвуковой волны в квазипараллельных направлениях.

## 5. Заключение

В настоящей работе представлены теоретическое обоснование и основные результаты первого успешного эксперимента «БУВ» по генерации лазерной плазмы БУВ в замагниченной фоновой плазме. Классический подход основан на действии МЛМ, обеспечивающего бесстолкновительное взаимодействие взаимопроникающих сверхальфвеновских потоков лазерной и фоновой плазм в поперечном магнитном поле.

Авторы выражают глубокую благодарность Г.И.Дудниковой и В.А.Вшивкову за возможность проведения расчетов по разработанной ими гибридной модели, а также рецензентам за полезные замечания.

Работа была выполнена в рамках программы №П.10.1.4 (01201374303) фундаментальных исследований ИЛФ СО РАН и Проекта № 2.3 Программы «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения» Президиума РАН.

### Приложение. Особенности методов диагностики плазмы тонкими зондами Ленгмюра во взаимопроникающих потоках лазерной и фоновой плазм

В наиболее простом предельном режиме так называемого орбитального движения (ОД) частиц в условиях их бесстолкновительного сбора малым зондом радиусом  $r_p$ , много меньшим радиуса Дебая  $h$ , теория ионного тока «насыщения»  $I_i$  для сферического и цилиндрического зондов была разработана Ленгмюром и для цилиндра длиной  $l_p$  (расположенного поперек скорости потока  $V$ ) в обобщенном виде дает выражение [39]

$$I_i^{\perp} \approx 2r_p l_p e n_e \left[ \frac{2}{m_i} (eZU + E_i + fT_i) \right]^{1/2} \quad (\text{П1})$$

при  $eZU + E_i > T_i$ ,

где  $E_i = m_i V^2/2$ ,  $T_i$ ,  $Z$  и  $m_i$  – энергия, температура, заряд и масса ионов, а множитель  $f \ll 1$  есть функция  $ZU$  (где  $U$  – напряжение на зонде относительно плазмы),  $V$  и  $T_i/T_e$ . Дальнейшие теоретические исследования и численные расчеты Лафрамбуаза [39] показали, что это выражение может быть справедливо вплоть до значений  $\xi_p = r_p/h \approx 1-3$ .

Проверенное в различных экспериментальных условиях выражение (П1) для тока обеспечивает исключительную возможность [37, 38] проводить с помощью таких зондов исследование взаимопроникающих плазменных потоков посредством «раздельной» регистрации динамики импульсного потока ионов  $J_i = en_e V = I_i^{\perp}/(2r_p l_p)$  (при  $E_i \gg eZU$ , как в ЛПП) и медленной эволюции концентрации окружающей зонд фоновой среды на основе зависимости  $n_e \propto I_i^{\perp}$  (при  $eZU \gg E_i, T_i$ ) вплоть до значений концентрации обоих компонентов  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , определяемых независимо от  $T_e$  по ОД-модели (П1) в экспериментах с быстрым потоком ЛПП. В этом смысле важным преимуществом тонких цилиндрических зондов из вольфрама (диаметром  $\sim 20 \text{ мкм}$ ) является возможность очистки их поверхности за счет изготовления зонда в виде прогреваемой током петли (до 1000–1200 °С). Это обеспечивает равенство физической собирающей поверхности зонда его геометрической поверхности и возможность приложения к нему достаточно высокого напряжения  $|U| \approx 50-150 \text{ В}$  без «пробоев» (для «раздельной» регистрации лазерной и фоновой плазм). В этих условиях появляется дополнительное преимущество таких зондов – оценка по формуле (П1) ионного состава  $\langle m_i/Z \rangle$  основного компонента как фоновой, так и, что более важно, лазерной плазмы с помощью нового метода [40] обработки сигнала (П1) с использованием выражения для потока плазмы, движущегося со скоростью  $V$ :

$$\frac{A_Z}{Z} = e \left[ J_i^2 / \frac{\partial J_i^2}{\partial U} - (\varphi_p - \varphi_s) \right] / E_i(V). \quad (\text{П2})$$

Здесь  $A_Z$  взято в а.е.м.;  $\varphi_p$  и  $\varphi_s$  – потенциалы зонда и плазмы в вольтах;  $E_i = m_p V^2/2$  – кинетическая энергия протона в электронвольтах.

Для измерения возмущений магнитного поля применялись индукционные магнитные зонды [37, 38] в виде миниатюрных катушек (из нескольких витков) размером не более 1 см, экранированных (от наводок скачков потенциала плазмы до 500 В) с помощью изолированных заземленной титановой фольги (с разрезами) или тонкостенной никелевой трубки (с незамкнутыми концами).

1. Grun J., Buckingham A., Burris R., Crawford J., Ripin B.H., Stamper J. *Proc. 1st Int. Workshop on Laboratory Astrophysics Experiments with Large Lasers* (Pleasanton, LLNL, 1996, p. 108).
2. Antonov V.M., Zakharov Yu.P., Orishich A.M., Ponomarenko A.G., Posukh V.G., Snytnikov V.N. *Proc. 1st Int. Workshop on Laboratory Astrophysics Experiments with Large Lasers* (Pleasanton, LLNL, 1996, p. 296).
3. Zakharov Y.P., Orishich A.M., Ponomarenko A.G., Posukh V.G., Snytnikov V.N. *Proc. Joint Varenna-Abastumani Int. School & Workshop on Plasma Astrophysics* (Sukhumi, USSR, ESA SP-251, 1986, p. 37).
4. Giardi A. *High Energy Density Physics*, 17, Part A, 1 (2015).
5. Woolsey N.C., Abou Ali Y., Evans R.G., Grundy R.A.D., Pestehe S.J., Carolan P.G., Conway N.J., Dendy R.O., Helander P., McClements K.G., Kirk J.G., Norreys P.A., Notley M.M., Rose S.J. *Phys. Plasmas*, 8, 2439 (2001).
6. Park H.S., Huntington C.M., Fiuzza F., Drake R.P., Froula D.H., Gregori G., Koenig M., Kugland N.L., Kuranz C.C., Lamb D.Q., Levy M.C., Li C.K., Meinecke J., Morita T., Petrasso R.D., Pollock B.B., Remington B.A., Rinderknecht H.G., Rosenberg M., Ross J.S., Ryutov D.D., Sakawa Y., Spitkovsky A., Takabe H., Turnbull D.P., Tzeferacos P., Weber S.V., Zylstra A.B. *Phys. Plasmas*, 22, 056311 (2015).
7. Paul J.W.M., Daughney C.C., Holmes L.S., Rumsby P.T., Craig A.D., Murray E.L., Summers D.D.R., Beaulieu J. *Proc. IV Int. Conf. on Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus. Res.* (Madison, 1971, vol. III, p. 251).
8. Захаров Ю.П., Оришич А.М., Пономаренко А.Г. *Лазерная плазма и моделирование нестационарных космических процессов*. Под ред. Н.Г.Преображенского (Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1988).
9. Zakharov Yu.P. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 31, 1243 (2003).
10. Schaeffer D.B., Everson E.T., Bondarenko A.S., Clark S.E., Constantin C.G., Vincena S., Van Compernelle B., Tripathi S.K., Winske D., Gekelman W., Niemann C. *Phys. Plasmas*, 21, 056312 (2014).
11. Schaeffer D.B., Everson E.T., Bondarenko A.S., Clark S.E., Constantin C.G., Winske D., Gekelman W., Niemann C. *Phys. Plasmas*, 22, 113101 (2015).
12. Zakharov Yu.P., Ponomarenko A.G., Terekhin V.A., Antonov V.M., Boyarintsev E.L., Melekhov A.V., Posukh V.G., Shaikhislamov I.F. *Proc. 6th Int. Symp. «Modern Problem of Laser Physics»* (Novosibirsk, ILP, 2013, p. 193).
13. Zakharov Yu.P., Ponomarenko A.G., Terekhin V.A., Antonov V.M., Boyarintsev E.L., Melekhov A.V., Posukh V.G., Shaikhislamov I.F. *Plasma Phys. Technol.*, 1, 163 (2014).
14. Башурин В.П., Голубев А.И., Терехин В.А. *ЖПМТФ*, № 5, 10 (1983).
15. Clark S.E., Winske D., Schaeffer D.B., Everson E.T., Bondarenko A.S., Constantin C.G., Niemann C. *Phys. Plasmas*, 20, 082129 (2013).
16. Winske D., Cowee M.M. *Conditions for Debris-Background Ion Interactions and Collisionless Shock Wave Generation* (Los Alamos, LANL Report LA-UR-12-22823, 2012).
17. Schaeffer D.B., Everson E.T., Winske D., Constantin C.G., Bondarenko A.S., Morton L.A., Flippo R.A., Montgomery D.S., Gaillard S.A., Niemann C. *Phys. Plasmas*, 19, 070702 (2012).
18. Longmire C.L. *Notes on Debris-Air-Magnetic Interaction* (Santa Monica, Rand Corporation Report, RM-3386-PR, 1963).

19. Wright T.P. *Phys. Fluids*, **14**, 1905 (1971).
20. Антонов В.М., Башурин В.П., Голубев А.И., Жмайло В.А., Захаров Ю.П., Оришич А.М., Пономаренко А.Г., Посух В.Г., Снытников В.Н. *ЖПМТФ*, №6, 3 (1985).
21. Авдыева А.А., Захаров Ю.П., Максимов В.В., Оришич А.М., Пономаренко А.Г., Посух В.Г., Снытников В.Н., Яценко А.С. *ЖПМТФ*, №6, 62 (1989).
22. Захаров Ю.П., Оришич А.М., Пономаренко А.Г., Посух В.Г. *Физика плазмы*, **12**, 1170 (1986).
23. Антонов В.М., Башурин В.П., Голубев А.И., Жмайло В.А., Захаров Ю.П., Максимов В.В., Оришич А.М., Пономаренко А.Г., Посух В.Г., Романов Ю.А., Снытников В.Н., Яценко Н.Н. *ДАН СССР*, **289**, 72 (1986).
24. Zakharov Yu.P., Ponomarenko A.G., Vchivkov K.V., Boyarintsev E.L., Melekhov A.V., Posukh V.G., Shaikhislamov I.F., Vchivkov K.V. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **35**, 813 (2007).
25. Zakharov Yu.P., Ponomarenko A.G., Vchivkov K.V., Horton W., Brady P. *Astrophys. Space Sci.*, **322**, 151 (2009).
26. Zakharov Yu.P., Ponomarenko A.G., Antonov V.M., Boyarintsev E.L., Melekhov A.V., Posukh V.G., Shaikhislamov I.F. *J. Phys. Conf. Ser.*, **688**, 012129 (2016).
27. Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.С., Ситников Д.С. *Письма в ЖТФ*, **36**, 8 (2010).
28. Захаров Ю.П., Антонов В.М., Бояринцев Э.Л., Мелехов А.В., Посух В.Г., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Шайхисламов И.Ф. Докл. V Всерос. конф. «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине» (Новосибирск, ИТПМ СО АН СССР, 2013, с. 126).
29. Zakharov Yu.P., Antonov V.M., Boyarintsev E.L., Melekhov A.V., Posukh V.G., Ponomarenko A.G., Tishchenko V.N., Shaikhislamov I.F. *Proc. 6th Int. Symp. «Modern Problem of Laser Physics»* (Novosibirsk, ILP, 2013, p. 191).
30. Mora P. *Phys. Fluids*, **25**, 1051 (1982).
31. Anisimov S.I., Bauerle D., Lukyanchuk B.S. *Phys. Rev. B*, **48**, 12076 (1993).
32. Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С., Лучес А. *ЖЭТФ*, **108**, 240 (1995).
33. Dogar A.H., Ilyas B., Qayyum H., Ullah S., Qayyum A. *Eur. J. Appl. Phys.*, **54**, 10301 (2011).
34. Dogget B., Lunney J.G. *J. Appl. Phys.*, **109**, 093304 (2011).
35. Komashko A.M., Feit M.D., Rubenchik A.M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3935**, 97 (2000).
36. Захаров Ю.П., Антонов В.М., Бояринцев Э.Л., Мелехов А.В., Посух В.Г., Шайхисламов И.Ф., Пикалов В.В. *Физика плазмы*, **32**, 207 (2006).
37. Захаров Ю.П. В сб.: *Мощные CO<sub>2</sub>-лазеры для плазменных экспериментов и технологии*. Под ред. А.Г.Пonomаренко (Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986, с. 125); Researchgate.net/ Zakharov Yu.P./Featured Publications.
38. Захаров Ю.П. В кн.: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. Под ред. В.Е.Фогтова (М.: Наука, 2000, т. II, с. 463, 488).
39. Чан П., Тэлбот Л., Турян К. *Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме* (М.: Мир, 1976).
40. Zakharov Yu.P., Antonov V.M., Shaikhislamov I.F., Boyarintsev E.L., Melekhov A.V., Vchivkov K.V., Prokopov P.A. *Contrib. Plasma Phys.*, **51**, 182 (2011).
41. Dudnikova G.I., Orishich A.M., Ponomarenko A.G., Vshivkov V.A., Zakharov Y.P. *Proc. Joint Varena-Abastumani-ESA-Nagoya-Potsdam Workshop on «Plasma Astrophysics»* (Telavi, USSR, ESA SP-311, 1990, p. 191).
42. Omid N., Sibeck D.G. *J. Geophys. Res.*, **112**, A01203 (2007).
43. Burgess D., in *Introduction to Space Physics*. Ed. by M.G.Kivelson, C.T.Russell (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1995, pp 129–163).
44. Kennel C.F. *J. Geophys. Res.*, **92**, 13437 (1987).