СОДЕРЖАНИЕ

Том 47, номер 9, 2021

космическая плазма	
Альберт Галеев: проблема метастабильности и взрывного пересоединения	
Л. М. Зелёный, Х. В. Малова, В. Ю. Попов, Е. Е. Григоренко, J. Büchner	771
Собственные гравитационные моды, поддерживаемые полем двойной черной дыры на стадии ее приближения к коллапсу	
B. Coppi	793
Слияние магнитных островов и расчет доли высокоэнергичных частиц в солнечном ветре	
И. А. Молотков, Н. А. Рябова	801
ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ПЛАЗМЫ Турбулентная релаксация и аномальный перенос плазмы	
В. П. Пастухов	808
ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ	
Позиционирование наносекундного диффузно-канального разряда в атмосферном воздухе	
Г. А. Месяц, И. В. Васенина	824
Особенности радиального и аксиального распределений тороидального магнитного поля в осевом струйном выбросе на установке ПФ-3	
В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, В. В. Мялтон, И. В. Ильичев, А. М. Харрасов, Ю.В. Виноградова	829
МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ	
Формирование потока стартовой плазмы в открытой ловушке с помощью дуговой плазменной пушки	
И. А. Иванов, В. И. Баткин, А. В. Бурдаков, К. Н. Куклин, К. И. Меклер, В В. Поступаев, А. Ф. Ровенских, Е. Н. Сидоров	856

= КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

УЛК 533.95

АЛЬБЕРТ ГАЛЕЕВ: ПРОБЛЕМА МЕТАСТАБИЛЬНОСТИ И ВЗРЫВНОГО ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ¹

© 2021 г. Л. М. Зелёный^{а, b}, Х. В. Малова^{а, c, *}, В. Ю. Попов^{а, d, e}, Е. Е. Григоренко^{а, b}, J. Büchner^f

^а Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия
 ^c МГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия
 ^d МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

 e Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", Москва, Россия f Center for Astronomy and Astrophysics Berlin Institute of Technology (Technische Universitat Berlin), Berlin, Germany

**e-mail: hmalova@yandex.ru* Поступила в редакцию 02.03.2021 г.

После доработки 20.04.2021 г. Принята к публикации 25.04.2021 г.

Альберт Абубакирович Галеев, советский и российский специалист по физике плазмы, активно занимавшийся исследованиями в области УТС, в начале 1970-х годов, став заведующим отделом ИКИ АН СССР, начал уделять основное внимание проблемам физики космической плазмы и внес важнейший вклад в решение многих из них. Среди них физика бесстолкновительных ударных волн, явление аномальной ионизации, процессы в плазменных оболочках комет и многое другое. Наша статья посвящена лишь одному из многочисленных направлений его работы: исследованиям токовых слоев и происходящих в них процессах магнитного пересоединения. Исследование тонких токовых структур в космической плазме, с толщинами порядка протонных гирорадиусов, положено пионерскими работами С.И. Сыроватского, Т. Спейсера и других выдающихся ученых, предположивших, что в космической плазме существуют пограничные тонкие токовые слои, играющие ключевую роль в динамике магнитосферы Земли и короны Солнца. Развитие этих работ диктовалось необходимостью объяснить вспышки на Солнце и магнитосферные возмущения, при которых фазы эволюционного развития сменяются взрывными, спонтанными процессами с высвобождением свободной энергии. Один из ключевых физических процессов – пересоединение магнитных полей – реализуется в природе как элемент общей проблемы создания и эволюции ТС. В своей серии работ, начатой в 1975 г. публикацией в "Письмах ЖЭТФ" статьи (совместно с Л.М. Зеленым) "Метаста-бильные состояния диффузного нейтрального слоя", А.А. Галеев исследовал устойчивость токовых слоев к разрывной тиринг-моде, изучил динамику магнитного пересоединения на границах планетных магнитосфер, объяснил процессы генерации быстрых ионных потоков с энергиями в несколько МэВ в хвосте магнитосферы Земли. В настоящей статье обсуждается дальнейшее развитие этих работ, в свое время инициированное А.А. Галеевым. Представлена новая модель вложенного токового слоя с внутренним сверхтонким электронным слоем и двумя внешними токовыми слоями с носителями тока – протонами и ионами кислорода. Показано, что свободная энергия такой вложенной структуры в соответствующей области параметров значительно превышает свободную энергию хорошо известной конфигурации Харриса. Это позволяет одновременно объяснить и их устойчивость (до определенного предела), и дестабилизацию при достижении параметрами ТС некоторых критических значений, что ведет к изменению топологии магнитного поля и началу процессов макроскопического пересоединения.

Ключевые слова: Альберт Галеев, космическая плазма, токовые слои, метастабильность, неустойчивость, магнитное пересоединение

DOI: 10.31857/S0367292121090092

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1965 г. для объяснения спутниковых данных по измерениям магнитного поля (МП) в околоземном космическом пространстве Норманн

Несс впервые описал форму магнитосферы на ночной стороне в виде вытянутого "магнитного хвоста" [1]. Он предположил, что в его центральной плоскости течет крупномасштабный электрический ток, направленный с утренней стороны на вечернюю, который самосогласованно поддерживает разнонаправленные магнитные поля в северной и южной долях хвоста и замыка-

¹ Данная статья подготовлена по результатам работы Международной конференции "Исследования космической плазмы: перспективы ближайших десятилетий", посвященной 80-летию академика Альберта Абубакировича Галеева.

ется, протекая по границе магнитосферы — магнитопаузе. В качестве причины формирования подобной вытянутой магнитной структуры предполагалось взаимодействие собственного дипольного магнитного поля Земли с обтекающим его потоком солнечного ветра (СВ). Аксфорд и Хайнс [2] предположили, что часть энергии потока СВ в результате квазивязкого взаимодействия передается внутрь магнитосферы, что приводит к формированию удлиненной хвостовой конфигурации, находящейся в состоянии непрерывной конвекции магнитного поля и вещества: вдоль внешней границы (магнитопаузы) — от Земли, и во внутренней (токовом слое хвоста) – к Земле. Данжи [3] подчеркнул роль топологии магнитных полей, возникающих при взаимодействии межпланетного магнитного поля (ММП), вмороженного в поток плазмы СВ с магнитным полем Земли, созданном протекающими в ее ядре токами. Измерения показали, что токовый слой (ТС), поддерживающий такую конфигурацию ММП, должен располагаться вблизи экваториальной плоскости хвоста, иметь форму близкую к плоской и толщину которая в спокойное геомагнитное время составляет $1-2R_E(R_E-$ радиус Земли, равный 6380 км) [4-6].

Современные данные говорят о наблюдениях сверхтонких токовых слоев (ТТС), толщины которых на 1-2 порядка меньше гирорадиусов протонов, но в то же время заметно больше толщины электронного гирорадиуса [7]. Наблюдения показывают, что ТТС являются тем местом, где могут происходить процессы магнитного пересоединения [8–13]. Одной из интригующих загадок космофизики долгое время оставалась проблема неустойчивости хвоста магнитосферы, в котором через некоторое время после прихода ММП южного направления начинаются крупномасштабные возмущения магнитного поля, часто носящие взрывной характер. Было сделано предположение, что такие магнитосферные возмущения (получившие морфологическое название "магнитосферные суббури") вызываются процессами магнитного пересоединения, которое сначала происходит в лобовой части магнитосферы, а затем вместе с потоком СВ переносится на ночную сторону в магнитосферный хвост ([6] и ссылки там же). Магнитное поле в долях хвоста при этом усиливается и, соответственно, в системе запасается магнитная энергия. Начало быстрого пересоединения в хвосте часто происходит с существенной задержкой по отношению к началу процесса накопления магнитной энергии. Это привело к идее метастабильности ТС относительно развития в нем процессов спонтанного магнитного пересоединения [14, 15].

Стоит заметить, что спонтанное пересоединение (иногда его называют тиринг- неустойчивостью) отличается от стационарного ("вынужден-

ного"), рассматривавшегося в работах Петчека и Паркера—Свита [16, 17] лишь пространственновременной динамикой. В основе обоих процессов лежит нарушение вмороженности, связанное с каким-либо механизмом диссипации, позволяющее силовым линиям магнитного поля пересоединяться с другими "партнерами". В бесстолкновительной плазме поиск соответствующего механизма диссипации нетривиален. В работе [18] показано, что обычные кулоновские столкновения в этом случае может заменить затухание Ландау.

Спутниковые наблюдения подтвердили существование двух основных режимов процесса пересоединения – вынужденного и спонтанного, о которых мы упоминали выше. В первом случае считается, что магнитное пересоединение происходит в узкой диссипативной области и носит вынужденный характер, благодаря тому что за счет конвекции в поперечном электрическом поле к области диссипации (X-линия в 2D-геометрии) приносится извне магнитный поток, силовые линии которого пересоединяются и затем (уже в новой комбинации) отводятся от области диссипации. В этой концепции, восходящей к моделям Паркера—Свита и Петчека [16, 17], магнитное пересоединение происходит в непрерывном режиме, пока к области пересоединения поддерживается приток плазмы с вмороженным в нее магнитным полем. Этот режим позволяет объяснить эффективное преобразование магнитной энергии в кинетическую и тепловую знергию плазмы за счет быстрого пересоединения магнитного поля в малой по размеру активной области. Но для того, чтобы подобный процесс мог осуществиться, такая конфигурация в системе должна уже существовать, т.е. быть заранее создана.

Именно за это и отвечает режим спонтанного пересоединения (тиринг-неустойчивости), рассматриваемый в этой статье. С ним связано ключевое для нас изменение топологии магнитного поля и появление в системе "активных областей", где работают механизмы диссипации, о которых говорилось выше. С наблюдательной точки зрения этот процесс приводит к появлению в системе одного или нескольких магнитных островов. При росте магнитных островов удерживаемая в них плазма может рассматриваться как отдельное плазменное образование, носящее название "плазмоид".

Развитие концепции метастабильности ТТС с последующим магнитным пересоединением было одним из направлений работы А.А. Галева и его учеников [14, 19]. Исследования ученых в этом направлении столкнулись с существенными трудностями. Решение нашлось через несколько десятилетий ожесточенной борьбы научных концепций и идей [14, 20]. В настоящей работе будет освещена проблема устойчивости токовых слоев

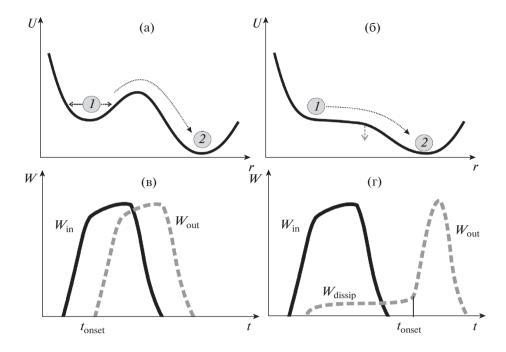


Рис. 1. Представление о метастабильности системы (а, б) и сценарий прямого и опосредованного цикла "накопления—высвобождения" энергии в магнитосфере Земли (в, г).

в космической плазме и будет показано развитие исследований в этом направлении от первых работ A.A. Галева до настоящего времени.

2. МЕТАСТАБИЛЬНОСТЬ ТОКОВОГО СЛОЯ МАГНИТОСФЕРНОГО ХВОСТА

Основная идея метастабильности может быть проиллюстрирована на рис. 1, где показан профиль потенциальной энергии U произвольной системы в зависимости от характерного параметра системы r, как изображено на рис. 1a, б. В качестве аналогии можно рассмотреть движение шарика по поверхности. Профиль потенциала демонстрирует два локальных минимума системы один из них устойчивый-2, а второй — неустойчивый-1. Чтобы преодолеть потенциальный барьер возможны два варианта — или в систему должна поступить дополнительная сила (сценарий, изображенный на рис. 1а), сталкивающая шарик из положения -1 в 2, или, в результате медленной эволюции системы, высота горба уменьшится настолько, что профиль потенциала U в этой области станет монотонным (рис. 16, направление уменьшения горба потенциала показано серой штриховой стрелкой). В обоих случаях произойдет "сваливание" системы (шарика) из состояния 1 в минимум потенциала – нижнее энергетическое положение 2. Таким образом, хотя в минимуме потенциальной энергии 1 система находится в равновесии, это равновесие является неустойчивым, но может существовать достаточно долго. Такая схематическая картина очень важна для понимания происходящих в космической плазме процессов, от солнечных вспышек до магнитосферных суббурь.

Первые теоретические работы об энергетическом балансе во время крупномасштабных геомагнитных возмущений, суббурь, рассматривали два различных сценария: 1) почти немедленное выделение энергии после ее поступления в магнитосферу (рис. 1в); 2) накопление поступающей энергии, а потом ее очень быстрое высвобождение (рис. 1г). В магнитосферной терминологии эта фаза быстрого выделения накопленной энергии так и называется взрывной (expansion phase). Данные наземных и спутниковых измерений показывают, что магнитосферные суббури могут развиваться по обоим сценариям, но второй, по наблюдениям, является преобладающим (см., например, [21-23]). Таким образом, возникает необходимость объяснить, каким образом в магнитосфере Земли может запасаться достаточно большая магнитная энергия ($\sim 10^{24}$ эрг), а также как, где и почему она бурным образом высвобождается во время взрывной фазы суббури.

Накопление энергии в хвосте может быть хорошо понято с помощью известной модели Данжи [3]. Долгое время в литературе обсуждались два сценария, по которым могут реализовываться магнитосферные суббури. В первом случае процессы накопления—высвобождения энергии могут осуществляться по сценарию, показанному на рис. 1в, когда непосредственно после получения

энергии W_{in} в системе практически сразу начинаются процессы ее высвобождения (так называемый режим прямого высвобождения энергии W_{out} — "direct driving"). Однако такой сценарий осуществляется редко. Гораздо более частым является второй сценарий, когда отклик системы на внесение энергии может начаться с незначительных процессов прямой диссипации энергии W_{dissip} , затем, по истечении некоторого времени задержки (t_{onset}) начинается онсет — взрывная фазы суббури, сопровождаемая выделением значительного количества энергии W_{out} . Второй сценарий изображен схематически на рис. 1г. Было выяснено, что перед магнитосферными суббурями к Земле подходит солнечный ветер с южным направлением ММП. При этом создаются благоприятные условия для пересоединения на дневной стороне ММП и направленного к югу магнитного поля Земли. Усиленное пересоединение на дневной стороне магнитопаузы способствует переброске магнитного потока в хвост, вследствие чего магнитное поле в долях хвоста возрастает и, в свою очередь, вызывает сжатие токового слоя поперек плоскости экватора [6, 21]. Стало ясным, что именно токовый слой хвоста ответственен за запаздывание (иногда до двух часов) магнитосферного ответа в результате прихода южного ММП и является той самой ключевой структурой, накапливающей излишек свободной энергии в сценарии "накопления-высвобождения" ("storage-release"), показанном схематически на рис. 1г [21-23].

Благодаря спутниковым данным было выяснено, что с момента прихода южного ММП за период времени от 30 мин до 2 ч токовый слой хвоста сжимается от толщины порядка 1-2 радиусов Земли R_E до поперечного размера примерно 250-2000 км [24-27]. Эта фаза, предшествующая взрывным геомагнитным возмущениям, называется подготовительной фазой суббури (growth phase). Образовавшийся предельно тонкий токовый слой (ТТС), чья толщина становится сопоставимой с протонными гирорадиусами, в этот период играет роль "резервуара", где сохраняется энергия, поступающая внутрь магнитосферы из солнечного ветра. В какой-то момент своей эволюции TTC может спонтанно разрушиться, в результате чего запасенная в нем энергия будет "взрывным" образом высвобождена и трансформирована в кинетическую энергию ускоренных потоков плазмы, ее нагрев и энергию различных электромагнитных возмущений, сопровождающих эти процессы. В результате развития тирингнеустойчивости (от слова "tearing" – разрыв) меняется топология магнитного поля в хвосте - силовые линии из северной и южной частей токового слоя пересоединяются с образованием одного или нескольких магнитных островов с захваченной внутри них плазмой. Формирование новой области пересоединения (X-линии) в результате инициации процесса спонтанного пересоединения ММП знаменует собой начало новой фазы — быстрого вынужденного пересоединения в этой новой области [6, 11—13, 15, 23—27].

Ускоренные потоки частиц плазмы по пересоединившимся силовым линиям в южной и северной долях хвоста стекают в полярную область, перераспределяя систему токов и полей в ионосфере. Столкновения электронов с атомами верхней атмосферы в области авроральных овалов вызывают уярчение полярных сияний. Одновременно в хвосте вблизи образовавшихся Х-линий формируются магнитные острова - плазмоиды (протяженностью порядка нескольких R_E). Острова эти имеют интересную динамику - часть из них уносится вместе с потоком СВ, другие за счет конвекции движутся к Земле. Но в этой работе мы не будем обсуждать эти явления, а сосредоточимся на ключевом процессе - спонтанном пересоединении, изменяющим топологию магнитного поля и дающим старт всем остальным, упомянутым выше событиям.

Ниже мы покажем, что ТТС может исполнять роль резервуара для энергии, поступающей в магнитосферу, и проявлять свойство метастабильности, т.е. оставаться устойчивым достаточно длительное время после начала суббури, а затем, в ходе эволюции ТС, сопровождаемой накоплением энергии, достичь по параметрам слоя (толщина ТС и "вытянутость" линий магнитного поля) критических значений, что приведет к дестабилизации слоя, изменению топологии поля и формированию в нем новой X-линии.

Развитие плазменных неустойчивостей в таких конфигурациях как хвост магнитосферы, напоминающей Z-пинч, представляет самостоятельный интерес [28]. Природа многих из них долгое время оставалась недостаточно изученной. Длинноволновая разрывная мода, соответствующая пинчеванию тока и его распаду на отдельные токовые нити, представляет наибольший интерес как неустойчивость, которая может объяснить разрыв токового слоя и последующее многообразие крупномасштабной суббуревой динамики.

3. ДРАМАТИЧЕСКАЯ БОРЬБА ЗА ИОННУЮ ТИРИНГ-МОДУ КАК ТРИГГЕР ПРОЦЕССОВ ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ В ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ

В первых моделях токового слоя традиционно использовалась одномерная модель токового равновесия Харриса [29], которая была математически простой и элегантной, удобной для аналитических выкладок: в ней была учтена единственная тангенциальная компонента магнитного поля

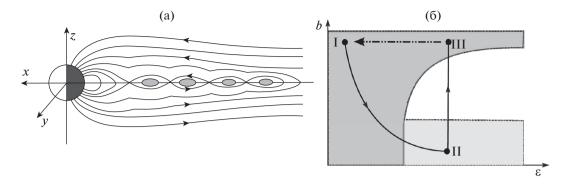


Рис. 2. Электронная тиринг-неустойчивость в хвосте магнитосферы Земли (рис. 2а, адаптировано из работы [18] и схематическое представление концепции щелей в пространстве параметров (рис. 26, адаптировано из работы [14]).

 $B_x(z)$, которая меняла знак (обращалась в ноль) в нейтральной плоскости ТТС. Здесь и далее мы будем использовать так называемую солнечномагнитосферную систему координат, в которой ось x направлена от центра Земли к Солнцу, ось z — вдоль оси земного диполя, а ось y — с утренней на вечернюю сторону. В модели Харриса профиль магнитной тангенциальной компоненты описывается как $B_x(z) = B_0 \tanh(z/L)$, а плотность поперечного тока имеет колоколообразный вид $j_y(z) = j_0/\cosh^2(z/L)$; причем плотности частиц плазмы имеют такой же профиль, т.е. $n_{e,i}(z) = n_{0e,i}/\cosh^2(z/L)$.

В работах [18, 28] была предложена идея пинчевания тока J_{v} , т.е. слипания токовых нитей, в результате чего в хвосте образуется цепочка магнитных островов (рис. 2а). В столкновительной плазме такой процесс легко осуществим, так как столкновения могут обеспечить диссипацию, необходимую для нарушения вмороженности, без которого ни спонтанное, ни вынужденное пересоединение невозможно. В плазме без кулоновских столкновений этот процесс уже нетривиален, необходим иной бесстолкновительный механизм диссипации энергии. Авторы работы [18] предложили, что необходимая диссипация может быть обеспечена затуханием Ландау распространяющейся тиринг-волны на электронах. Подобная концепция в 1974 г. была уточнена в работе К. Шиндлера [30], который учел слабую нормальную компоненту магнитного поля (B_{τ}) , всегда реально присутствующую в хвосте магнитосферы. Оказалось, что даже очень малое магнитное поле (B_7) , направленное поперек плоскости TC, быстро разрушает затухание Ландау на электронах, но еще слабо влияет на взаимодействие тиринг-моды с ионами. Как было показано в [30], электронное затухание Ландау легко заменяется на ионное, при этом скорость нарастания возмущений даже нарастает. Таким образом, ионная тирингмода осталась единственным потенциальным механизмом реализации спонтанного пересоединения.

Однако все оказалось гораздо сложнее и интереснее. Исследования показали, что малая компонента B_{z} , замагничивающая движение электронов, не только разрушает возможность электронного затухания в тиринг-моды, но и создает сильный стабилизирующий эффект, связанный с затратами энергии на сжатие и разрежение замагниченной электронной компоненты, что неизбежно возникает при развитии тиринг-возмущений. Этот эффект, препятствующий развитию ионной тиринг-моды, был назван эффектом электронной сжимаемости. Как оказалось, на сжатие электронной компоненты расходуется большая часть запасенной в ТТС свободной энергии, что делает систему почти полностью устойчивой по отношению к развитию тиринг-возмущения в токовом слое хвоста магнитосферы.

Суть продолжительных дебатов 1970-1990-х гг. заключалась в этом выделенном слове "почти". В 1970-е г. А.А. Галеев вместе с Л.М. Зеленым (в то время его аспирантом) включились в исследования неустойчивости хвоста и подробно рассмотрели тиринг-неустойчивость токового слоя с ненулевой нормальной компонентой магнитного поля [14]. Результат оказался интуитивно понятным — в широкой области устойчивости системы обнаружились узкие "щели" неустойчивости, т.е. это было именно то, что и ожидалось, и на чем должна была бы строиться концепция метастабильности хвоста магнитосферы, позволяющая объяснить развитие магнитосферных суббурь и их взрывообразные проявления. Рисунок 2б показывает расположение областей устойчивости и неустойчивости системы в пространстве параметров. Можно выделить три этапа суббуревой эволюции токового слоя. На фазе накопления энергии (growth phase, переход I–II) TC утоньшается (происходит рост параметра ε — отношения ларморовского радиуса протона к толщине токового слоя [14]) и вытягивается в антисолнечном направлении (уменьшение поперечной компоненты магнитного поля B_z) переходя тем самым из зоны устойчивости (темно-серая область) в метастабильную (светло-серая зона). При развитии тиринг-неустойчивости (переход II—III) начинается выделение запасенной энергии, что соответствует так называемой взрывной фазе суббури. Переход III—I схематически изображает фазу восстановления, т.е. возврат системы к исходному состоянию. Этот результат прекрасно укладывался в сценарий магнитосферной суббури, где на фазе накопления энергии происходят именно эти процессы.

Однако через некоторое время в работе [32] расчеты, сделанные в [14, 31], были уточнены – эффект сжимаемости электронной компоненты оказался даже еще несколько сильнее, чем предсказывали результаты работы [31], и "щели", в которых возможно развитие неустойчивости, закрылись. Этот обескураживающий результат (накопление энергии в системе возможно, а выделение — нет) заставил теоретиков всего мира в течение почти двух десятилетий искать возможности преодолеть эффекты электронной сжимаемости, чтобы ослабить критерий устойчивости хвоста магнитосферы. Внимание, естественно, было обращено на питч-угловую диффузию за счет внешних (рассеяние электронов на вистлерах, [33]) или внутренних источников (стохастические эффекты за счет нарушений сохранения первого адиабатического инварианта [34]). Однако, как было показано позже [35, 36], и эти попытки оказались неудачными. Питч-угловая диффузия меняет распределение частиц по углам, но сохраняет их общее число в данной силовой трубке, так что устойчивость слоя Харриса с B_z -компонентой оказывается абсолютной. Конечно, даже слабые столкновения существенно меняют ситуацию. Как было показано в работах [37, 38] при наличии даже слабых столкновений частиц возникает новая диссипативная электронная мода тиринг-неустойчивости, инкремент которой пропорционален частоте электрон-ионных столкновений. В реальных условиях магнитосферы, где длина свободного пробега частиц превышает расстояние от Земли до Солнца, инкремент такой неустойчивости, конечно, оказывается исчезающее мал. Несколько интересных попыток найти щели, где возможно развитие неустойчивости, было сделано в работах Ситнова с соавторами [39-41]. Было учтено существование популяции квазипролетных электронов, заполняющих конус потерь токового слоя и, тем самым, снижающим стабилизирующее влияние замагниченной электронной компоненты.

Все эти работы, в конечном счете, так и не прояснили ситуацию и не дали физически значи-

мой модели накопления—высвобождения энергии в магнитосферном хвосте, объясняющей обширные данные наземных и спутниковых наблюдений динамики магнитосферы Земли [42]. Параллельно в качестве альтернативы тирингмоде рассматривались и другие макро- и микронеустойчивости, такие как изгибная, сосисочная, баллонная, нижнегибридная и другие [43—46]. Эти возмущения, хотя они могут, действительно, в ряде случаев развиваться в магнитосферном хвосте, также оказались неподходящими для объяснения начала процессов пересоединения.

Таким образом, после статьи [35] "Существует ли ионный тиринг?" ("Does ion tearing exist?") практически закрывшей концепцию ионной тиринг-неустойчивости как механизма инициации спонтанного пересоединения, исследование метастабильности хвоста магнитосферы зашло в тупик - хвост магнитосферы в рамках существовавшей тогда теории оказался полностью устойчивым, а концепция "накопления-высвобождения" энергии в нем "провисла", лишенная конкретного физического механизма. "Закрытие" ионной моды в работе [35] носило и личный вызов – рушилась стройная и много объясняющая модель метастабильности Галеева и Зеленого [14, 31]. А.А. Галеев и его ученики, несмотря на личные и очень дружеские отношения с оппонентами, самоотверженно отстаивали универсальность ионной тиринг-моды и вступали в ожесточенную полемику с работами группы Рене Пелла. Последняя из работ этой дискуссии об универсальности ионной тиринг-моды [47] фактически завершила дискуссию - стороны согласились, что модель Харриса с ненулевой нормальной компонентой, в конечном счете, неприменима для описания метастабильных состояний магнитосферного хвоста [48]. Стало понятным, что надо искать другие возможности.

Интересно теперь взглянуть на эту дискуссию с методологической точки зрения, что обнажит особенности теоретического мышления. Обе спорящие стороны, не сомневаясь, брали для своих расчетов в качестве исходной простую и наглядную модель Харриса. Эта модель с колоколообразным профилем тока действительно неплохо объясняла первые односпутниковые измерения магнитного поля в хвосте, начатые Норманом Нессом [1]. Все детали реального профиля магнитного поля $B_{\nu}(z)$ в постоянно "виляющем" хвосте (flapping motions) не могли быть вскрыты при магнитных измерениях того времени. А ведь дьявол, как говорят, прячется в деталях. Участники дискуссии, в том числе и один из авторов этой статьи (Л. 3.), забыли слова Эдмунда Лира "Nature does not like naive and simple models" ("Природа не любит простые и наивные модели") и увели дискуссию в сторону от вопроса о выборе реалистичной (пусть и не столь элегантной, как модель Харриса) исходной равновесной конфигурации для исследования режимов устойчивости/не-устойчивости магнитосферного хвоста.

4. СОВРЕМЕННОЕ ПОНИМАНИЕ СТРУКТУРЫ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ И РАЗВИТИЯ В НИХ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМОВ МАГНИТНОГО ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ

Дальнейшее развитие космической техники, особенно запуск многоспутниковых миссий (Интербол, CLUSTER, MMS, THEMIS) и появление новых поколений научных приборов, позволяющих получать космические данные с высоким временным разрешением выявили наличие ТТС не только в хвосте магнитосферы Земли, но также и в хвостах магнитосфер других планет солнечной системы, на их границах — магнитопаузах и в солнечном ветре [49—56]. Сходные структуры были выявлены и во время активных процессов в короне Солнца [57].

Современные данные говорят о наблюдениях сверхтонких ТС, толщины которых на 1—2 порядка меньше гирорадиусов протонов, но в то же время, заметно больше толщины электронного гирорадиуса [58]. Наблюдения показывают, что ТТС являются тем местом, где могут происходить процессы магнитного пересоединения [8, 10, 12, 59]. Благодаря спутникам Interball, Cluster, Geotail и другим, принесшим в 1990—2000 гг. (например, [6—13, 25—27]) новые наблюдательные данные о ТТС, были получены ответы на вопросы о внутреннем устройстве ТТС и образующихся в них активных областях пересоединения, их тонкой структуре и динамике.

Было показано, что тонкие токовые слои принципиально не могут быть описаны в рамках модели Харриса, потому что обладают рядом уникальных свойств [6]:

- 1) очень малой толщиной слоя $L \sim \rho_i \sim 250-1000$ км (ρ_i ионный гирорадиус);
- 2) высокой плотностью тока в десятки раз больше по сравнению с обычным током через хвост ($\sim 10 \, \mu A/m^2$);
- 3) очень сильно вытянутой формой силовых линий, так что $B_z/B_x \sim 0.1$;
- 4) анизотропией тензора давлений внутри слоя и потоковой анизотропией источников [6, 59—61];
- 5) свойством вложенности, когда профиль плотности тока не совпадает с профилем плотности плазмы; тонкий электронный слой вложен внутрь более толстого ионного, а вся эта конфигурация вложена внутрь плазменного слоя [24, 62]

- это принципиальное отличие от конфигурации Харриса [29];
- 6) разнообразными профилями плотности тока: бифурцированными, асимметричными, с тремя максимумами [10, 63, 64];
- 7) основными носителями тока через слой всетаки являются ионы на разомкнутых, так называемых спейсеровских [65] орбитах. Существенный вклад могут давать и электроны [66], но вклад электронных токов обычно не является определяющим.

Добавление нормальной, даже исчезающее малой, компоненты магнитного поля к изотропной модели Харриса [29] полностью разрушает данное равновесие и приводит к кардинальному изменению геометрии плазменных потоков. Изначальное предположение об изотропии тензора давлений делает непригодными для описания ТТС многие модели, в том числе [67–72], в которых давление плазмы изотропно, а натяжение магнитных силовых линий уравновешивается градиентом давления плазмы вдоль оси хвоста. Как видно из перечисленных выше свойств ТТС, наиболее полезными для модельного описания свойств ТТС могли стать полностью кинетические, или, в крайнем случае, гибридные модели, только и применимые для описания слоев с толщинами $L \sim \rho_L$.

Таким образом, для описания почти одномерных тонких токовых слоев с анизотропными потоками плазмы был построен другой класс моделей, в которых натяжение магнитной силовой линии уравновешивается центробежной силой, связанной с инерцией движущихся в слое пролетных ионов. В таких моделях баланс сил в Х-направлении выполняется за счет центробежной силы, действующей на ионы в искривленном магнитном поле [65, 73, 74]. При таком подходе ТТС поддерживается взаимопроникающими потоками квазиадиабатических (см. ниже) ионов, движущихся вдоль открытых, разомкнутых на бесконечности траекторий. Такой подход позволяет объяснить сильно вытянутую, почти одномерную структуру токового слоя. Важный вклад в развитие стационарных самосогласованных одномерных моделей ТТС внесли численные работы [70, 75–77].

5. СТРУКТУРА ТОНКИХ ПЛАЗМЕННЫХ РАВНОВЕСИЙ

В работах [75—77] рассмотрен класс одномерных самосогласованных плазменных равновесных конфигураций в предположении об однородности магнитного поля вдоль направлений "Земля—Солнце" и "утро—вечер" в солнечномагнитосферной системе координат (напомним, что ось x направлена от Земли к Солнцу, ось z —

с севера на юг, ось y — с востока на запад). Таким образом, все характеристики ТТС при этом зависят только от одной поперечной координаты z. Тангенциальная, меняющая знак компонента магнитного поля $B_x(z)$, находится из самосогласованной системы уравнений Власова—Максвелла, нормальная магнитная компонента выбрана ненулевой, но малой, а шировая компонента B_y в этих работах еще не рассматривалась.

При движении квазиадиабатических протонов в нейтральном слое хвоста магнитосферы, они ускоряются крупномасштабным электрическим полем E_y . Для упрощения моделирования обычно применяется рассмотрение движения частиц в системе координат де Хофмана—Теллера, движущейся к Земле со скоростью $v_x = c\,E_y/B_z$. Таким образом, в этой системе отсчета электрическое поле $E_y = 0$. В работе [77] детально рассмотрены последствия перехода из лабораторной системы в систему де Хофмана—Теллера в ТТС и показано, что это равносильно увеличению скорости потока плазмы на краях моделируемого токового слоя.

В работе [34] было показано, что движение частиц в ТТС управляется параметром адиабатичности к, характеризующим соотношение между ларморовским радиусом частицы и масштабом неоднородности магнитного поля:

$$\kappa = \sqrt{R_c/\rho_L},\tag{1}$$

где R_c — минимальный радиус кривизны магнитной силовой линии, ρ_L — максимальный ларморовский радиус иона. Для частиц, замагниченных магнитным полем, движущихся по ларморовским спиралям вокруг силовых линий, величина параметра $\kappa \gg 1$. Для частиц с $\kappa \le 1$ (или $\kappa \ll 1$) гирорадиусы вращения по своей величине порядка или даже больше радиуса кривизны магнитных силовых линий, поэтому их динамика лишь частично контролируется магнитным полем, но в ряде случаев является квазиадиабатической [34]. При $\kappa < 1$ заряженные частицы в центре токового слоя размагничиваются и движутся по особым петляющим орбитам (их называют "серпантинными" или "меандровыми"). Магнитные моменты таких частиц при пересечении ТТС не сохраняются, а приближение ведущего центра не выполняется. Однако у них сохраняется с высокой точностью приближенный квазиадиабатический инвариант движения (интеграл от обобщенного импульса по координате [34, 78]):

$$I_z = \oint p_z dz \approx \text{const},$$
 (2)

впервые использованный в работе [79] для описания движения частиц в ТС. При вхождении в токовый слой и пересечении сепаратрис (см. [34]) инвариант движения совершает небольшие скач-

ки, величины которых много меньше величин самих инвариантов $\Delta I_z \ll I_z$ [80, 81] и в среднем по ансамблю равны нулю. Такое движение называется квазиадиабатическим. Согласно наблюдениям, оценки величины электронного параметра адиабатичности к в хвосте магнитосферы Земли дают величину $\kappa_e \sim 2-3$ [66], для ионов она на порядок меньше: $\kappa_e \sim 0.2$ [24, 82, 83]. Это подтверждает правильность выбора модели для описания ТТС, в которых динамика ионов и электронов различна: электронная компонента замагничена, а ионы движутся вдоль петляющих вдоль нейтральной плоскости квазиадиабатических траекторий [34]. Отметим, что именно эта особенность определяет свойства токового слоя магнитосферного хвоста как целого — его структуру, динамику, эволюцию.

Итак, в надежде найти простую, хотя бы одномерную, модель ТС, способную адекватно описать многообразие конфигураций магнитного поля, наблюдаемых в эксперименте, необходимо, прежде всего, решить систему уравнений Власова—Максвелла, которая сводится к одномерной системе уравнений для компоненты $B_x(z)$, зависящей только от поперечной к слою z-координаты

$$\begin{cases} \frac{dB_x}{dz} = \frac{4\pi}{c} \left(e \int v_y f_i(z, \mathbf{v}) d\mathbf{v} + j_{ye} \right), \\ f_i = f_i(z, \mathbf{v}), \end{cases}$$
(3)

где $f_i(z, \mathbf{v})$ — функция распределения протонов, а j_{ye} — электронный дрейфовый ток в y-направлении, поперечном к магнитным силовым линиям (детальный вывод приведен в работе [85]), который можно описать в приближении ведущего центра

$$j_{ye} = -en_e c \frac{\left[\mathbf{E} \times \mathbf{h}\right]}{B} + \frac{c}{B} \left[\mathbf{h} \times \nabla_{\perp} p_{\perp e}\right] + \frac{c}{B} \left(p_{\parallel e} - p_{\perp e}\right) \left[\mathbf{h} \times \left(\mathbf{h} \nabla\right) \mathbf{h}\right], \quad \mathbf{h} = \frac{\mathbf{B}}{B}.$$
(4)

Граничное условие для уравнений (3) имеет вид: $B_x(\pm L) = B_{x0}$, где B_{x0} — тангенциальное магнитное поле на краях токового слоя. Здесь \mathbf{E} — электрическое поле; $B = \sqrt{B_{x0}^2 + B_z^2}$; c — скорость света, e, n_e , $p_{\parallel e}$ и $p_{\perp e}$ — соответственно, электронные заряд, плотность, параллельное и перпендикулярное давления; \mathbf{h} — единичный вектор вдоль направления магнитных силовых линий.

Решение системы уравнений (3), (4) вместе с функцией распределения протонов, преобразованной в функцию от квазиадиабатического интеграла движения I_z [6, 34, 76, 77], позволило получить новые равновесные решения для магнитных полей, плотностей токов и плазмы в ТТС [76,

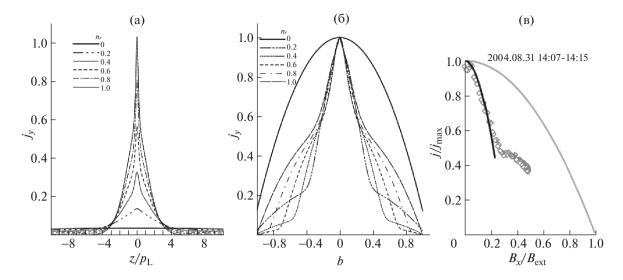


Рис. 3. Рассчитанные и экспериментальные профили плотности тока в TTC в хвосте магнитосферы Земли и их сравнение с моделью Харриса: профили нормированной плотности тока как функции поперечной координаты z, нормированной на протонный гирорадиус, в модифицированной модели токового слоя [84, 85] с учетом изотропно распределенной популяции горячих протонов с добавлением неадиабатических протонов [86] (параметр n_r характеризует относительную плотность неадиабатической популяции в плазме) (а); те же профили плотности тока, нормализованные на максимальное значение (сплошная черная линия соответствует профилю плотности тока в слое Харриса [29]) (б); сравнение экспериментального (ромбы) и теоретического (черная кривая) профилей TTC с моделью Харриса (серая кривая) (в) (адаптировано из работы [42]).

77] в широком диапазоне параметров модели. На рис. За, б представлены решения, полученные в рамках модифицированной модели [84], и соответствующие экспериментальные наблюдения ТТС в хвосте магнитосферы Земли [86], из которых очевидна невозможность их описания параболической кривой, соответствующей на этих графиках решению Харриса [29].

Как видно из рисунков, ТТС представляют собой новый тип многомасштабной плазменной конфигурации с вложенными друг в друга токовыми слоями, чьи толщины могут существенно отличаться ("модель матрешки" [87]), и окружающим всю эту конфигурацию широким плазменным слоем [76, 77, 84]. Построенные новые модели вложенных ТТС [77, 84-86] были верифицированы сопоставлением с имеющимися спутниковыми данными, полученными на различных космических аппаратах (Interball-1, Geotail, Cluster), проводивших измерения в хвосте магнитосферы Земли, а также аппаратами нового поколения, например, MAVEN в хвосте магнитосферы Марса, дающими данные наблюдений с высоким временным разрешением [88].

Важную роль в смене парадигмы представлений о токовых слоях на этом этапе сыграли измерения спутникового квартета Cluster, позволившие проводить измерения ротора магнитного поля на масштабах сравнимых с протонным ларморовским радиусом. В работе [89] собрана

коллекция из 30 пересечений ТТС. Продемонстрировано удивительное многообразие профилей тока в токовых слоях, практически никогда не соответствующих Харрисовскому [29]. Восстановленные профили плотности тока могут быть симметричными с одним максимумом, бифурцированными с двумя максимумами, асимметричными (см. описание ТТС в разделе 4). Внутри тонких слоев с протонными масштабами часто наблюдаются супертонкие токовые слои, идентифицированные как электронные, с толщинами еще на порядок меньше, чем протонные [6, 58, 62]. Возникает закономерный вопрос: могут ли уже такие, реальные ТС с многомасштабной структурой стать неустойчивыми, что позволило бы при достижении некоторых критических параметров "включить" взрывное развитие суббури?

6. ИССЛЕДОВАНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ

Новое более подробное аналитическое рассмотрение тонкой структуры TTC с вложенным центральным электронным слоем было представлено в недавней работе [62], где было показано, что ширина вложенного электронного слоя, хотя и оказывается на порядок меньше протонной, не совпадает с гирорадиусом электрона, а опосредованно зависит от ширины окружающего протонного токового слоя. Оценка ширины электронного токового слоя находилась в согласии со статистикой данных спутника MAVEN с высоким разрешением по пересечениям токового слоя хвоста магнитосферы Марса. Таким образом, для двухкомпонентной бесстолкновительной электронно-протонной плазмы принципиально, что ТТС обладают вложенной структурой. Относительно их устойчивости, интуитивно было понятно, что такие компактные конфигурации должны обладать большей свободной энергией и потенциально быть существенно более неустойчивыми, чем изотропные слои Харриса.

Теоретически решение задачи о неустойчивости ТТС может быть рассмотрено с помощью нескольких последовательных этапов. На первом этапе рассматривается устойчивая равновесная конфигурация, способная к накоплению энергии. На следующем этапе данная конфигурация изучается на устойчивость по отношению к малым волновым возмущениям, т.е. рассматривается в рамках линейной теории возмущений. На третьем этапе рассматривается нелинейная стадия развития возмущения, приводящая к выделению энергии и образованию магнитных островов, сопровождаемых процессами вынужденного пересоединения. Эта задача решается уже методами нелинейной динамики. Последовательные этапы эволюции токового слоя приведены на рис. 4.

Отметим, что развитие квазиадиабатической модели многомасштабного вложенного ТТС [84, 85], опирающееся на данные о многомасштабной структуре слоев, полученные при измерениях на системе спутников Cluster положило конец вышеописанным в разд. 3 интенсивным научным дискуссиям об абсолютной устойчивости токового слоя хвоста магнитосферы [6, 20]. Для исследования неустойчивости вложенного ТТС, описанного ранее в [84] был использован энергетический принцип, выведенный в работе [90], связывающий между собой изменение магнитной и электрической энергии тиринг-моды и работу, производимую возмущенным током над системой

$$\frac{1}{8\pi}\partial_t \int d^3v \left(\left| \nabla A_{ly} \right|^2 + \left| \mathbf{E}_l \right|^2 \right) = -\int d^3v \left(\vec{j}_1 \mathbf{E}_1 \right). \tag{5}$$

Здесь A_{ly} , E_l , j_l — возмущенные вектор-потенциал, электрическое поле и плотность тока соответственно, d^3v — элемент интегрирования в пространстве скоростей частиц плазмы. Считая возмущение малым, можно рассмотреть все величины в (5) в линейном приближении. После некоторых упрощений и преобразований, энергети-

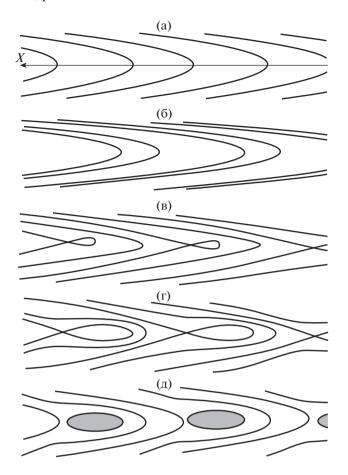


Рис. 4. Стадии развития тиринг-моды в токовом слое с ненулевой нормальной компонентой магнитного поля: исходная конфигурация (а); линейная стадия развития тиринг-возмущений (б); нелинейная стадия со слипанием токовых нитей (в), (г) и образованием магнитных островов (д). На рисунке (а) обозначена солнечно-магнитосферная система координат.

ческий принцип для TTC с тиринг-возмущением можно представить следующим образом:

$$\delta W = \int d\tau \left(\frac{\left| \nabla A_{1y} \right|^2}{8\pi} + \frac{1}{2c} \left| A_{1y} \right|^2 \frac{\partial j_y}{\partial A_0} - \frac{1}{2} q_e \int \frac{\tilde{f}_{1e}^2}{\partial f_{0e} / \partial \phi_0} d^3 v \right).$$
 (6)

Первое слагаемое в интеграле (6) $W_b = \left| \vec{\nabla} A_{\rm ly} \right|^2/8\pi$ отражает затраты энергии на создание возмущенний магнитного поля (тех самых что ведут к пересоединению), второе — свободную энергию слоя $W_{free} = (2c)^{-1} \left| A_{\rm ly} \right|^2 (\partial j_y / \partial A_0)$, обеспечиваемую притяжением параллельных токовых филаментов с плотностью тока j_y , третье — неизбежную при наличии нормальной компоненты B_z , замагничивающей движение электронов, энергию, затрачиваемую на сжатие/разрежение электронной компоненты плазмы $W_e = (1/2)q_e \int \tilde{f}_{1e}^2 \left(\partial f_{0e}/\partial \phi_0\right)^{-1} d^3 v$

(вспомним упомянутый выше в разд. 3 эффект электронной сжимаемости в присутствии нормальной компоненты магнитного поля B_{τ} [20]). Слагаемое $W_{\it free}$ фактически определяет в системе запас свободной энергии, обеспечивающей развитие тиринг-возмущения, при вычислениях его знак отрицателен, в то время как два других слагаемых – положительны. Детальный вывод и описание функционала энергии можно найти в [20, 42]. Функционал энергии δW представляет собой разницу энергий между возмущенным и невозмущенным состояниями системы. Понятно, что при $\delta W < 0$ энергия возмущенного состояния ниже, чем невозмущенного, следовательно системе выгодно перейти в более низкое энергетическое состояние (рис. 1а), и слой окажется неустойчивым по отношению к тиринг-моде. Решением уравнения для вариации функционала энергии будет то значение вектор-потенциала $A_{\rm lv}$, при котором значение δW будет минимальным.

Рис. 5а, адаптированный из работы [20], демонстрирует три слагаемых в выражении для энергии (6) возмущенного ТТС в присутствии тиринг-моды. Сравнение результатов, показанных на рис. 5а, с соответствующими оценками для модели Харриса, показало, что свободная энергия тонких слоев с вложенной структурой в 2-3 раза превышает свободную энергию, которой обладает изотропная конфигурация токового слоя Харриса, что дает основания надеяться, что энергия притяжения токовых нитей в ТТС может быть достаточна для преодоления эффекта электронной сжимаемости. Из теории следует, что неустойчивыми оказываются токовые слои в области значений $b_n \equiv B_z/B_{x0} \sim 0.1-0.2$, близких к соответствующим величинам в реальном магнитосферном хвосте [20, 42]. Исследование решений для разных параметров показало, что вложенные электронные слои являются ключевыми в развитии неустойчивостей в ТТС. Показано что: 1) чем выше температура электронов по отношению к протонной температуре, тем сильнее вложенные электронные токи и тем более неустойчива система; 2) нормализованная магнитная компонента b_{μ} влияет на ТТС таким образом, что вблизи значений $b_n \sim 0.1-0.2$ концентрируется основная зона тиринг-неустойчивости; 3) толщина L ионного токового слоя, отнесенная к характерному гирорадиусу протона, также влияет на размер зоны тиринг-неустойчивости - при ее увеличении растет положительная стабилизирующая компонента энергии магнитного поля W_b , с уменьшением Lтоковый слой становится нестабильным.

В работе [88] выполнен анализ пересечений токового слоя хвоста магнитосферы Марса спутником MAVEN. Анализ магнитной структуры то-

кового слоя с использованием измерений магнитного поля с высоким временным разрешением (1 с) позволил впервые наблюдать наличие сверхтонкого вложенного слоя, полутолщина которого была существенно меньше гирорадиусов тепловых протонов, а в некоторых случаях сопоставима с гирорадиусами тепловых электронов. Плотность тока в таких сверхтонких слоях на порядок выше плотности тока, наблюдаемой на ионных масштабах. На рис. 5б представлен пример пространственного профиля плотности тока J вдоль направления нормали к плоскости токового слоя z по наблюдениям MAVEN. В центре слоя хорошо виден сверхтонкий токовый слой, плотность тока в котором достигала ~85 нА/м² (профиль тока показан черным цветом, а область, занимаемая сверхтонким слоем, затенена серым).

Плотность тока в сверхтонком слое почти в 10 раз превышала плотность тока, наблюдаемого на ионных масштабах (профиль ионного тока показан черным пунктиром). Полутолщина сверхтонкого слоя составляла всего ~2 км, что сопоставимо с гирорадиусами тепловых электронов. Такая многомасштабная токовая конфигурация обладает большим запасом свободной энергии, в несколько раз превышающим количество свободной энергии, которую способна накопить токовая конфигурация Харрисовского типа. Важно отметить, что наблюдение сверхтонкого вложенного слоя в хвосте магнитосферы Марса не является каким-то экзотическим случаем. В работе [88] было проанализировано 80 интервалов пересечений токового слоя хвоста спутником MAVEN. Сверхтонкие вложенные токовые слои наблюдались в 43-х случаях, т.е. более чем в 50% интервалов.

С продвижением квазиадиабатической модели [77, 83, 85, 87] давняя идея существования узких щелей неустойчивости в общей области стабильности, впервые предложенная в работе [14], была уже на новом уровне реализована для вложенных ТТС, что позволяет говорить о внутрение присущим им свойстве метастабильности. Метастабильность токовых слоев в хвосте магнитосферы Земли при их эволюции во время суббуревых возмущений обсуждалась и в более поздних экспериментальных работах [91, 92] с помощью годограмм движения TTC в фазовом пространстве в течение подготовительной фазы суббури, наложенных на теоретическую карту зон неустойчивости в пространстве параметров системы. Оказалось, что в процессе утоньшения токового слоя на фазе накопления энергии во время суббури и соответствующей эволюции параметров хвоста магнитосферы наблюдаемые токовые слои эволюционируют по направлению к зоне неустойчивости, а потом разрушаются с образованием Х-линии и началом процессов быстрого магнитного пересоединения. Изучение этих процессов долж-

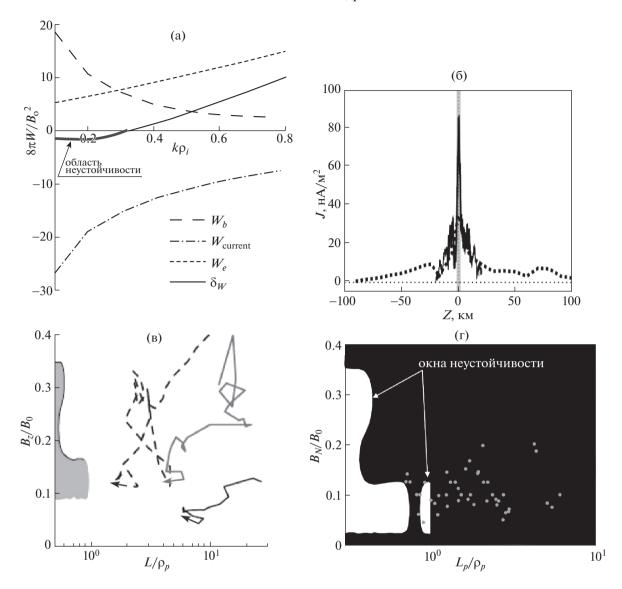


Рис. 5. Область неустойчивости и сравнение ее с данными наблюдений ТТС Земли и Марса: решение задачи о минимуме функционала энергии тиринг-моды [20] (а): три слагаемых функционала (6) в зависимости от параметра $k\rho_i$ (k- волновое число, $\rho_i \equiv \rho_p$ — гирорадиус протона) и полная энергия возмущенной системы; отрицательные значения энергии выделены толстой сплошной линией; пример характерного пространственного профиля плотности тока J вдоль нормали z к плоскости ТС в хвосте магнитосферы Марса, наблюдаемый спутником MAVEN [88] (б). Черная линия показывает участок профиля сверхтонкого вложенного ТС; область пространства, занимаемая сверхтонким слоем, закрашена серым цветом; профиль ионного тока показан черной пунктирной линией (рисунок адаптирован из работы [88]); годограммы ТС в хвосте магнитосферы Земли во время суббурь (адаптировано из работы [42]) (в); параметрическая карта неустойчивости в пространстве параметров $\{L_P/\rho_P, B_N/B_0\}$ хвоста магнитосферы Марса (см. объяснения в тексте) (г). Области неустойчивости показаны, соответственно, серым цветом (рис. 5в), и белым (рис. 5г). Рисунок адаптирован из работы [88].

но вестись уже в рамках нелинейного приближения.

На рис. 5г показана параметрическая карта устойчивой и неустойчивых областей по отношению к возбуждению ионной тиринг-моды, закрашенных, соответственно, черным и белым цветами. Области неустойчивости определены в про-

странстве параметров $(L_{\rm P}/\rho_{\it P},\ B_{\it N}/B_{\it 0})$, где $L_{\rm P}$ — полутолщина протонного слоя в многомасштабной токовой конфигурации со сверхтонким слоем в центре, $\rho_{\it P}$ — гирорадиус тепловых протонов, $B_{\it N}$ — нормальная к плоскости слоя компонента магнитного поля в центре токового слоя и $B_{\it 0}$ — абсолютная величина магнитного поля на краях

токового слоя, наблюдаемых в хвосте магнито-сферы Марса. Серые кружочки на карте представляют конкретные пересечения токового слоя, в которых наблюдались сверхтонкие вложенные токовые слои. Из рисунка видно, что большинство слоев на параметрической карте находятся в метастабильном состоянии довольно близко к окнам неустойчивости. Таким образом, можно ожидать, что развитие ионной тиринг-неустойчивости и высвобождение свободной энергии, запасенной в многомасштабной токовой конфигурации, посредством спонтанного магнитного пресоединения, возможно и в хвосте магнитосферы Марса.

На основании вышесказанного можно заключить, что, согласно современным представлениям, свойство метастабильности является неотъемлемым свойством пограничных токовых структур в космической плазме, в которых основными носителями тока являются ионы на квазиадиабатических орбитах, а дрейфовые токи электронов образуют сверхтонкие структуры с интенсивным центральным током, вложенным в ионные токовые слои – протонный, кислородный и другие, в зависимости от состава плазмы. Проведенные экспериментальные и теоретические исследования позволили достичь окончательного решения проблемы разрыва токового слоя хвоста и инициализации суббури. Оставалось только провести обобщение на токовые слои магнитосфер других планет, что и было выполнено позднее в применении к магнитосфере Марса.

7. ПРОЦЕССЫ ВЗРЫВНОГО ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ В ТТС

Нелинейная модель роста магнитных островов, предложенная А.А. Галеевым, была разработана во время его визита в Калифорнийский университет (UCLA) совместно с ведущими американскими теоретиками F.V. Coroniti и M. Ashour-Abdalla. Ими было показано, что на нелинейном этапе процессы нарастания магнитных возмущений в ТС и процессы высвобождения энергии могут носить взрывной характер, т.е. после периода относительно медленной эволюции и накопления свободной энергии в магнитосферном хвосте [33] возмущения нарастают даже быстрее, чем по экспоненциальному закону, который предсказывает линейная теория: амплитуда возмущений формально достигает "бесконечной" величины за конечное время порядка 1-2 мин, т.е. $b_1(t) =$ $=b_{\mathrm{l}}(0)ig|1-\gamma_{0}b_{\mathrm{l}}(0)tig|^{-1}$, где $b_{\mathrm{l}}(0)$ — амплитуда начала нелинейной стадии [33].

В дальнейшем Галеевым и его учениками были оценены последствия генерации мощных индукционных электрических полей при взрывном режиме роста магнитных возмущений. Модель

позволила объяснить отрастание интенсивных степенных хвостов у функций распределения заряженных частиц, ускоренных в хвосте магнитосферы после начала процесса быстрого пересоединения [37]. Такие немаксвелловские распределения высокоэнергичной компоненты плазмы по скоростям чрезвычайно характерны для функций распределения частиц в космической плазме [93] (и, в частности, в хвосте магнитосферы Земли).

Представленные модели, в частности, смогли объяснить необычный эффект обратной дисперсии частиц по скоростям, часто встречающийся в наблюдениях, когда после начала пересоединения в хвосте сначала регистрируются менее энергичные частицы, а потом самые энергичные. Реально в моделях взрывного пересоединения наиэнергичные частицы рождаются последних этапах процесса, когда индукционное электрическое поле особенно велико, т.е. с некоторой задержкой (~1-2 мин), что может объяснить их приход с опозданием относительно раньше ускоренных частиц меньших энергий. На рис. 6 из работы [93] схематически показаны проявления этого эффекта на относительно малых расстояниях от источника ускорения (рис. 6а, б). На больших расстояниях более энергичные частицы, конечно, обгоняют менее энергичные, и нормальная дисперсия частиц по скоростям восстанавливается (рис. 6в).

8. ВЛИЯНИЕ СВЕРХСИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ТОКОВ НА СТРУКТУРУ И УСТОЙЧИВОСТЬ ТОКОВЫХ СЛОЕВ

Развитие спутниковых средств и методик космических наблюдений, продолжающееся в последние годы, позволило уточнить и развить обсуждавшиеся выше представления и результаты: современные, более продвинутые по сравнению с первыми миссиями, поколения спутников, такие как MMS, MAVEN, позволили провести детальные исследования вблизи областей пересоединения в магнитосферах Земли и Марса [59, 88]. Удалось детально разрешить не только структуру ионных слоев (что было уже возможно при измерениях многоспутниковой системы Cluster), но и сверхтонкие электронные слои. Модель [76, 77, 84, 85], прекрасно применимая для описания ТТС в хвосте магнитосферы Земли и СВ [83], оказалась недостаточной для применения к сверхтонким, порядка 10-20 км толщиной, токовым слоям в хвосте магнитосферы Марса – необходимо было развить более уточненные модели, которые бы адекватно описывали почти сингулярную структуру, вложенную внутрь ТТС – электронный токовый слой. Для его более детального описания и правильной интерпретации свойств, не

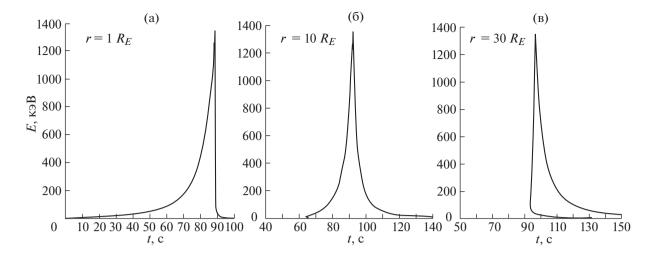


Рис. 6. Эволюция энергетических спектров частиц в зависимости от времени их регистрации и расстояния до Земли $r = 1, 10, 30 R_E$ (рисунки а—в адаптированы из работы [93]). Показано образование областей в пространстве, где может наблюдаться обратная дисперсия по скоростям (панели а и б) для частиц, ускоряемых после начала взрывного пересоединения в хвосте магнитосферы (момент времени $t_0 = 100$ c).

охватываемых старыми моделями [76, 77, 84, 85], нужно было развить новые подходы.

Так, в хвосте магнитосферы Марса были найдены достаточно устойчивые токовые слои, в которых траектории протонов и электронов существенно различались: ионы были размагниченными с малыми значениями параметра адиабатичности κ , а электроны — замагниченными с $\kappa \ge 1$. Благодаря данным с высоким разрешением удалось увидеть также тонкую структуру профилей вложенных электронных токов. Оказалось, что профили электрического тока, как функции поперечной координаты z, имели нелинейные зависимости, в то время как в старых моделях они всегда считались линейными.

Для понимания данных эффектов была построена усовершенствованная модель, в которой для лучшего описания структуры электронных ТТС задача решалась не численно, а аналитически. Электроны считались замагниченными, их движение усреднялось по гировращению, что существенно упрощало решение задачи, так как для описания электронных токов могут использоваться те же дрейфово-кинетические уравнения (4). Однако, легко понять, что при усреднении по гировращению электронов из уравнений полностью исчезает масштаб электронного движения электронный ларморовский радиус р.. Возникает естественный вопрос: как определить величину этого принципиально важного параметра? Естественно было бы предположить, что электронные масштабы пересоединения должны определяться масштабом электронных гирорадиусов, но такое представление оказалось неверным [62].

В работе [62] была рассмотрена общая задача определения масштаба, в которой было предположено, что профиль магнитного поля изначально неизвестен. Основными параметрами, характеризующими ТТС, являются плотность плазмы, электронная и ионная температуры и величина нормальной компоненты поля B_{z} . Учет нормального магнитного поля позволил оценить крупномасштабное вращение квазиадиабатических ионов в нейтральной плоскости, а отсюда толшину ионного скин-слоя и его отношение к электронному ларморовскому радиусу. Такую задачу впервые удалось решить аналитически в [62]. Из уравнений Максвелла-Власова с учетом приближения ведущего центра для электронов получено нелинейное уравнение для профиля магнитного поля в ТТС. Оказалось, что этот профиль определяется нелинейным уравнением

$$\tilde{b}_{x}\tilde{b}_{0} - \operatorname{arctg}\left(\tilde{b}_{x}\tilde{b}_{0}\right) = \begin{cases} \tilde{z}, & |\tilde{z}| \leq \delta_{i}, \\ \delta_{i}, & |\tilde{z}| > \delta_{i}, \end{cases}$$
(7)

где используются следующие безразмерные переменные: $\tilde{z}=z/\lambda$ — поперечная к слою координата, $\tilde{b}_x(z)=B_x(z)/B_0$, $\tilde{b}_0=B_0/B_n$. Здесь $\lambda=\delta_i^2/\rho_{in}$ — масштабный размерный параметр, $\delta_i=c/\omega_{pi}$ — ионная инерционная длина, ω_{pi} — плазменная частота, $\rho_{in}=v_{Ti}/\Omega_{0i}$ — гирорадиус вращения протона в поле B_n , v_{Ti} — тепловая скорость протона, $\Omega_{0i}=eB_n/(m_ic)$ — его гирочастота в поле B_n , B_0 — величина магнитного поля на краях токового слоя, B_n — величина нормальной магнитной ком-

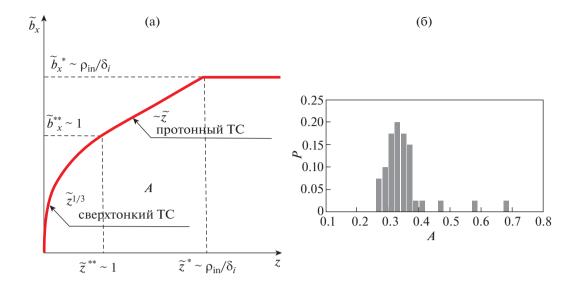


Рис. 7. Профиль магнитного поля сверхтонкого электронного TC, вложенного внутрь протонного токового слоя с асимптотиками вложенных слоев (а) и распределение вероятности P обнаружения степенного спектра z^A с индексом A в статистике сверхтонких токовых слоев в хвосте магнитосферы Марса, наблюдаемых спутником MAVEN (б). Рисунки адаптированы из работы [62].

поненты в ТС. Асимптотические решения уравнения (7) имеют вид

$$\begin{cases} \tilde{b}_x \approx \frac{1}{b_0} (3\tilde{z})^{1/3}, & |\tilde{z}| \leq \tilde{z}^{**}, \\ \tilde{b}_x \approx \frac{1}{b_0} (\tilde{z} + \frac{\pi}{2}), & \tilde{z}^{**} \leq \tilde{z} \leq \tilde{z}^*, \end{cases}$$
(8)

где $\tilde{z}^{**} \sim \lambda \sim \delta_i^2/\rho_{in}$. Вид полученных решений с асимптотиками при малых и больших значениях координаты \tilde{z} показан на рис. 7.

Таким образом, вместо общепринятого представления о линейном профиле магнитного поля $B_{x}(z) \sim z$ в области доминирования электронных токов [6, 15, 20, 84] образуется совершенно иная токовая структура с величиной магнитного поля, пропорциональной $\tilde{z}^{1/3}$, аналогично [62]. Профиль магнитного поля на рис. 7 показан с асимптотиками - нелинейной во внутреннем электронном слое и линейной — во внешнем протонном окружении (в безразмерных координатах, детально описанных в работе [62]). Как оказалось, для наблюдаемых в хвосте магнитосферы Марса профилей сверхтонких токовых слоев распределение вероятности обнаружения степенного спектра z^A с индексом А распределено вокруг значения $A \sim 0.3 - 0.4$ в электронном слое, что полностью согласуется с развиваемыми теоретическими представлениями. Собственно, сам по себе масштаб электронного слоя оказался равным $L_e \sim \delta_i^2/\rho_{in}$. Учитывая баланс давлений внутри и снаружи слоя это выражение нетрудно преобразовать в более простое

$$L_e \sim \rho_{0i} \frac{B_n}{B_0},\tag{9}$$

где ρ_{0i} — протонный гирорадиус в поле B_0 на краях TC. Интересно, что эта величина совпадает с эвристической оценкой, выполненной в более ранней работе [94]. Окончательно, масштаб электронного слоя определяется не только параметрами внешнего магнитного поля, но также и толщиной протонного слоя, и, в конечном счете, является результатом самосогласованного их взаимодействия.

В итоге новая модель почти сингулярного электронного слоя, вложенного в более широкий протонный, дала совершенно новый и необычный результат с оценкой их толщин. Работа над описанием подобных токовых слоев сегодня продолжается, проводится систематизация наблюдений спутников с борта, в частности миссии MMS. Чем больше таких исследований проводится, тем больше открывается деталей по внутренней структуре токовых слоев на малых масштабах. Неизменным остается то, что идеи ионной тиринг-неустойчивости и метастабильности вложенных многомасштабных токовых структур, когда-то выдвинутые А.А Галеевым и его первыми учениками и развиваемые уже следующими поколениями их учеников, работающих во многих странах, находят все новые и новые подтверждения. Новый взгляд на токовые слои показывает, что сверхтонкие вложенные электронные струк-

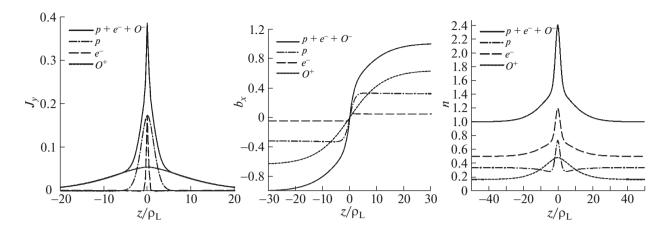


Рис. 8. Профили плотности тока (а), магнитного поля (б) и плотности плазмы (в) для ТТС в трехкомпонентной плазме, состоящей из электронов, протонов и ионов кислорода (рисунки адаптированы из работы [98]). Профили соответствующих характеристик для отдельных плазменных компонент приведены и обозначены на врезках.

туры имеют масштабы, которые самосогласованно определяются взаимодействием электронных и ионных токов внутри единой магнитоплазменной конфигурации. В настоящее время ведется расчет свободной энергии таких фактически сингулярных конфигураций, уточняющий предшествующие расчеты [62]. Можно предполагать, что учет уточненных профилей (8) должен привести к расширению зон неустойчивости на диаграмме на рис. 5в, г.

9. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТОКОВОГО СЛОЯ С ВЛОЖЕННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ СЛОЕМ И ЕГО ПРОТОННО-КИСЛОРОДНЫМ ОКРУЖЕНИЕМ

Спутниковые наблюдения в хвостах магнитосфер Земли и Марса (Cluster, MAVEN) показывают, что в токовых слоях в хвостах магнитосфер может наблюдаться большое количество ионов кислорода, наряду с обычно присутствующей там протонной компонентой [88, 95, 96]. Присутствие тяжелых кислородных ионов может каким-либо образом влиять на устойчивость токовых слоев по отношению к тиринг-возмущениям [97].

Иллюстрацией многократной вложенности ТТС является рис. 8, на котором показаны схематически профили плотности тока (рис. 8а), магнитного поля (рис. 8б) и плотности плазмы (рис. 8в) для ТТС в трехкомпонентной плазме, состоящей и электронов, протонов и ионов кислорода. Непрерывная черная линия обозначает полные характеристики, остальные кривые — характеристики отдельных плазменных компонент (соответствующие надписи приведены на рисунках). Рисунок 8в демонстрирует четыре уровня вложения — электронный, протонный и кислородный токовый слои вложены друг в друга, а вся

эта конфигурация находится внутри намного более широкого плазменного слоя. Так, полная плотность плазмы в ТТС на рис. 8в нормирована на плотность плазменного слоя, и мы видим, что эта зависимость стремится к 1 на краях ТС.

В работе [42] были сделаны, в некотором приближении, оценки свободной энергии протонэлектронного токового слоя по сравнению со свободной энергией токового слоя Харриса. Для того, чтобы токовый слой был неустойчивым, нужно, чтобы в нем был достаточно большой запас свободной энергии (второе слагаемое в интеграле (6)). Для многомасштабного токового слоя с вложенным в центре электронным слоем производная $\partial j_0/\partial A_{0v}$, характеризующая энергию слипания токовых нитей, может быть относительно велика, так что величина свободной энергии системы окажется достаточной для преодоления стабилизирующих эффектов, а это обеспечит развитие разрывной неустойчивости. Для оценки данного эффекта была построена простая эмпирическая модель токового слоя, в которой энергетическое слагаемое, описывающее свободную энергию в рамках линейной теории возмущений, можно представить в виде

$$W_{free} = \frac{1}{2c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial j_0}{\partial A_{0y}} A_{1y}^2 dz = \frac{j_{\text{max}}}{c B_{\text{eyt}}} \int_{0}^{1} \frac{\partial j}{\partial b} \frac{1}{b} A_{1y}^2 db, \quad (10)$$

где $b=B_x/B_{ext}$ и $j=j_0/j_{\rm max}$ — нормированные значения магнитного поля и плотности тока в ТТС; B_{ext} — величина магнитного поля на границе вложенного слоя, в точке сопряжения электронного и протонного токов (аналог \tilde{z}^{**} на рис. 7), $j_{\rm max}$ — амплитуда плотности тока в нейтральной плоскости; j_0 — плотность тока в невозмущенном слое, $A_{\rm lv}$ — величина возмущенного тиринг-вол-

ной вектор-потенциала A_y , A_{0y} — невозмущенный вектор-потенциал. При выводе выражения (10) предполагалась симметрия профиля плотности тока относительно нейтральной плоскости. Представление вложенного слоя как суммы двух колоколообразных токов: внутреннего электронного и фонового ионного, имеющих разные масштабы, позволило оценить запас свободной энергии в такой системе. Оказалось, что для параметров этих слоев, соответствующим данным реальных спутниковых наблюдений, даже грубая оценка показывает, что свободная энергия ТТС может в 2-3 раза превышать соответствующую величину для токового слоя Харриса [42].

В рамках простой модели оценим свободную энергию тонкого токового слоя, состоящего из трех вложенных слоев: электронного (внутреннего), протонного (среднего) и кислородного (внешнего). В каждом из токовых слоев доминирует ток, поддерживаемый соответствующей плазменной компонентой. Структура тройного вложенного слоя в трехкомпонентной плазме схематически показана на рис. 9. Для простоты положим $B_{ext}=1$ и $j_{\max}=1$. Обозначим магнитное поле на внутренней границе вложенности (между электронным и протонным слоями) как b_1 , на внешней (между протонным и кислородным слоями) как b_0 , так что магнитное поле внутри электронного слоя меняется в интервале $0 \le b \le b_1$, в протонном слое $b_1 \le b \le b_0$, в кислородном слое $b_0 \le b \le 1$. Оценку свободной энергии многомасштабного токового слоя с учетом тяжелых ионов кислорода выполним, используя некоторую аналогию с работой [42]. Будем описывать профили плотности тока каждого из трех вложенных слоев колоколобразными профилями в виде $i \sim 1/\mathrm{ch}^2 z$, тогда как соответствующее тангенциальное магнитное поле описываются гиперболическим тангенсом $b \sim \text{th } z$. После исключения координаты z, можно получить зависимость плотности тока от магнитного поля в виде параболы $i \sim 1 - b^2$.

Профили плотностей каждого из токовых слоев зададим в виде параболических зависимостей от напряженности магнитного поля. Границы между токовыми слоями обозначены, соответственно, как $b=b_1$ и $b=b_0$, как показано на рис. 9. В области изменения магнитного поля $b_0 \le b \le 1$ доминирует ток ионов кислорода $j_{oxy}(b)$: $j_{oxy}(b) = j_{omax}(1-b^2)$. В области $b_1 \le b \le b_0$ к этому току добавляется ток $j_p(b)$ протонов: $j_p(b) = j_{pmax}(1-(b/b_0)^2)$. При $0 \le b \le b_1$ добавляется еще и ток $j_e(b)$ электронов $j_e(b) = j_{emax}\left(1-(b/b_1)^2\right)$.

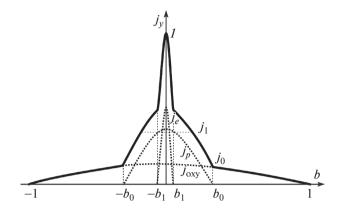


Рис. 9. Схематическое изображение структуры тонкого токового слоя, состоящего из трех вложенных друг в друга слоев — внешнего, кислородного с плотностью тока j_{oxy} , протонного с плотностью тока j_p и электронного с плотностью j_e (плотности тока каждого из слоев показаны толстыми пунктирными линиями). Тонкими штриховыми линиями обозначены вспомогательные построения для определения величин $j_0 = j_{oxy}(b_0)$ и $j_1 = j_p(b_1)$.

Здесь величины $j_{\rm O\ max},\ j_{p\, max}$ и $j_{e\, max}$ — максимальные нормированные плотности токов каждой из компонент плазмы, нормированные на максимальное значение полной плотности тока при b=0, т.е. $j_{\rm O\ max}+j_{p\, max}+j_{e\, max}=1$. Нормированная полная плотность тока j(b) составляет $j(b)=j_p(b)+j_e(b)+j_{oxy}(b)$.

Окончательно, полную плотность y-компоненты тока j как функцию магнитного поля b зададим в виде

$$\int_{O \max} (1 - b^{2}) + j_{p \max} \left(1 - \left(\frac{b}{b_{0}} \right)^{2} \right) +
+ j_{e \max} \left(1 - \left(\frac{b}{b_{1}} \right)^{2} \right), \quad 0 \le b < b_{1},
j_{O \max} \left(1 - b^{2} \right) + j_{p \max} \left(1 - \left(\frac{b}{b_{0}} \right)^{2} \right), \quad (11)
b_{1} \le b < b_{0},
j_{O \max} \left(1 - b^{2} \right), \quad b_{0} \le b \le 1.$$

Величины плотности тока на границах b_0 , b_1 обозначим, соответственно, как $j_0 = j_{oxy}(b_0) = j(b_0)$ и $j_1 = j(b_1) = j_p(b_1)$. Таким образом, с учетом (11), соотношения, связывающие между собой плот-

ности токов в граничных точках и нейтральной плоскости z=0 можно записать в виде

$$\begin{cases} j_{\text{O max}} + j_{p \max} + j_{e \max} = 1, \\ j_{\text{O max}} \left(1 - (b_1)^2 \right) + j_{p \max} \left(1 - \left(\frac{b_1}{b_0} \right)^2 \right) = j_1, \\ j_{\text{O max}} \left(1 - (b_0)^2 \right) = j_0. \end{cases}$$
(12)

Мы получили систему уравнений (12) относительно амплитуд токов $j_{0 \, \text{max}}, j_{p \, \text{max}}, j_{e \, \text{max}}$. Разрешив ее и подставив найденные величины в нормированное выражение для свободной энергии (10), а также для TC Харриса [42], можно вывести окончательное выражение для отношения свободной энергии TTC в трехкомпонентной плазме к свободной энергии и токового слоя Харриса:

$$S_3 = \frac{1 - j_1}{b_1} + \frac{j_1 - j_0}{b_0 + b_1} + \frac{j_0}{1 + b_0}.$$
 (13)

При этом из физических соображений должны выполняться неравенства (см. также рис. 9) $0 < b_1 \le b_0 \le 1$, $0 < j_0 \le j_1 \le 1$. В более простом случае двухкомпонентной электронно-протонной плазмы можно положить $j_0 \equiv j_1$ и $b_0 \equiv b_1$, при этом формула (13) приобретает вид

$$S_2 = \frac{1 - j_1}{b_1} + \frac{j_1}{1 + b_1}. (14)$$

Оценим отношение величин свободных энергий R_{32} , запасенных токовым слоем в трехкомпонентной и двухкомпонентной плазме. Для этого, на основе (13) и (14), напишем и численно оценим величину

$$R_{32} = \frac{S_3}{S_2}. (15)$$

Вычисленные параметры, характеризующие отношение свободных энергий в разных токовых конфигурациях, изображены на рис. 10. Так, рис. 10а показывает отношение величин своболной энергии в двухкомпонентном ТС (14) относительно ТС Харриса [29] как функцию параметров b_1 и j_1 (т.е. границы вложенности b_1 и граничной плотности j_1 протонного тока). Рисунок демонстрирует способность токового слоя к развитию неустойчивости по сравнению с хорошо известным слоем Харриса [29], у которого всегда присутствует избыток свободной энергии, и он неустойчив по отношению к развитию тирингмоды. Как мы видим, при малых величинах параметра $b_{\rm l}$ относительная величина свободной энергии в ТТС может на порядок превышать свободную энергию, накопленную в токовом слое Харриса. Линия уровня $S_2 = 1$ разделяет области, где свободная энергия больше чем в ТС Харриса

 $(S_2 > 1)$ и меньше $(S_2 < 1)$. В области $S_2 > 1$, где толщина токового слоя мала, а плотность электронного тока велика, ТТС предположительно может быть неустойчивым по отношению к тиринг-моде. Это согласуется с результатом [42], где был сделан вывод, что ток кривизны электронов [84]. определяемый величиной магнитного поля в окрестности нейтрального слоя $(b_{\rm l} \ll 1)$ играет ключевую роль в развитии неустойчивости. С ростом параметра b_1 , и, соответственно, ростом вклада протонов в полный ток, величина свободной энергии во вложенном ТТС уменьшается и достигает величины, меньшей или равной 1 при $b_1 \rightarrow 1$ (т.е. конфигурации, в которой вложенности по определению нет). Мы видим, что мощный электронный ток в нейтральной области ТТС необходим как резервуар свободной энергии, дестабилизирующей токовый слой.

Рассмотрим, что будет происходить с устойчивостью ТС в трехкомпонентной плазме при наличии тяжелых ионов кислорода. Отношение энергий для TTC в трех- и двухкомпонентной плазме (13) и (14) было вычислено при фиксированных величинах параметров $b_0=0.9,\ j_0=0.1$ (рис. 10б), $b_0=0.5,\ j_0=0.5$ (рис. 10в) и $b_0=0.1,\ j_0=0.9$ (рис. 10г), соответствующих относительно малой, средней и большой плотности кислородного тока в ТТС. Как видно из рис. 10б-г, в широкой параметрической области изменение свободной энергии вложенного слоя является незначительным: отношение $R_{32} \equiv S_3/S_2$ немногим больше или меньше 1. Вспомнив, что ионная тиринг-мода γ_i развивается быстрее электронной γ_e (см. работы [14, 39, 69, 99], из которых следует, что $\gamma_i/\gamma_e \sim (m_i/m_e)^{1/4}$), а для ионов кислорода — быстрее протонной, мы предполагаем, что ионы кислорода, хотя и не очень существенно влияют на величину свободной энергии в ТС, все же могут оказывать влияние на развитие разрывной моды в TTC благодаря большому инкременту. Этот вопрос детально пока не изучен в применении к модели вложенного слоя, предполагается рассмотреть его в будущих исследованиях.

10. ВЫВОДЫ

Хвост магнитосферы Земли образуется в результате воздействия сверхзвукового потока солнечного ветра на достаточно сильное собственное магнитное поле Земли. Экспериментальные исследования последних десятилетий пролили новый свет на физику плазменной системы магнитосферного хвоста (в частности, на структуру и динамику тонких и сверхтонких токовых слоев) и стимулировали новые теоретические исследования в этой области. Очень тонкие токовые слои с толщиной порядка 10—15% от величины ионного

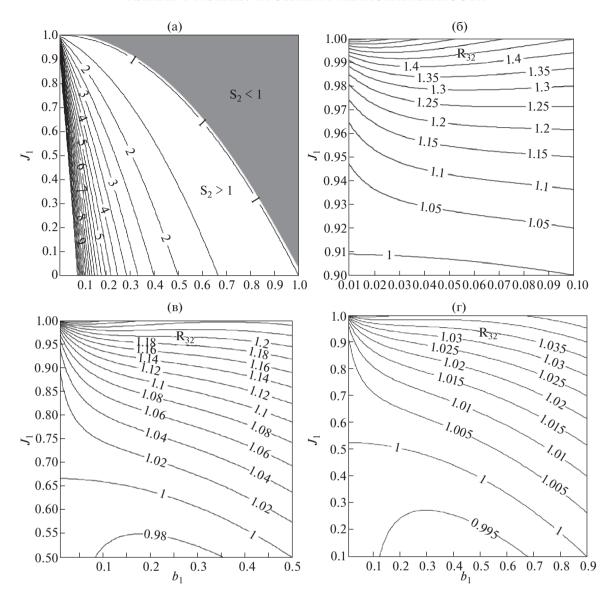


Рис. 10. Отношение свободной энергии тонкого токового слоя в двухкомпонентной протонно-электронной плазме к аналогичной величине в слое Харриса: параметрическая зависимость $S_2(j_1,b_1)$, определяемая (14), при фиксированных значениях $b_0=0.1$ — толщины кислородного слоя (а). Серая область выше уровня $S_2=1$ соответствует значениям $S_2<1$ для потенциально устойчивой конфигурации. Представлены соответствующие двухмерные карты распределения определенного по формуле (15) параметра $R_{32}(b_1,j_1)$, где линии уровня означают отношение свободных энергий трехкомпонентного TTC с ионами кислорода к двухкомпонентному слою (протонно-электронная плазма) для следующих значений параметров (δ - Γ): $b_0=0.9$, $j_0=0.1$ (δ), $b_0=0.5$, $j_0=0.5$ (δ) и $b_0=0.1$, $j_0=0.9$ (Γ).

гирорадиуса являются почти сингулярными структурами с концентрированными токами. В настоящей статье рассмотрен исторический аспект развития исследований тонких пограничных слоев в космической плазме, которые возникают на границах разных сред или магнитных потоков в космической плазме. Освещены работы выдающегося ученого-специалиста по физике термоядерной и космической плазмы — Альберта Абубакировича Галеева — в области изучения неустойчивости токовых слоев и взрывного пересо-

единения в них [14, 19, 31, 33], а также рассмотрено дальнейшее развитие его работ и идей вплоть до настоящего времени (см. [6, 42] и ссылки там же).

Благодаря космическим аппаратам и многоспутниковым миссиям оказалось возможным определить наличие подобных тонких структур в космосе — в магнитосферах Земли и планет солнечной системы, в короне Солнца. Как оказалось, тонкие слои могут играть определяющую роль в динамике магнитосфер планет солнечной системы, являясь резервуарами энергии, запасае-

мой из солнечного ветра внутри магнитосферы или на ее границах. Тонкие токовые слои оказались метастабильными образованиями, способными сравнительно долгое время пребывать в устойчивом состоянии, а потом спонтанно разрушаться. На нелинейной стадии этого процесса разрушения, как правило, происходят процессы быстрого магнитного пересоединения с образованием магнитных островов — плазмоидов, эффективное ускорение заряженных частиц и генерация быстрых плазменных потоков.

Новые, неизвестные до того времени токовые структуры сразу же привлекли внимание ученых. Пионерские работы [18] показали, что подобный сильно вытянутый токовый слой в хвосте магнитосферы является неустойчивым по отношению к пинчеванию притягивающихся токов, текущих поперек хвоста. Однако учет малой нормальной компоненты магнитного поля в работах [32, 35] обесценил дальнейшие исследования устойчивости хвоста, потому что в то время считалось, что малая нормальная компонента полностью стабилизирует тиринг- (разрывную) моду. Началась ожесточенная борьба научных идей за размораживание тиринг-моды в хвосте магнитосферы. В течение почти двух десятилетий теоретики упорно сражались за раскрытие тайны метастабильности хвоста магнитосферы, но разгадка оказалась не в учете новых неизвестных механизмов, а в неадекватности применения модели Харриса [29], которая повсеместно использовалась для описания токовых слоев. Новые космические многоспутниковые миссии, усовершенствованные технологии спутниковых измерений позволили получить данные высокого разрешения и открыли новые свойства тонких токовых слоев: многомасштабность, вложенность, потоковую анизотропию. Построение и исследование модели вложенного ТТС разрешило парадокс устойчивости хвоста и позволило объяснить большинство имеюшихся экспериментальных наблюдений ТТС, а также их динамические свойства - метастабильность и неустойчивость по отношению к разрывной моде [6, 20, 31, 62, 76, 77]. Развитие аналитических подходов позволило оценить устойчивость ТТС в многокомпонентной плазме и задать направление дальнейших исследований в физике бесстолкновительной космической плазмы [62].

Спутниковые данные последних лет с очень высоким разрешением в хвостах магнитосфер Земли и Марса привели к обнаружению сверхтонких электронных токовых слоев [88]. Ранее подобные слои описывались имеющимися численными гибридными моделями в достаточно грубом приближении. Новые экспериментальные данные потребовали развития таких моделей и, по возможности, получения не только численных, но и аналитических результатов. Это позволило интерпретировать новые эксперимен-

тальные данные о структуре и неустойчивости сверхтонких токовых слоев. В статье впервые представлены оценки свободной энергии для токового слоя в трехкомпонентной плазме, состоящей из электронов, протонов и ионов кислорода. В рамках сравнительно простой аналитической модели показано, что ионы кислорода не могут оказывать существенного влияния на развитие тиринг-неустойчивости вложенного токового слоя, даже при условии высоких концентраций в токовом слое и высокой плотности тока. В то же время, наличие сильного электронного тока в нейтральном слое является необходимым условием для создания запаса свободной энергии, нужной для начала пересоединения в токовом слое.

В нашем небольшом обзоре мы рассмотрели круг проблем, в которых идеи, связанные с процессами магнитного пересоединения, выдвинутые Альбертом Абубакировичем Галеевым, остаются востребованными и актуальными и на сегодняшний день, они активно развиваются, подтверждаются космическими экспериментами и, в конечном счете, сегодня направляют развитие важных областей современной космофизики.

Данная работа выполнена при поддержке гранта $PH\Phi$ 20-42-04418.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Ness N.F. // J. Geophys. Res. 1965. V. 70. P. 2989.
- Axford W.I., Hines C.O. // Canadian J. Phys. 1961. V. 39. P. 1433.
- 3. *Dungey J.W.* // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. P. 47. https://doi.org/10.1103/physrevlett.6.47
- Baumjohann W., Paschmann G. // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 10707. https://doi.org/10.1029/JA095iA07p10707
- 5. *Heikkila W.J.* // Space Sci. Rev. 1990. V. 53. P. 1. https://doi.org/10.1007/BF00217427
- 6. Зелёный Л.М., Малова Х.В., Артемьев А.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 137.
- 7. Grigorenko E.E., Zelenyi L.M., DiBraccio G., Ermakov V.N., Shuvalov S.D., Malova H.V., Popov V.Y., Halekas J.S., Mitchell D.L., Dubinin E. // Geophys. Res. Lett. 2019. V. 46. P. 6214. https://doi.org/10.1029/2019GL082709
- 8. Vaisberg O.L., Avanov L.A., Smirnov V.N., Burch J.L., Waite J.H., Petrukovich A.A., Skalsky A.A. // Adv. Space Res. 1997. V. 20. P. 789. https://doi.org/10.1016/S0273-1177(97)00511-5
- Panov E.V., Büchner J., Franz M., Korth A., Khotyaintsev Y., Nikutowski B., Savin S., Fornacon K.-H., Dandouras I., Reme H.C. // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 1363.
- Runov A., Sergeev V.A., Nakamura R., Baumjohann W., Apatenkov S., Asano Y., Takada T., V.werk M., Voros Z., Zhang T.L., Sauvaud J.-A., Rème H., Balogh A. // Annales Geophys. 2005. V. 23. P. 1.

- Sanny J., McPherron R.L., Russell C.T., Baker D.N., Pulkkinen T.I., Nishida A. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99, P. 5805.
- Asano Y., Mukai T., Hoshino M., Saito Y., Hayakawa H., Nagai T. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. SMP 7-1. https://doi.org/10.1029/2002JA009785
- Baker D.N., Pulkinen T.I., Angelopoulos V., Baumjohann W., McPherron R.L. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 12975.
- 14. Галеев А.А., Зеленый Л.М. // ЖЭТФ. 1976. V. 70. C. 2133.
- 15. Зеленый Л.М., Артемьев А.В., Малова Х.В., Петрукович А.А., Накамура Р. // УФН. 2010. Т. 180. С. 973. https://doi.org/10.3367/UFNr.0180.201009f.0973
- 16. Petschek H.E. The Physics of Solar Flares / Ed. by W.N. Hess. NASA: SP-50, 1964. P. 425.
- 17. Parker E.N. // J. Geophys. Res. 1957. V. 62. P. 509.
- Coppi B., Laval G., Pellat R. // Phys. Rev. Lett. 1966.
 V.16. P. 1207.
- Галеев А.А. // Основы физики плазмы. В 2 т. / Ред. А. Галеев и Р. Судан. М.: Энегроиздат, 1983. Т. 1. С.331.
- Zelenyi L., Artemyev A., Malova H., Popov V. // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2008. V. 70. P. 325.
- 21. Fairfield D.H. Magnetotail energy storage and the variability of the magnetotail current sheet / Washington DC: AGU Monograph Ser. 1984. V. 30. P. 168. https://doi.org/10.1029/GM030p0168
- 22. *Birn J., Schindler K., Hesse M.* // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. https://doi.org/10.1029/2002JA009641
- Lui A.T.Y., Mankofsky A., Chang C.-L., Papadopoulos K., Wu C.S. // Geophys. Res. Lett. 1990. V. 17. P. 745. https://doi.org/10.1029/GL017i006p00745
- Sergeev V.A., Mitchell D.G., Russell C.T., Williams D.J. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 17345. https://doi.org/10.1029/93JA01151
- Pulkkinen T.I., Baker D.N., Owen C.J., Gosling J.T., Murphy N. // Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. P. 2427. https://doi.org/10.1029/93GL01590
- McPherron R.L., Nishida A., Russell C.T. Quantitative Modeling of Magnetosphere-Ionosphere Coupling Processes / Ed. by Y. Kamide, R.A. Wolf. Kyoto Sangyo University: Kyoto, Japan, 1987. P. 252.
- Runov A., Baumjohann W., Nakamura R., Sergeev V.A., Amm O., Frey H., Alexeev I., Fazakerley A.N., Owen C.J., Lucek E., André M., Vaivads A., Dandouras I., Klecker B. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. https://doi.org/10.1029/2007JA012685
- Furth H.P., Killeen J., Rosenbluth M.N. // Phys. Fluids. 1963. V. 6. P. 459. https://doi.org/10.1063/1.1706761
- 29. Harris E.G. // Nuovo Cimento. 1962. V. 23. P. 115.
- 30. Schindler K. // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. P. 2803. https://doi.org/10.1029/JA079i019p02803
- 31. *Галеев А.А., Зелёный Л.М.* // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 360.
- Lembege B., Pellat R. // Phys. Fluids. 1982. V. 25. P. 1995.
- Galeev A.A., Coroniti F.V., Ashour-Abdalla M. // Geophys. Res. Lett. 1978. V. 5. P. 707. https://doi.org/10.1029/GL005i008p00707

- Büchner J., Zelenyi L.M. // J. Geophys. Res. 1989.
 V. 94. P. 11821.
- 35. *Pellat R., Coroniti F.V., Pritchett P.L.* // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18. P. 143.
- Brittnacher M., Quest K.B., Karimabadi H. // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 4587.
- Zelenyi L.M., Taktakishvili A.L. // Fiz. Plazmy. 1981.
 V. 7. P. 1064.
- 38. Somov B.V., Verneta A.I. // Space Sci. Rev. 1993. V. 65. P. 253.
- Sitnov M.I., Malova H.V., Lui A.T.Y. // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 163. https://doi.org/10.1029/96JA01872
- Sitnov M.I., Sharma A.S. // Proc. Int. Conf. Substorms-4, St. Petersburg, 1998. V. 238. P. 539. https://doi.org/10.1007/978-0-7923-5465-9_111.
- Sitnov M.I., Malova H.V., Sharma A.S. // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 269. https://doi.org/10.1029/97GL03708
- 42. Зеленый Л.М., Артемьев А.В., Малова Х.В., Петрукович А.А., Накамура Р. //УФН. 2010. Т. 180. С. 973. https://doi.org/10.3367/UFNr.0180.201009f.0973
- 43. *Karimabadi H., Daughton W., Pritchett P., Krauss-Varban D.* // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 1400. https://doi.org/10.1029/2003JA010026
- 44. Buchner J., Kuska J.-P. // Ann. Geophys. 1999. V. 17. P. 604.
- 45. Voronkov I., Rankin R., Frycz P., Tikhonchuk V.T., Samson, J.C. // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 9639.
- 46. *Huba J.D.*, *Gladd N.T.*, *Papadopoulos K.* // Geophys. Res. Lett. 1977. V. 4. P. 125.
- 47. *Kuznetsova M.M.*, *Zelenyi L.M.* // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18. P 1825.
- 48. Pritchett P.L., Coroniti F.V., Pellat R., Karimabadi H. // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 11523.
- Bagenal F. // Ann. Rev. Earth Planet. Sci. 1992. V. 20. P. 289.
- 50. *Bagenal F.* Encyclopedia by astronomy astrophysics / Ed. by *Brunel Road*. Houndmills, Basingstoke, Hampshire, Institute of Physics Publishing, 2001.
- 51. Cowley S.W.H., Badman S.V., Bunce E.J., Clarke J.T., Ge'rard J.-C., Grodent D., Jackman C.M., Milan S.E., Yeoman T.K. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. P. A02201. https://doi.org/10.1029/2004JA010796
- Fujimoto M., Baumjohann W., Kabin K., Nakamura R., Slavin J.A., Terada N., Zelenyi L. Space Science Ser. of ISSI / Ed. by Balogh A., Ksanfomality L. von Steiger R. Springer. 2008. P. 347.
- Gombosi T.I., Ingersoll A.P. // Science. 2010. V. 327. P. 1476.
- 54. *Khurana K.K.*, *Kivelson M.G.*, *Vasyliunas V.M.*, *Krupp N.*, *Woch J.*, *Lagg A.*, *Mauk B.H.*, *Kurth W.S.* Jupiter: The Planet, Satellites Magnetosphere / Ed. by Bagenal F., Dowling T.E., McKinnon W.B. Cambridge Univ. Press. 2004. P. 1.
- Mursula K., Hiltula T. // Geophys. Res. Lett. 2003.
 V. 30. P. SSC 2-1.
- 56. Khabarova O.V., Malova H.V., Kislov R.A., Zelenyi L.M., Obridko V.N., Kharshiladze A.F., Munetoshi T., Sokol J.M., Stan G. // Astrophys. J. 2017. V. 836. P. 1.
 - https://doi.org/10.3847/1538-4357/836/1/108

- 57. Malandraki O., Khabarova P., Bruno R., Zank G.P., Li G., Jackson B., Bisi M.M., Greco A., Pezzi O., Matthaeus W., Giannakopoulos A.C., Servidio S., Malova H., Kislov R., Effenberger F., le Roux J., Chen Y., Hu Q., Engelbrecht N.E. // Astrophys. J. 2019. V. 881. P. 116. https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab289a
- 58. Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Y., Nakamura R., Runov A., Apatenkov S. // Annales Geophys. 2008. V. 26. P. 2749.
- Sharma A.S., Nakamura R., Runov A., Grigorenko E.E., Hasegawa H., Hoshino M., Louarn P., Owen C.J., Petrukovich A., Sauvaud J.-A., Semenov V.S., Sergeev V.A., Slavin J.A., Sonnerup B.U.Ö., Zelenyi L.M., Fruit G., Haaland S., Malova H., Snekvik K. // Ann. Geophys. 2008. V. 26. P. 955. https://doi.org/10.5194/angeo-26-955-2008
- 60. Ashour-Abdalla M., Berchem J.P., Buchner J., Zelenyi L.M. // J. Geophys. Res., 1993. V. 98. P. 5651.
- Ashour-Abdalla M., Frank L.A., Paterson W.R., Peroomian V., Zelenyi L.M. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 2587.
- Zelenyi L.M., Malova H.V., Grigorenko E.E., Popov V.Y., Dubinin E.M. // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. P. 1. https://doi.org/10.1029/2020GL088422
- 63. Hoshino M., Nishida A., Mukai T., Saito Y., Yamamoto T. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 24775.
- 64. *Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Asano Y. //*Space Sci. Rev. 2006. V. 122. P. 29.
 https://doi.org/10.1007/s11214-006-6219-1
- 65. Speiser T.W. // J. Geophys. Res. 1965. V. 70. P. 4219.
- 66. Mitchell D.G., Williams G.J., Huang C.Y., Frank L.A., Russell C.T. // Geophys. Res. Lett. 1990. V. 17. P. 583.
- 67. *Тверской Б.А.* // Труды конф. 19—23 октября 1972: Проблемы теории плазмы / Под ред. А.Г. Ситенко. Киев. 1972. С. 396.
- 68. Шабанский В.П. // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 1058
- Schindler K. // A self-consistent theory of the tail of the magnetosphere, in Earth's magnetospheric processes / Ed. by B.M. McCormac, D. Reidel. Norwell. Mass. 1972. P. 200.
- Pritchett P.L., Coroniti F.V. // J. Geophys. Res. 1992.
 V. 97. P. 16773.
- Pritchett P.L., Coroniti F.V. // J. Geophys. Res. 1995.
 V. 100. P. 23551.
- 72. Kan J.R. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 3773.
- Eastwood J.W. // Planetary Space Sci. 1972. V. 20. N 10. P. 1555.
- 74. *Мингалев О.В., Мингалев И.В., Малова Х.В., Зеленый Л.М.* // Физ. плаз. 2007. Т. 33. С. 1028.
- Kropotkin A.P., Domrin V.I. // J. Geophys. Res. 1996.
 V. 101. P. 19893.
- Sitnov M.I., Zelenyi L.M., Malova H.V., Sharma A.S. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 13029.
- 77. Zelenyi L., Sitnov M.I., Malova H.V., Sharma A.S. // Nonlinear Processes Geophys. 2000. V. 7. P. 127.
- Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику: от маятника до турбулентности и хаоса. М.: Наука, 1988. 378 с.
- 79. *Sonnerup B.U.Ö.* // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. P. 8211.
- 80. Cary J.R., Escande D.F., Tennyson J.L. // Phys. Rev. A. 1986. V. 34. P. 4256.

- 81. *Нейштадт А.И.* // Прикладная мат. мех. 1987. T. 51. C. 750.
- 82. Lui A.T.Y. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98 P. 13423.
- 83. Malova H.V., Popov V.Yu., Grigorenko E.E., Petrukovich A.A., Delcourt D., Sharma A.S., Khabarova O.V., Zelenyi L.M. // Astrophys. J. 2017. V. 834. P. 1. https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/1/34
- Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu., Delcourt D., Sharma A.S. // Nonlinear Processes Geophys. 2000. V. 11. P. 579.
- 85. Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu., Delcourt D.C., Sharma A.S. // NATO science series / Ed. by J.-A. Sauvaud, Ž. Nemeček. Kluwer Academic Publishers, 2004. P. 275.
- Petrukovich A.A., Artemyev A.V., Malova H.V., Nakamura R., Popov V.Yu., Zelenyi L.M. // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. P. A00I25. https://doi.org/10.1029/2010JA015749
- Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu., Delcourt D.C., Ganushkina N.Yu., Sharma A.S. // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. P. L05105. https://doi.org/10.1029/2005GL025117
- 88. *Grigorenko E.E., Zelenyi L.M., DiBraccio G., Ermakov V.N., Shuvalov S.D., Malova H.V.* // Geophys. Res. Lett. 2019. V. 46. https://doi.org/10.1029/2019GL082709
- 89. Runov A., Sergeev V.A., Nakamura R., Baumjohann W., Apatenkov S., Asano Y., Takada T., Volwerk M., Voros Z., Zhang T.L., Sauvaud J.-A., Rème H., Balogh A. // Annales Geophys. 2006. V. 24. P. 247. https://doi.org/10.5194/angeo-24-247-2006
- 90. Laval G., Pellat R., Vuillemin M. // Plasma Phys. Control. Fusion Res. 1966. V. II. P. 259.
- 91. Petrukovich A.A., Baumjohann W., Nakamura R., Runov A., Balogh A., Rème H. // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. https://doi.org/10.1029/2007JA012349
- 92. Зелёный Л.М., Кропоткин А.П., Домрин В.И., Артемьев А.В., Малова Х.В., Попов В.Ю. // Космич. исслед. 2009. Т. 47. С. 388.
- Taktakishvili A.L., Zelenyi L.M., Sarris E.T., Lopez R.E., Sarafopoulos D.V. // Planetary Space Sci. 1993. V. 41. P. 461. https://doi.org/10.1016/0032-0633(93)90006-N
- 94. Ashour-Abdalla M., Zelenyi L.M., Peroomian V., Richard R.L. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 14891.
- 95. Kistler M., Mouikis C., Mobius E., Klecker B., Sauvaud J.-A., Reme H., Korth A., Marcucci M.F., Lundin R., Parks G.K., Balogh A. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. P. A06213. https://doi.org/10.1029/2004JA010653
- Vaisberg O.L., Avanov L.A., Burch J.L., Waite J.H., Jr. // Adv. Space Res. 1996. V. 8. P. 63.
- 97. Baker D.N., Pulkinen T.I., Angelopoulos V., Baumjohann W., McPherron R.L. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 12975.
- 98. Домрин В.И., Малова Х.В., Попов В.Ю., Григоренко Е.Е., Петрукович А.А. // Космич. исслед. 2020. Т. 58. С. 461. https://doi.org/10.31857/S0023420620060035
- Schindler K., Pfirsch D., Wöbig H. // Plas. Phys. 1973.
 V. 15. P. 1165. https://doi.org/10.1088/0032-1028/15/12/001

_ КОСМИЧЕСКАЯ _ ПЛАЗМА

УЛК 533.9

СОБСТВЕННЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ МОДЫ, ПОДДЕРЖИВАЕМЫЕ ПОЛЕМ ДВОЙНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ НА СТАЛИИ ЕЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ К КОЛЛАПСУ¹

© 2021 г. В. Соррі*

На стадии приближения двойной черной дыры к гравитационному коллапсу обнаружены собственные гравитационные моды (Intrinsic Gravitational Modes, IGM), вызывающие флуктуации электромагнитного поля, которые поддерживаются ее трехмерным переменным гравитационным полем. Эти моды, представляют собой колебания поверхности дисковой плазменной структуры, модулированной в радиальном направлении ("disk-rippling" mode), которая окружает двойную черную дыру. В "вертикальном" направлении (по отношению к вектору углового момента двойной системы) амплитудные профили этих мод соответствуют баллонным модам. В предельном случае, когда их фазовая скорость не превышает скорости света, они вращаются преимущественно с частотой, представляющей собой удвоенную частоту вращения двойной системы. Вследствие характерных резонансных взаимодействий волна—частица (В. Соррі, Plasma Phys, Rep. 45, 438 (2019)) могут возникнуть условия для передачи энергии от популяции частиц высоких энергий к низкоэнергетической популяции (существование таких процессов подтверждено лабораторными экспериментами). С привлечением таких процессов можно предложить объяснение тому, что на стадии приближения двойной черной дыры к коллапсу, в ее спектре не удается зарегистрировать высокоэнергетического электромагнитного излучения. Если дискообразная структура находится в стационарном магнитном поле (В. Соррі, Plasma Phys. Reports. 45, 438 (2019)), то возможно возникновение и развитие другого класса мод за счет воздействия дискообразных структур, поддерживаемых гравитационным полем (B. Coppi, Plasma Phys. Reports. 45, 438 (2019)).

Ключевые слова: двойная черная дыра, собственные гравитационные моды, вращающиеся дисковые структуры, быстро вращающаяся плазма, окружающая двойную черную дыру

DOI: 10.31857/S036729212109002X

1. ВВЕДЕНИЕ

Уже тогда, когда целенаправленные исследования черных дыр (ЧД) еще только начинались, ученые поняли, что их необходимо рассматривать как составную часть физики плазмы высоких энергий (В. Соррі, Т. Regge and J.A. Wheeler, I.A.S., 1968). Тогда же был проведен первый анализ плазменных конфигураций, которые могли бы окружать одиночную ЧД. Фактически, первые объекты, идентифицированные как черные дыры, были обнаружены по рентгеновскому излучению, возникающему при аккреции плазмы на них [1].

Последующее открытие коллапсирующих двойных ЧД [2] стимулировало поиск коллективных процессов, которые могут происходить в окружающей двойную систему плазме на стадии коллапса двойной ЧД и могут быть связаны с наблюдаемым излучением гравитационных волн (ГВ). Таким образом, задолго до последней фазы коллапса двойной ЧД, были обнаружены [3] собственные гравитационные моды (Intrinsic Gravitational Modes, IGM), вызывающие флуктуации электрических полей, которые поддерживаются переменной объемной компонентой гравитационного поля двойной ЧД.

Эти моды, представляют собой колебания поверхности дисковой плазменной структуры, модулированной в радиальном направлении ("diskrippling" mode). В предельном случае, когда их фазовая скорость не превышает скорости света, они вращаются с частотой, представляющей со-

¹ Данная статья подготовлена по результатам работы Международной конференции "Исследования космической плазмы: перспективы ближайших десятилетий", посвященной 80-летию академика Альберта Абубакировича Галеева.

бой удвоенную частоту вращения двойной системы (или, в случае неравной массы черных дыр, образующих двойную ЧД, просто с частотой вращения двойной ЧД). "Вертикальные" (по отношению к вектору углового момента двойной ЧД) амплитудные профили этих мод соответствуют модам типа баллонных [4], и их формирование происходит в результате характерных резонансных взаимодействий волна-частица [5]. Эти резонансные процессы создают условия для переноса энергии [6] от независимо генерируемых популяций частиц высоких энергий к низкоэнергетическим популяциям и подавляют возникающее при этом высокоэнергетическое излучение.

Прямое экспериментальное свидетельство такого переноса энергии приведено в [7]. В действительности, аналогичный процесс, который происходит с участием структуры, имеющей баллонный профиль в вертикальном направлении [5], и позволяет избежать неэффективности, связанной с образованием нелинейных связей [6], может объяснить стабильно наблюдаемое отсутствие высокоэнергетического излучения, обычно сопровождающего излучение гравитационных волн и свидетельствующего о наступлении коллапса двойных ЧД.

Когда дисковая структура находится в магнитном поле [5], взаимодействие плазменных мод, подверженных гравитационному воздействию, с индуцированными флуктуациями плотности может поддерживаться за счет различных процессов взаимодействия мода—частица [5]. Отметим, что в оригинальной статье Я. Зельдовича [8] об электромагнитных и гравитационных волнах в стационарном магнитном поле не рассматривались моды, подобные IGM, которые основаны на геометрии плазменных структур, окружающих источники гравитационных волн.

2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Для дальнейшего анализа мы будем использовать цилиндрические координаты (R, z, φ) . Рассмотрим двойную ЧД, вращающуюся в плоскости z=0. Для простоты, будем считать, что ее компоненты имеют одинаковую массу (то есть, $M_1=M_2=M$). Анализируемая плазма включает в себя дисковые структуры $(z^2 \ll R^2)$, которые мы будем рассматривать в ограниченном интервале радиусов $(|R-R_0|>R_0)$, где R_0 — расстояние до центра тяжести двойной ЧД, в пределях которого можно пренебречь релятивистскими поправками. Тогда соответствующий ньютоновский гравитационный потенциал можно приближенно представить в виде

$$\Phi_G \simeq \Phi_G^0(R, z) + \hat{\Phi}_G(R, z, \varphi, t), \qquad (2.1)$$

гле

$$\Phi_G^0 \simeq \Phi_G^{00} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{z^2}{R^2} \right) \tag{2.2}$$

это постоянная компонента, которая для

$$\Phi_G^{00} \equiv 2\frac{GM}{R},\tag{2.3}$$

может включать поправку Пачинского—Вийта (то есть, $2GM/(R-r_{sc})$). Здесь $r_{sc}=2R_G$ и $R_G\equiv \equiv 2GM/c^2$. Кроме того,

$$\hat{\Phi}_G \simeq -\frac{3}{2}\Phi_G^0 \frac{d_G^2}{R^2} \left(1 - \frac{3}{16} \frac{z^2}{R^2}\right) \cos[2(\varphi - \Omega_{ob}t)], \quad (2.4)$$

где d_G — расстояние межу массами M_1 и M_2 , Ω_{ob} — орбитальная частота двойной системы, а частоту обращения по кеплеровской орбите на расстоянии R_0 от двойной системы обозначим Ω_K ($\Omega_K^2 \equiv 2GM/R_0^3$).

Когда массы M_1 и M_2 не равны, к выражению (2.4) для $\hat{\Phi}_{G}$ следует добавить первую гармонику, пропорционалную $\cos(\phi - \Omega_{ob}t)$. Мы предполагаем, что в интервале радиусов в окрестности $R = R_0$, где можно пользоваться выражением (2.4) для ньютоновского потенциала $\hat{\Phi}_G$, выполняется неравенство $R < R_{SL}$, где $R_{SL} = c/\Omega_{ob}$ — радиус цилиндра, соответствующего движению со скоростью света. Очевидно, что для заданного радиуса R, это накладывает ограничения на частоту Ω_{ab} , которая может быть включена в рассмотрение на стадии приближения двойной системы к коллапсу (см. Приложение). Кроме того, радиус R должен превышать соответствующий радиус R_{ISCO} самой внутренней устойчивой круговой орбиты (ISCO radius) в экваториальной плоскости. Если мы сильно упростим задачу [9] и будем рассматривать гравитационное поле, создаваемое телом массой 2M, описываемое метрикой Шварцшильда, тогда R_{ISCO} окажется равным $6R_G$, а если мы зададим $R_0^2 \simeq \alpha_G 10^2 R_G^2$, и $R_G \simeq 90$ км, то получим $\Omega_{ob}^{c} \simeq 3 \times 10^{2} / (0.9 \alpha_{G}^{1/2})$ рад/с, то есть, $f_{ob}^{c} \simeq$ $\simeq 50/(\alpha_G^{1/2}) \Gamma_{\text{II}}$.

3. ПЛОСКИЙ СТАЦИОНАРНЫЙ ДИСК

Предположим, что основная стационарная плазменная структура, которая формируется вокруг компактной двойной системы, представляет собой плоский диск состоящий из двух популяций частиц. Для простоты предположим, что это популяции электронов и протонов. С учетом скорости обмена тепловой энергией при столкнове-

ниях между частицами из двух популяций, мы можем считать, что $T_e \simeq T_i$.

Протоны удерживаются гравитацией, что может быть описано следующим уравнением сохранения импульса в проекции на вертикальную ось z:

$$0 \simeq -z\Omega_K^2 m_i n + e n E_z - \frac{dp_i}{dz}, \qquad (3.1)$$

в то время как электроны удерживаются электростатическими силами, и при этом справедливо следующее соотношение:

$$-enE_z - \frac{dp_e}{dz} = 0. ag{3.2}$$

Ожидается, что электронная теплопроводность достаточно велика, и мы можем предположить, что $T_e(z)\simeq T_e^0={\rm const.}$ Тогда для $E_z=-d\Phi_E/dz$, мы получим $e(d\Phi_E/dz^2)-(dp_e/dz^2)/n=0$. Отсюда получаем

$$n \simeq n_0 \exp\left(-\frac{z^2}{2H_F^2}\right),\tag{3.3}$$

И

$$\Phi_E \simeq \Phi_E^0 \left(1 - \frac{z^2}{2H_E^2} \right) \tag{3.4}$$

ДЛЯ

$$H_E^2 = \left[2 \frac{d^2}{dz^2} \left(\frac{e\Phi_E}{T_e^0} \right) \right]^{-1} = \frac{T_e + T_i}{m_i \Omega_K^2}.$$
 (3.5)

Из уравнения (3.1), переписанного в виде

$$\left[m_i \Omega_K^2 + 2 \frac{d}{dz^2} (e \Phi_E)\right] z + \frac{1}{n} \frac{dp_i}{dz} \approx 0$$
 (3.6)

видно, что если T_i постоянна, то и производная $d^2\Phi_E/dz^2$ остается постоянной вдоль вертикальной координаты, соответствующей высоте диска. Чтобы избежать этого, мы должны либо отказаться от этого условия, либо допустить, что диск окружен короной, где потенциал Φ_E может спадать и быть представлен, например, в виде $\Phi_E = \Phi_E^0(1+\overline{z}^2)/(2+\overline{z}^2H_E^2/H_C^2)$, где $\overline{z}^2 \equiv z^2/H_E^2$ и $H_C^2 \gg H_E^2$.

4. МОДУЛЯЦИОННЫЕ "DISK-RIPPLING" МОДЫ

Модуляционные "disk-rippling" моды, которые возбуждаются флуктуирующим гравитационным потенциалом $\hat{\Phi}_G$, можно описать как возмущения плотности частиц следующего вида:

$$\hat{n} \simeq \tilde{n}(z^2, R_0) \cos[2(\varphi - \Omega_{ob}t)], \tag{4.1}$$

где $\tilde{n}(z^2) < n_0$ — четная функция переменной z, локалзованная, как правило, на расстоянии порядка H_F .

Согласно уравнению (2.4), эти моды возникают под действием осцилирующей вертикальной силы, которая может быть записана в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial z}\hat{\Phi}_{G}(R_{0},z,\varphi,t) = \frac{d\tilde{\Phi}_{G}}{dz}\cos[2(\varphi - \Omega_{ob}t)], \qquad (4.2)$$

где

$$\frac{d\tilde{\Phi}_G}{dz} = \frac{9}{16} \frac{d_G^2}{R_0^2} \Phi_G^{00} \frac{z}{R_0^2} = -\varepsilon_G \frac{d\tilde{\Phi}_G^0}{dz}$$
(4.3)

и $\varepsilon_G \equiv (9/16) d_G^2/R_0^2$. Поэтому положим

$$\tilde{\Omega}_K^{0.2} = \varepsilon_G \Omega_K^2, \tag{4.4}$$

где $\varepsilon_G < 1$, и представим осциллирующую вертикальную силу в следующем виде:

$$m_i n \tilde{\Omega}_K^{0.2} z \cos \left[2(\varphi - \Omega_{ob} t) \right] \equiv m_i n \tilde{\Omega}_K^2.$$
 (4.5)

Для простоты будем решать соответствующие уравнения для мод в линеаризованном приближении.

Принимая во внимание, что на стадии коллапса двойной звезды могут достигаться относительно высокие значения Ω_{ob} , величина и профиль флуктуирующей плотности частиц вдоль оси z должны быть получены из уравнений для закона сохранения полного импульса и закона сохранения количества частиц. Первое из упомянутых уравнений можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial \hat{u}_z}{\partial t} = -(\tilde{\Omega}_K^2)z - \Omega_K^2 \frac{\hat{n}}{n}z - \frac{T_e + T_i}{m} \frac{1}{n} \frac{d\hat{n}}{dz}$$
(4.6)

для $T_e = T_i \equiv 2T \simeq \text{const.}$

Если не принимать во внимание процессы переноса, то закон сохранения количества частиц выглядит весьма просто:

$$\frac{\partial \hat{n}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n\hat{u}_z) = 0 \tag{4.7}$$

и объединяя его с (4.6), мы получим следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2 \hat{n}}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \Omega_K^2 \hat{n} z + (\tilde{\Omega}_K^2) n z + \frac{2T}{m_i} \frac{d\hat{n}}{dz} \right\} = 0.$$
 (4.8)

Простое решение этого уравнения выглядит следующим образом:

$$4\Omega_{ob}^2 \hat{n} = -(\tilde{\Omega}_K^2) \frac{d}{dz} (nz) = -(\tilde{\Omega}_K^2) n(\overline{z}^2) (1 - \overline{z}^2), \quad (4.9)$$

в предположении, что величина

$$\frac{\tilde{n}}{n} \sim \frac{\tilde{\Omega}_K^2}{\Omega_{ob}^2} \sim \frac{d_G^5}{R_0^5}$$

является очень малой. В этом случае уравнение (4.6) приобретает следующий вид:

$$\frac{\partial \hat{u}_z}{\partial t} = -(\tilde{\Omega}_K^2)z\tag{4.10}$$

подтверждая тот факт, что \hat{u}_z является нечетной функцией переменной z.

Заметим, что (стационарное) решение (3.3) уравнения (3.1) при $T_e + T_i = \text{const}$ согласуется с уравнением переноса

$$\Gamma_{p} = -D_{n} \frac{dn}{dz} + (\omega_{n} z)n, \qquad (4.11)$$

где Γ_p обозначает поток частиц, который включает в себя диффузионный член и член, описывающий приток частиц. Было показано, что такой вид функции Γ_p хорошо описывает [10] результаты экспериментов по переносу частиц в плазме с хорошим удержанием, и, кроме того, он был обоснован теоретически. В рассматриваемом стационарном случае условие $\Gamma_p = 0$ соответствует следующему соотношению

$$\frac{D_n}{\omega_n} = H_E^2. (4.12)$$

Аналогично мы можем рассмотреть случай, когда флуктуации в системе возникают под действием потенциала $\hat{\Phi}_G$ и величина \tilde{n}/n уже не является столь малой, как это считалось при выводе решения (4.9), например, рассмотрим случай

$$\frac{\tilde{n}}{n} \sim \frac{(\tilde{\Omega}_K^2)}{\Omega_K^2}.$$

В частности, если мы предположим, для простоты, что $D_n^2 \gg (\Omega_{ob} H_E^2)^2$, то мы можем записать поток частиц в виде

$$\tilde{\Gamma}_{p} \propto -\frac{D_{n}}{\omega_{n}} \frac{d\hat{n}}{dz} + z\hat{n} \approx 0 \tag{4.13}$$

И

$$\tilde{n} \sim \frac{(\tilde{\Omega}_K^2)}{\Omega_K^2} n \exp\left(-\frac{\overline{z}^2}{2}\right) \equiv \tilde{n}_D(\overline{z}^2).$$
 (4.14)

Если $D_n \sim \Omega_{ob} H_E^2$, то мы можем записать, что $\hat{n} = \hat{n}_D + \Delta \hat{n}$, и вывести выражение для $\Delta \hat{n}$ из уравнения баланса частиц

$$\frac{\partial}{\partial t}(\hat{n}_D + \Delta \hat{n}) - D_n \frac{d^2}{dz^2}(\Delta \hat{n}) = 0. \tag{4.15}$$

Тогда \hat{u}_z можно найти из следующего уравнения:

$$\frac{\partial \hat{u}_z}{\partial t} \simeq \Omega_K^2 H_E \overline{z} \left\{ -\frac{\Delta \hat{n}}{n} + \frac{\hat{n}_D}{n} - 2 \frac{d^2}{d\overline{z}^2} \Delta \hat{n} \right\}$$
(4.16)

и получить оценку

$$\hat{u}_z \sim \frac{\Omega_K^2}{\Omega_{-L}} H_E \frac{\hat{n}_D}{n},\tag{4.17}$$

из которой видно, что эта величина не дает существенного вклада в уравнение (4.15).

Как будет показано в разд. 5, флуктуирующее электрическое поле зависит от $\Delta \hat{n}$, и чтобы оценить его величину, рассмотрим уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta \hat{n}) - \left(\frac{D_n}{\Omega_{ob}H_F^2}\right) \frac{\partial^2}{\partial z^2}(\Delta \hat{n}) = \frac{\partial}{\partial t} \hat{n}_D, \tag{4.18}$$

которое после проведения фурье-преобразования величины \tilde{n} приведет нас к следующему выражению:

$$(\tilde{n})_k \simeq \frac{\tilde{\Omega}_K^2}{\Omega_K^2} \frac{A_D \overline{k}^4}{1 + A_D \overline{k}^4} \exp(-2\overline{k}^2), \tag{4.19}$$

где $A_D \equiv [D_n/(2\Omega_{ob}H_E^2)]^2$.

5. ФЛУКТУИРУЮЩИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ

Компоненты электрического поля, которые имеют отношение к вышеизложенному анализу, — это $\hat{E}_R \simeq 0$, $\hat{E}_z = -\partial \hat{\Phi}_E/\partial z - \partial \hat{A}_z/\partial (ct)$, и $\hat{E}_{\phi} = -\partial \hat{\Phi}_E/(R\partial \phi) - \partial \hat{A}_{\phi}/\partial (ct)$. Они, очевидно, подчиняются условию $\nabla \cdot \hat{\mathbf{A}} = 0$. Закон сохранения импульса электрона в проекции на ось z можно записать в следующем виде:

$$\hat{E}_z \simeq -\frac{\hat{n}}{n} E_z - \frac{T_e}{en} \frac{d\hat{n}}{dz},\tag{5.1}$$

где $E_z = -(T_e/e)(dn/dz)/n$. Поэтому если $\tilde{n} \propto n$, то $\tilde{E}_z = 0$. Отсюда, используя кроме того уравнение для координаты ϕ ,

$$e\left[\frac{1}{R}\frac{\partial\hat{\Phi}_{E}}{\partial\varphi} + \frac{\partial}{\partial(ct)}\hat{A}_{\varphi}\right] = \frac{1}{R}\frac{1}{n}\frac{\partial\hat{n}}{\partial\varphi}$$
 (5.2)

можно сделать вывод, что $\hat{\Phi}_E = \hat{\Phi}_E^0$, где

$$e\hat{\Phi}_E^0 = \frac{\hat{n}}{n}T_E,\tag{5.3}$$

в то время как $\hat{A}_{\varphi} = \hat{A}_{z} = 0$.

Если вместо этого мы имеем $\hat{n} = \hat{n}_D + \Delta \hat{n}$, то для продольной компоненты можно получить выражение

$$\hat{E}_z \simeq -\frac{T_e}{e} \frac{d}{dz} \left(\frac{\Delta \hat{n}}{\tilde{n}_D} \right) \tag{5.4}$$

для случая $\left|\Delta\hat{n}/\tilde{n}_{D}\right| \ll 1$. Тогда $\hat{\Phi}_{E} = \hat{\Phi}_{E}^{0} + \Delta\hat{\Phi}_{E}$, и мы получаем выражение $\Delta\hat{\Phi}_{E} = (T_{e}/e)\Delta\hat{n}/\tilde{n}_{D}$. Очевидно, что анализируемые моды относятся к электростатическому типу.

6. ИНДУЦИРОВАННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

В случае, если пространственный масштаб флуктуаций электронной температуры составляет порядка R_0 , но при этом сама температура остается практически постоянной на расстояниях порядка H_E , то вращающиеся электромагнитные моды могут существовать в отсутствие значительных возмущений плотности частиц. То есть мы предполагаем, что соответствующая флуктуация температуры электронов может быть представлена как

$$\hat{T}_e \simeq \tilde{\tilde{T}}_e^0 \cos[2(\varphi - \Omega_{ob}t)] \tag{6.1}$$

и, учитывая скорость обмена тепловой энергией между электронами и популяцией ядер, мы можем принять

$$\hat{T}_i \simeq \hat{T}_e$$
.

Для случая $\Omega_{ob} \left| \hat{u}_{iz} \right| < \left| (\tilde{\Omega}_K^2) \right| z$ и $\left| \hat{n}/n \right| \ll \left| \hat{T}_e/T_e \right|$ уравнение сохранения полного количества движения вдоль оси z выглядит просто

$$0 \simeq -(\tilde{\Omega}_K^2) m_i n z - (\hat{T}_e + \hat{T}_i) \frac{dn}{dz}. \tag{6.2}$$

В этом случае флуктуации температуры $\hat{T}_e + \hat{T}_i \simeq 2\hat{T}_e$ индуцируются флуктуирующей вертикальной силой тяжести, и к уравнению (6.2) необходимо добавить соответствующее уравнение баланса тепловой энергии электронов.

В пределе относительно большой электронной теплопроводности это уравнение можно представить как

$$\hat{S}_e^{th} \simeq \frac{1}{R_0^2} D_e^{th} \left(\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \hat{T}_e \right) n. \tag{6.3}$$

Следовательно, флуктуации \hat{S}_e^{th} индуцируются флуктуациями $(\tilde{\Omega}_K^2)$. При указанных условиях

ф-компонента уравнения сохранения полного количества сводится к

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{u}_{i\varphi} \simeq -\frac{2}{m_i R_0} \frac{\partial \hat{T}_e}{\partial \varphi}.$$
 (6.4)

Видно, что возмущения давления $\hat{p}_e \simeq n \hat{T}_e$ вдоль оси z имеют профиль баллонных мод.

Соответственно, уравнения баланса импульса электронов имеют вид

$$-en\hat{E}_z - \hat{T}_e \frac{dn}{dz} = 0 ag{6.5}$$

И

$$-e\hat{E}_{\varphi} - \frac{1}{R_0} \frac{\partial}{\partial \varphi} \hat{T}_e = 0. \tag{6.6}$$

Тогда, если мы используем выражение для флуктуаций потенциала

$$\hat{\Phi}_E \simeq \tilde{\Phi}_E^0 \left(1 - \frac{z^2}{2H_E^2} \right) \cos[2(\varphi - \Omega_{ob}t)], \qquad (6.7)$$

то из уравнения (6.6) получим

$$e\tilde{\tilde{\Phi}}_E^0 = \tilde{\tilde{T}}_e^0, \tag{6.8}$$

для $\hat{E}_{\phi}=-(\partial\hat{\Phi}_{E}/\partial\phi)/R-\partial\hat{A}_{\phi}/\partial(ct)$, и

$$\frac{\partial \hat{A}_{\varphi}}{\partial (ct)} = \frac{z^2}{2H_E^2} \frac{1}{R} \frac{\partial \hat{\Phi}_E}{\partial \varphi}.$$
 (6.9)

Таким образом,

$$\hat{A}_{\varphi} = \tilde{\Phi}_{E}^{0} \left(\frac{c}{\Omega_{ob} R} \right) \frac{z^{2}}{2H_{E}^{2}} \cos[2(\varphi - \Omega_{ob} t)]$$
 (6.10)

и, при условии $\nabla \cdot \hat{\bf A}=0$, получаем $\hat{A}_z \sim \hat{A}_\phi H_e/R_0$, что означает, что $\hat{E}_z \simeq -\partial \hat{\Phi}_E/\partial z$.

Заметим, что соответствующие флуктуирующие магнитные компоненты равны $\hat{B}_{\varphi} = 0$, $\hat{B}_{R} \simeq -\partial \hat{A}_{\varphi}/\partial z \propto (z/R)\tilde{\tilde{\Phi}}_{E}^{0}$ и $\hat{B}_{z} \simeq \hat{A}_{\varphi}/R \propto [z^{2}/(2R^{2})]\tilde{\tilde{\Phi}}_{E}^{0}$.

7. ГОФРИРОВАННАЯ СТРУКТУРА ДИСКА, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ "DISK-RIPPLING" МОДЫ И "DISK-RIPPLING" МОДЫ С $m^0 > 2$

Осесимметричная структура, которая может поддерживаться основной компонентой гравитационного потенциала, представляет собой "гофрированный диск" (модулированный в радиальном направлении), который можно описать следующим образом:

$$n(z) + \hat{n}_k(z, R - R_0) =$$

$$= \{n_0(R_0) + \tilde{n}_k(R_0)\cos[k_R(R - R_0)]\}\exp(-\overline{z}^2/2),$$
где $(k_R R_0)^2 \gg 1$ и $\tilde{n}_k < n_0$.

В этом случае в добавок к проекции уравнения сохранения импульса электрона на ось z, следует рассматривать еще и R-компоненту этого уравнения, то есть, уравнение для $\hat{E}_R = -\partial \hat{\Phi}_{Ek}/\partial R$ и $\hat{\Phi}_{Ek} = \tilde{\Phi}_k \cos[k_R(R-R_0)]$

$$-en_0k_R\tilde{\Phi}_k\sin[k_R(R-R_0)] + + T_ek_R\tilde{n}_k\sin[k_R(R-R_0)] \simeq 0.$$
(7.2)

Тогда, для $T_e=\mathrm{const}$, мы получим $\tilde{n}_k=n_0(e\tilde{\Phi}_k/T_e)$.

Когда принимается во внимание воздействие переменной составляющей гравитационного потенциала, то могут возникать трехмерные моды, например, такие, которые можно представить следующим образом:

$$n(z) + \hat{n}_k(z, R - R_0) + \hat{n}_k(z, R - R_0, \varphi, t),$$
 (7.3)

где

$$\hat{\hat{n}}_k(z, R - R_0, \varphi, t) = \tilde{\hat{n}}_k(R_0) \times \times \exp(-\overline{z}^2/2) \{\cos[k_R(R - R_0)]\cos[2(\varphi - \Omega_{ob}t)]\}.$$
(7.4)

Для полноты картины, обсудим кратко вращающиеся моды с тороидальными числами $m^0 > 2$. Очевидно, в приближении соответствующих линеаризованных уравнений сохранения эти "diskrippling" моды не могут напрямую возбуждаться потенциалом $\hat{\Phi}_G$. Их можно представить, например, в следующем виде:

$$\hat{T}_e \simeq \tilde{T}_e^0 \cos[m^0 \varphi - l^0 (2\Omega_{ob})t], \qquad (7.5)$$

где I^0 — действительное число. В этом случае уравнение сохранения полного импульса в проекции на ось z сведется к следующему уравнению:

$$m_i \frac{\partial \hat{u}_{iz}}{\partial t} = -\hat{T}_e \frac{1}{n} \frac{dn}{dz},\tag{7.6}$$

а уравнение баланса тепловой энергии электронов можно переписать в виде

$$\hat{S}_D = \frac{(m^0)^2}{R_0^2} D_e^{th} \hat{T}_e n, \tag{7.7}$$

где \hat{S}_D описывает процесс, поддерживающий рассматриваемые флуктуации (например, нелинейный процесс затухания, который еще предстоит идентифицировать).

В соответствии с уравнением (4.2) можно рассматривать однородное линеаризованное уравнение

$$\frac{\partial^2 \hat{n}}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \Omega_K^2 \hat{n} z + \frac{2T}{m_i} \left[\frac{\partial \hat{n}}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial z} (n \hat{T}) \right] \right\} = 0, \quad (7.8)$$

и его решения вида

$$\hat{n} = \tilde{n}(z) \exp(ik_z z)$$

при условиях $(k_z H_E)^2 \gg 1$, $k_z^2 V_s^2 \sim \Omega_{ob}^2 \gg \Omega_K^2$ и $m^0 \geq 2$ для $V_s^2 \equiv 2T/m_i$. Теперь мы можем перейти к дальнейшему анализу, целью которого является исследовать возможные взаимодействия мод такого рода и их связь с исходным $(m^0 = 2)$ членом $\tilde{\Omega}_K^2 m_i nz$.

8. ПРОФИЛИ БАЛОННЫХ МОД И РЕЗОНАНСНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОДА-ЧАСТИЦА

Баллонными модами, о которых впервые заговорили в 1965 г., были названы неустойчивости, развивающиеся в плазме, удерживаемой магнитным полем [4]. В [5] были рассмотрены колебательные моды, которые в вертикальном направлении имеют структуру, напоминающую баллонные моды. При этом они подвергаются воздействию силы тяжести, но не зависят от нее (как IGM-моды). Эти колебательные баллонные моды можно рассматривать как суперпозицию стоячих волн, имеющих одинаковую частоту и относительно широкий спектр фазовых скоростей. Различные компоненты моды могут вступать в резонансные взаимодействия волна—частица [6], и при широком спектре задействованных фазовых скоростей, может возникать обмен энергией и импульсом между различными популяциями частиц, находящихся в резонансных условиях. Как будет показано ниже, на вертикальный профиль моды [5] могут влиять кумулятивные эффекты упомянутых взаимодействий волна-частица, если только колебания частиц не подвергаются воздействию вынуждающей силы, как в случае IGM-мод.

Заметим, что в [7] приведено исчерпывающее экспериментальное подтверждение передачи энергии от популяции частиц высокой энергии к частицам, соответствующим "хвосту" распределения низкоэнергетических частиц. В описанных экспериментах проводилась инжекция пучка атомов водорода, создававшего популяцию протонов с энергией 12 кэВ, в тепловую дейтериевую плазму с температурой существенно ниже 1 кэВ. После инжекции наблюдалось резкое увеличение потока нейтронов, возникавших в результате термоядерной D-D-реакции. Одновременно регистрированы флуктуации с частотой, приблизительно равной циклотронной частоте дейтрона. Это указывает на то, что происходило возбуждение собственных колебаний тепловой плазмы [11], раскачка которых обеспечивалась за счет резонансного взаимодействия с инжектируемыми протонами высокой энергии (взаимодействие мода-частица).

Таким образом, можно предположить, что возбуждение IGM мод или связанных с ними бал-

лонных мод, порождаемых плазменными структурами, окружающими двойную систему, может являться причиной того, что на стадии, предшествующей коллапсу двойной черной дыры, не образуются достаточно большие популяции высокоэнергетических электронов, чтобы обеспечить заметную интенсивность высокоэнергетического излучения. В частности, воспользовавшись формулой (4.9), можно провести фурье-преобразование типичного вертикального профиля флуктуаций плотности и получим следующее выражение:

$$(1 - \overline{z}^{2}) \exp\left\{-\frac{\overline{z}^{2}}{2} + i[2(\varphi - \Omega_{ob}t)]\right\} \propto \int_{-\infty}^{\infty} d\overline{k} \, \overline{k} \times \exp(-2\overline{k}^{2}) \exp[i(\overline{k}\overline{z} - 2\Omega_{ob}t + 2\varphi)].$$
(8.1)

В действительности различные волны могут участвовать в различных процессах взаимодействия мода—частица, которые могут приводить к их затуханию или усилению. Если волны затухают, например, за счет передачи энергии взаимодействующей с ними популяции частиц, то для иллюстрации, мы можем предположить, что скорость затухания γ_D зависит от \overline{k} следующим образом: $\gamma_D \simeq \overline{\overline{\gamma}}\overline{k}^2$. В этом случае профиль моды, полученный в результате суперпозиции, аналогичной (8.1), будет выглядеть следующим образом: $(1+\overline{\overline{\gamma}}t)^{-1/2}[1-\overline{z}^2/(1+\overline{\overline{\gamma}}t)]\exp[-\overline{z}^2/(1+\overline{\overline{\gamma}}t)]$. То есть амплитуда моды со временем будет уменьшаться, а спектр ее уширяться.

При вынуждающем воздействии на моду с помощью компоненты гравитационного потенциала $\hat{\Phi}_G$ происходит компенсация $\overline{\overline{\gamma}}$ и сохраняется профиль, согласованный с частотой моды, которая является вещественной.

9. ВНЕШНЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Анализ, представленный в предыдущих разделах, можно распространить на случай, когда рассматриваемые дисковые структуры находятся в вертикальном постоянном магнитном поле B_z [5]. В этом случае могут возбуждаться дополнительные моды, существование которых не связано напрямую с наличием силы тяжести. Однако эти моды возбуждаются плазменными структурами, окружающими двойную ЧД, а существование этих структур, в свою очередь, поддерживается гравитацией [5]. Амплитуды этих мод обладают баллонной структурой в вертикальном направлении [4], что является следствием формы профиля плотности частиц стационарного диска в вертикальном направлении. Они представляют собой колебания, модулированные в радиальном и тороидальном направлениях, и могут быть идентифицированы как магнито-гравитационные моды.

Соответствующие флуктуации магнитного поля могут быть представлены в следующем виде:

$$\hat{B}_z \simeq \tilde{B}_z \cos[2(\varphi - \omega t)] \exp\{ik_R(R - R_0)\},$$

где $k_R^2 R_0^2 \gg 1$, и $\tilde{B}_z(z)$ является функцией переменной z, локализованной на расстоянии Δ_z , таком что $\Delta_z^2 \ll H_e^2$. Соответствующие резонансные взаимодействия мода—частица происходят при участии флуктуирующих магнитных полей с амплитудами $\tilde{B}_z(z)$, и эти моды могут вызывать значительные флуктуации плотности частиц. Очевидно, что в случае, когда система находится во внешнем магнитном поле, диапазон процессов, которые могут возникать в результате взаимодействий мода—частица, включая процессы, допускающие появление популяций частиц высокой энергии, расширяется.

Автор благодарит В. Basu и R. Spigler, которые проявили большой интерес к предмету данной статьи, и внесли в нее ощутимый вклад. Автор благодарит также G. Bertin за экспертную оценку статьи.

Автор посвящает эту статью 80-летию А.А. Галеева, с которым связывают многие годы искренней дружбы. А.А. Галеев внес ощутимый вклад во все области исследования, связанные с физикой плазмы.

Работа выполнена при частичной поддержке Национального исследовательского совета Италии (Consiglio Nazionale delle Ricerche, Italy)) и Фонда Кавли (the Kavli Foundation, MIT Kavli Institute, USA).

ПРИЛОЖЕНИЕ

ЭВОЛЮЦИЯ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ

В соответствии с приведенным выше анализом, будем считать, что коллапс двойной системы является результатом потери энергии и момента количества движения вследствие излучения гравитационных волн. Для случая $M_1 = M_2 \equiv M$ можно записать соответствующую излученную мощность в виде [12]

$$\frac{d\varepsilon_b}{dt} = -\frac{4}{5} \left[d_G \frac{\Omega_{ob}}{c} \right]^3 M \left(R_G d_G \Omega_{ob}^2 \right) \Omega_{ob} \tag{A1}$$

и, поскольку $\Omega_{ab}^{6} = (2GM/d_{G}^{3})^{3}$, то

$$\frac{d\varepsilon_b}{dt} = -\frac{64}{5} \frac{G^4}{c^5} \frac{M^5}{\left[d_G(t)\right]^5} \propto \left(Mc^2\right) \left(\frac{R_G^4}{d_G^4}\right) \frac{c}{d_G}.$$
 (A2)

Тогда

$$\frac{d}{dt}[d_G(t)] = -\frac{8}{5} \left[\frac{R_G}{d_G(t)} \right]^3 c \tag{A3}$$

800

И

$$\begin{split} \frac{1}{\Omega_{ob}^{2}} \frac{d\Omega_{ob}}{dt} &= -\frac{3}{2} \frac{1}{\Omega_{ob}} \frac{1}{d_{G}(t)} \frac{d}{dt} [d_{G}(t)] = \\ &= -\frac{12}{5} \frac{R_{G}^{2}}{d_{G}(t)} \frac{\Omega_{ob}(t)}{c}. \end{split} \tag{A4}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Remillard R.A., McClintock J.E. Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2006. V. 44. P. 49.
- 2. Abbott B.P. et al. Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 161101.
- 3. *Coppi B*. Invited Paper at the "International Conference on Space Plasma Science Perspectives" (12 October, 2020, IKI Space Research Institute, Moscow).
- 4. Coppi B., Rosenbluth M.N., Yoshikawa S. Phys. Rev. Lett. 1968, V. 20, P. 190.

- 5. Coppi B. Plasma Phys. Rep. 2019. V. 45. P. 438.
- Coppi B., Rosenbluth M.N., Sudan R.N. Ann. Phys. 1969. V. 55. P. 207.
- 7. Magee R., Necas A., Clary R., Korepanov S., Nicks S., Roche T., Thompson M.C., Binderbauer M.W., Tajima T., Nature Physics. 2019. V. 15. P. 281.
- 8. Zeldovich Y.B. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1973. V. 65. P. 1311.
- 9. Maronetti P., Duez M.D., Shapiro S.L., Baumgarte T.W. Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 141101.
- 10. Coppi B., Spight C. Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 551.
- 11. *Coppi B., Basu B., Cardinali A., Gatto R.* Nucl. Fusion (2021) (to be published).
- 12. Ohanian H.C., Ruffini R. Gravitation and Spacetime. Publ. Norton & Co., N.Y. 1994.

Перевод с англ. И.А. Гришиной

Intrinsic Gravitational Modes Sustained by Black Hole Collapsing Binaries

B. Coppi#

Massachusetts Institute of Technology, City, USA #e-mail: coppi@psfc.mit.edu

Intrinsic Gravitational Modes (IGM) involving electromagnetic field fluctuations are found that are sustained by the time-dependent tridimensional gravitational field of Black Hole binaries as their collapse is approached. These "disk-rippling" modes, emerging from a plasma disk structure surrounding a binary, have ballooning amplitude profiles in the "vertical" direction (referring to the binary angular momentum vector) and rotate mainly with a frequency of twice the binary rotation frequency in the limit where their phase velocity does not exceed the speed of light. Relevant mode—particle resonances (B. Coppi, Plasma Phys. Rep. 45, 438 (2019)) can provide a means to transfer energy from high to low energy populations (a process evidenced by laboratory experiments) and offer an explanation for the absence of detectable high energy radiation emission as the observed collapse of Black Hole binaries is approached. When the disk structure is immersed in a (stationary) magnetic field (B. Coppi, Plasma Phys. Reports. 45, 438 (2019)), another class of modes, affected by gravity-sustained disk structures, can emerge and extend (B. Coppi, Plasma Phys. Reports. 45, 438 (2019)).

Keywords: Black Hole binaries, Intrinsic Gravitational Modes, Rotating Disk Structures, Fast rotating binary surrounding plasmas

_____ КОСМИЧЕСКАЯ ____ ПЛАЗМА

УЛК 533.951

СЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ОСТРОВОВ И РАСЧЕТ ДОЛИ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ ЧАСТИЦ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

© 2021 г. И. А. Молотков^{а, *}, Н. А. Рябова^{а, **}

^а Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Троицк, Москва, Россия

> *e-mail: iamolotkov@yandex.ru **e-mail:ryaboya@izmiran.ru

Поступила в редакцию 19.12.2020 г. После доработки 06.05.2021 г. Принята к публикации 11.05.2021 г.

Предлагаемая статья использует существенно разные подходы для аналитического описания процессов слияния магнитных островов. Один подход основан на системе нелинейных магнитогидродинамических (МГД) уравнений, а второй — базируется на уравнении переноса для функции распределения частиц солнечного ветра по скоростям. В стандартном случае эти подходы основаны на использовании одножидкостного варианта плазмы, когда плазма и есть единственная жидкость. В данной статье оба подхода применяются при двухжидкостной модели, когда плазма трактуется как объединение ионной и электронной жидкостей. Физические процессы в плазме солнечного ветра приводят к дополнительному образованию магнитных островов. Особенно велика роль этих процессов в окрестности фронта межпланетной ударной волны. При реализации первого подхода изучен процесс слияния магнитных островов. При реализации второго подхода подсчитана доля высокоэнергичных частиц в плазме солнечного ветра. Установлено количество частиц, приобретающих в солнечном ветре (в том числе при процессах слияния магнитных островов) энергию свыше 1 МэВ. Во всех рассмотренных частных случаях найдены явные выражения и количественные оценки для основных параметров солнечного ветра.

Ключевые слова: магнитные острова, двухжидкостная модель плазмы, ускорительные процессы в плазме солнечного ветра

DOI: 10.31857/S0367292121090067

1. ВВЕДЕНИЕ. СТАНДАРТНАЯ МГД-СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Развитие магнитной гидродинамики привело к ее совершенствованию, при котором плазма трактуется как смесь ионной и электронной жидкостей, что означает переход к двухжидкостной магнитной гидродинамике. Именно такая версия системы МГД-уравнений будет играть важнейшую роль в нашей работе.

Рассматриваем бесстолкновительную (или малостолкновительную) плазму солнечного ветра, в которой длина свободного пробега l много больше других масштабов длины. Процессы в плазме солнечного ветра — турбулентность, магнитное пересоединение и др. [1—3] приводят к образованию мелкомасштабных магнитных островов — замкнутых сгустков магнитного поля. Характерный размер магнитных островов порядка 0.001-0.01 а. е. (1 а. е.=149.6 млн. км). Слияния магнитных островов создают дополнительное электрическое поле [3]. Процессы слияния магнитных островов характерны для зоны позади фронта межпланет-

ной ударной волны. Полагаем, что рассматриваемое движение солнечного ветра является одномерным и стационарным.

Для конкретного описания слияния магнитных островов можем указать три разные использованные модели слияния магнитных островов.

- 1. Модель Свита—Паркера, модель приведена в книге [2], с. 24. Оригинальные публикации [4] и [5]. Эта модель медленного пересоединения магнитных островов, направленная на объяснение выделения энергии в солнечных вспышках. Сейчас ведется поиск быстрого процесса пересоединения для описания солнечных вспышек.
- 2. Модель с разрывом сепаратрисы, модель также приведена в книге [2], с. 574. Оригинальная публикация [6]. Важность этой модели антипараллельного слияния в том, что межпланетные магнитные поля строго антипараллельны полю магнитосферы.
- 3. Важная роль (еще одной модели) слияния магнитных островов отмечена также в работе [3].

Надо отметить, что в нашей работе учитываются все перечисленные выше модели слияния магнитных островов.

При использовании двухжидкостных моделей солнечного ветра как при применении уравнений магнитной гидродинамики (см. [2, 3, 7]), так и при использовании функций распределения частиц по скоростям (см. [3]), оба возможных подхода оказываются весьма актуальными. Первый подход особенно важен при реализации модели медленного пересоединения магнитных островов Свита—Паркера [5, 6] и при оценке ускорительных процессов, см. [3]. Второй подход после использования уравнений (40), (41) данной статьи, приводящих к формуле (48), дает непосредственную оценку ускорительных процессов в солнечном ветре. Таким образом, оба реализуемых подхода актуальны для используемой модели солнечного ветра.

Вначале рассматриваем стандартную одножидкостную модель плазмы, что будет являться важной ступенью для понимания расчетов для двухжидкостной модели и сопоставления результатов.

Начинаем с анализа процесса слияния. Обратимся к нелинейным уравнениям магнитной гидродинамики (см. [2, 7]). В некоторых частных случаях эти уравнения удается точно или приближенно проинтегрировать.

Рассмотрим тонкий двумерный слой

$$-h \le x \le 0, \quad -\infty < y < \infty,$$
 (1)

примыкающий к фронту межпланетной ударной волны и расположенный позади этого фронта ударной волны. В связи с (1) полагаем, что области перед фронтом соответствует x>0, а позади фронта — x<0. Считаем, что толщина слоя h мала по сравнению с другими величинами размерности длины и не должна превосходить длину свободного пробега частиц l.

Будем упрощать систему МГД-уравнений. В связи с неравенствами (1) очевидно, что члены с производными $\partial/\partial y$ в этих уравнениях малы по сравнению с членами, содержащими $\partial/\partial x$. Второе упрощение связано с рассмотрением слоя (1), примыкающего к фронту межпланетной ударной волны. Для такого слоя (см. [2], гл. 10) составляющая скорости v_{v} равна нулю или ничтожно мала. Это означает, что скорость плазменного потока направлена по нормали к слою. Наоборот, вектор В направлен преимущественно вдоль слоя. Индексы х и у здесь и далее отмечают компоненты соответствующих векторов. Таким образом, в рассматриваемой системе уравнений кроме малой толщины h содержатся малые величины v_v и B_{x} . Для определенности считаем эти величины также имеющими порядок h и полагаем

$$v_y = a(x, y)h$$
, $B_x = b(x, y)h$.

Функции a(x,y) и b(x,y) — конечные. Из-за малости приведенных выше величин v_y , B_x и h в дальнейшем мы пренебрегаем величиной $\partial B_x/\partial x$.

Для простоты записи полагаем, что

$$v_x = v$$
, $B_v = B$.

В двумерном стационарном случае в результате учета сделанных выше упрощений исходная стандартная система МГД-уравнений принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0, (2)$$

$$\frac{\partial B}{\partial v} = 0, (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(vB - \eta \frac{\partial B}{\partial x} \right) = 0, \tag{4}$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \zeta \rho \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{1}{2\mu} \frac{\partial (B^2)}{\partial x} + F(x, y), \tag{5}$$

$$p = \frac{n_0 k_B}{\rho_0} \rho T. \tag{6}$$

Здесь p — давление, ρ — массовая плотность, n — объемная плотность числа частиц, ρ_0 и n_0 — значения указанных плотностей на фронте межпланетной ударной волны, k_B — постоянная Больцмана, μ — магнитная проницаемость, η — коэффициент магнитной диффузии, ζ — коэффициент кинематического сдвига, T — температура плазмы солнечного ветра. Возможное дополнительное воздействие на плазменную среду учитывается в уравнении (5) слагаемым F(x, y). Полный вид системы уравнений (2)—(6) приведен, например, в книге [2]: уравнения (1.1), (1.9), (1.12), (1.21), (1.11).

Присутствие диффузионных коэффициентов η и ζ в уравнениях (4) и (5) означает, что рассматриваемая плазма является слабостолкновительной, допускающей единичные столкновения. Кроме выписанных МГД-уравнений будем использовать уравнение Паркера

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (\rho v^2),\tag{7}$$

связывающее давление, плотность плазмы и скорость частиц в солнечном ветре [4].

Среди величин, описывающих процессы в солнечном ветре, наибольший интерес представляют две величины: скорость частиц плазменного потока v и квадрат индукции магнитного поля B^2 . Для этих величин как в стандартном, так и в рассмотренном далее двухжидкостном случае, сформулируем начальные условия на фронте ударной волны (при x=0)

$$v|_{x=0} = c_0, \quad B^2|_{x=0} = B_0^2,$$
 (8)

где c_0 — быстрая магнитозвуковая скорость в плазме солнечного ветра (см. [8]). Величина c_0 зависит от температуры плазмы. На уровне орбиты Земли температура протонов солнечного ветра равна 5×10^4 K, температура электронов равна 1.5×10^5 K. Поэтому будем полагать среднюю температуру в солнечном ветре равной $T_{\rm cp} = 10^5$ K. Тогда быстрая магнитозвуковая скорость приблизительно равна

$$c_0 \approx 40 \text{ KM/c}. \tag{9}$$

Ближайшая цель данного раздела состоит в выводе стандартных уравнений (2)—(6) в примыкающем к фронту межпланетной ударной волны тонком слое (1) и анализе процессов слияния магнитных островов в этом слое. Среди перечисленных уравнений уравнения (4)—(6) являются основными. Слагаемые в уравнении (5) имеют разный порядок, слагаемое с множителем $\partial^2 v/\partial x^2$ является старшим. Поэтому из (5) следуют два соотношения

$$v = c_0 + x v_1(y), \quad v_1 > 0$$
 (10)

И

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{2\mu} \frac{\partial (B^2)}{\partial x} = 0. \tag{11}$$

В соотношении (10) использован тот факт, что скорость плазменного потока на фронте межпланетной ударной волны равна скорости магнитного звука c_0 в плазме солнечного ветра. В (11) использованы соотношение (2) и уравнение Паркера (7). Линейность скорости частиц солнечного ветра по x в слое (1) и равенство (7) позволяют утверждать, что и квадрат магнитной индукции в этом слое линеен по x

$$B^2 = B_0^2 - x B_1^2. (12)$$

В соответствии с (12) знак перед B_1^2 выбран противоположным по сравнению со знаком при v_1 в (10). Величина B_0^2 в (12) определяет квадрат магнитной индукции на фронте межпланетной ударной волны. Подставляя в уравнение (4) соотношения (10) и (12) и собирая в получившемся равенстве главные члены, получаем равенство

$$\frac{V_1}{c_0} = \frac{B_1^2}{2B_0^2},\tag{13}$$

связывающее поправки v_1 и B_1^2 . Из уравнения (2) следует, что убывание плотности ρ по x влечет нарастание скорости частиц солнечного ветра при x < 0, т.е. положительность v_1 ($v_1 > 0$). Это дополнительно подтверждает равенство (13). Формула (13) завершает изложение стандартного (одножидкостного) подхода.

Нужно заметить, что среди величин, описывающих процессы в солнечном ветре, наибольший интерес представляет квадрат индукции магнитного поля B^2 , а не сама величина магнитного поля B. Из (12) следует, что величины B_0^2 и xB_1^2 имеют одинаковые размерности. (В равенстве (13) размерности обоих частей совпадают $v_1/c_0[L^{-1}] = B_1^2/(2B_0^2)[L^{-1}]$).

Переходим ко второму подходу. Слияния магнитных островов создают дополнительное электрическое поле [3]. Процессы слияния характерны для зоны позади фронта межпланетной ударной волны. Для описания обсуждаемых процессов уже введена координата x, нормальная к фронту ударной волны, на котором x = 0. Вторая независимая переменная ξ ,

$$\xi = \ln\left(\frac{c}{s}\right) \tag{14}$$

связана со скоростью частиц солнечного ветра c, s — некоторая пороговая скорость. Пороговая скорость s такова, что при c > s частицы солнечного ветра ускоряются благодаря процессам пересоединений, турбулентности или механизмам Ферми. Слияние магнитных островов ранее рассматривалось в работе [3], где было выведено общее одномерное стационарное уравнение переноса

$$K\frac{\partial^{2} f}{\partial x^{2}} - 2V\frac{\partial^{2} f}{\partial x \partial \xi} - (U + 3V)\frac{\partial f}{\partial x} - \frac{2\eta}{3}\frac{\partial f}{\partial \xi} - 2\eta f = 0$$
(15)

для функции распределения $f(x,\xi)$ частиц солнечного ветра по скоростям как перед фронтом, так и за фронтом ударной волны. Обозначения в (15): K – коэффициент пространственной диффузии, U – крупномасштабная скорость течения плазмы, равная U_1 перед фронтом ударной волны и равная U_2 – позади фронта, V – скорость, связанная с действием электрического поля пересоединения, η — коэффициент магнитной диффузии. Использование уравнения (15) связано с упомянутым вторым подходом.

Для плазмы солнечного ветра типичны огромные значения магнитного числа Рейнольдса (см. [2], гл. 1)

$$R_m = L_0 V_0 \, \eta^{-1}. \tag{16}$$

Здесь L_0 — характерный масштаб длины, V_0 — характерная скорость. Для плазмы с таким значением R_m типичны различные процессы, происходящие с магнитными островами — потенциальными ловушками для заряженных частиц. Далее обратим основное внимание именно на процессы слияния магнитных островов.

Настоящая работа продолжает исследования, представленные в работах [1, 3, 9]. Следует отметить, что в упомянутых работах были приведены некоторые данные по скоростям частиц солнечного ветра, но совершенно отсутствовали сведения о динамике магнитного поля в солнечном ветре. Как и в [9], предполагаем, что рассматриваемое движение солнечного ветра фактически является одномерным (вдоль оси *x*) и стационарным. Таким образом, первый подход дает связь (13) поправок к скорости частиц солнечного ветра с поправками к величине магнитной индукции, а второй подход ведет к уравнению переноса (15).

В следующих разделах все расчеты будут проводиться в условиях использования двухжидкостной МГД-модели. Цели нашего исследования: аналитическое описание изменения параметров солнечного ветра под действием слияния магнитных островов (разд. 2); оценка доли высокоэнергичных частиц в потоке солнечного ветра вблизи фронта межпланетной ударной волны (разд. 3).

2. СИСТЕМА МГД-УРАВНЕНИЙ В ДВУХЖИДКОСТНОЙ МОДЕЛИ

Если в стандартной МГД-модели основную роль играли две физические величины — скорость потока частиц солнечного ветра и индукция магнитного поля, то теперь при переходе к двухжидкостной системе уравнений становится важной третья физическая величина — массовая плотность потока плазмы.

Теперь плазма моделируется смесью двух жидкостей: ионной (отмеченной индексом i) и электронной (с индексом e). Как и в предыдущем разделе, рассматриваем стационарный случай, векторы скоростей v_i и v_e считаем направленными вдоль оси x.

Известно, что не всякая совокупность разно-именно заряженных частиц может именоваться плазмой. Важное требование для плазмы состоит в том, что радиус Дебая $\lambda_D \simeq 6.9 \left(T_e/n_e\right)^{1/2} \times 10$ м для нее должен быть мал по сравнению с другими величинами размерности длины в рассматриваемой среде. (Соответствующая формула приведена в [2], стр. 574). Здесь T_e — температура электронов, n_e — плотность электронов.

Во Введении движение плазмы описывалось стандартными уравнениями (4) и (5). В двухжидкостной модели уравнения движения (уравнения Эйлера) имеют вид

$$v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -\frac{k_B}{m_i n_i} \frac{\partial}{\partial x} (n_i T_i) - \frac{e_i}{m_i} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{e_i}{c m_i} [\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}]_x, \quad (17)$$

$$v_e \frac{\partial v_e}{\partial x} = -\frac{k_B}{m_e n_e} \frac{\partial}{\partial x} (n_e T_e) + \frac{e_e}{m_e} \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{e_e}{c m_e} [\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}]_x \quad (18)$$

(см. [10]). Здесь $T_e = 1.5 \times 10^5$ К и $T_i = 5 \times 10^4$ К, что соответствует выписанному ранее равенству $T = 10^5$ К. Последние слагаемые правых частей (17) и (18) содержат известную силу Лоренца, см. [2]. В задачах для солнечного ветра эти слагаемые не являются существенными и далее опущены.

Входящий в (17) и (18) потенциал ф электрического поля удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\Delta \varphi = -4\pi e \left(n_i - n_e \right). \tag{19}$$

Предполагаем далее, что плазма солнечного ветра является квазинейтральной и что ионы являются однозарядными. Тогда имеем

$$e_i = -e_e = e, \quad n_i \approx n_e = n.$$
 (20)

В силу (20) потенциал ф для дальнейшего не существенен.

Умножаем уравнение (17) на m_i и уравнение (18) на m_e . Складывая эти уравнения с учетом (20) и пренебрегая квадратом разности $(v-v_i)$, получаем

$$v\frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{2k_B}{m_B}\frac{\partial}{\partial x}(nT_{\rm cp}). \tag{21}$$

Здесь

$$v = v_i + \frac{m_e}{m_i} v_e \approx v_i, \quad T_{\rm cp} \equiv \frac{1}{2} (T_i + T_e).$$

Поскольку плотность частиц *n* в (21) убывает с координатой *x*, то правая часть (21) положительна. Уравнение (21), как и уравнение (13), описывает увеличение кинетической энергии частиц солнечного ветра за счет кинетической энергии, запасенной сливающимися в дальнейшем магнитными островами.

К уравнению (21) добавляем уравнения непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial x}(nv) = 0, (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(n_e v_e) = 0 \tag{23}$$

и уравнения индукции

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(v_{i,e} B - \eta_{i,e} \frac{\partial B}{\partial x} \right) = 0, \tag{24}$$

 η_i и η_e — коэффициенты магнитной диффузии для ионов и электронов. Известно (см. [2], с. 574), что

$$\frac{v_i}{v_e} = \frac{m_e}{m_i} = \frac{1}{1830}. (25)$$

Коэффициенты магнитной диффузии η_i и η_e для ионов и электронов даются общей формулой

 $\eta T^{3/2} \sim 10^9$ м/с (см. снова [2], с. 574), где T — термодинамическая температура. Отсюда получаем

$$\eta_e = 0.2\eta_i, \quad \eta_i = \eta. \tag{26}$$

Сложение уравнений индукции (24) с использованием (25) и (26) приводит к общему приближенному уравнению индукции

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{m_i}{m_o} v B - \eta \frac{\partial B}{\partial x} \right) = 0. \tag{27}$$

Считаем, что процессами ионизации и рекомбинации можно пренебречь.

От плотности числа частиц n переходим к массовой плотности ρ

$$n = \frac{n_0}{\rho_0} \rho, \tag{28}$$

 n_0 и ρ_0 — значения обеих плотностей на фронте межпланетной ударной волны. Отношение n_0/ρ_0 размерное, но постоянное. Уравнение (22) в силу (28) превращается в уже известное уравнение (4). Подставляем соотношение (28) в правую часть уравнения для кинетической энергии (21). Следующий шаг состоит в использовании уравнения Паркера (7) и учете постоянства в силу (2) произведения $\rho_0 = \rho_0 c_0$. Тогда левая часть (21) пропорциональна выражению $\rho_0 c_0 (\partial v/\partial x)/\rho$. После этих преобразований уравнение (21) принимает вид

$$\frac{\partial v}{\partial x} = -2k_B C \frac{\partial}{\partial x} (\rho T_{\rm cp}), \quad C \equiv \frac{1}{m \cdot \rho_0 c_0}.$$
 (29)

Уже отмечалось, что средняя температура $T_{\rm cp} = T = 10^5 {\rm K}.$

Далее полагаем температуру в солнечном ветре равной $T = T_0 - xT_1$, а массовую плотность равной

$$\rho = \rho_0 - x \rho_1. \tag{30}$$

Собираем постоянные множители в (29) и учитываем, что уменьшение приращения плотности ρ_1 (по сравнению с уменьшением приращения температуры) весьма мало. В результате получаем

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{2k_B T_1}{m_i c_0}. (31)$$

Здесь величина T_1 характеризует малое изменение температуры на участке (1) солнечного ветра. Уравнения (29) и (31) показывают, что именно убывание плотности и температуры солнечного ветра как раз и определяют рост скорости частиц потока солнечного ветра.

Таким образом, в двухжидкостном случае вместо уравнений (2)—(6) получаем новые уравнения (27) и (31). Далее решаем эту новую систему уравнений в тонком слое (1), примыкающем к фронту межпланетной ударной волны и расположенном

позади этого фронта ударной волны, т.е. при координате x < 0.

Далее, с этого момента учитываем влияние процесса слияния магнитных островов, поэтому решение указанной системы уравнений (27) и (31) ищем в виде

$$v = c_0 + xv_i \tag{32}$$

(индекс j — англ. junction) и

$$B = B_0 - \frac{x}{2} \frac{B_j^2}{B_0}. (33)$$

Подстановка соотношений (30), (32) и (33) в общее уравнение индукции (27) приводит к аналогу соотношения (13), связывающему приращение скорости потока v_j и квадрата приращения магнитной индукции

$$\frac{v_j}{c_0} = \frac{B_j^2}{2B_0^2}. (34)$$

Подстановка этих же соотношений в уравнение (31) приводит к дополнительной при учете слиянии магнитных островов скорости $v_j = 2k_BT_1/(m_ic_0)$ потока частиц солнечного ветра. Если учесть, что ([2], с. 574)

$$2k_B T_1 \approx 2.8 \times 10^{-18} \text{ KT} \cdot \text{M/c}^2,$$

 $m_i = 1.7 \times 10^{-27} \text{ KT}, \quad c_0 = 4 \times 10^4 \text{ M/c},$ (35)

то для v_i приближенно получаем

$$v_i = 4 \times 10^4 \text{ c}^{-1} \tag{36}$$

Таким образом, в условиях рассмотрения двухжидкостной модели плазмы солнечного ветра и в результате учета слияния магнитных островов скорость потока частиц солнечного ветра дополнительно возрастает на величину (36), а изменение магнитной индукции описано формулой (33).

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ В РАМКАХ ДВУХЖИДКОСТНОЙ МОДЕЛИ. УСКОРИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ СЛИЯНИИ МАГНИТНЫХ ОСТРОВОВ

В данной работе используются существенно разные подходы для аналитического описания процессов слияния магнитных островов. Один подход основан на системе нелинейных магнитогидродинамических уравнений, второй базируется на теории уравнения переноса для функции распределения частиц солнечного ветра по скоростям.

В этом разделе рассматриваем второй подход. Уже было установлено, что на уровне орбиты Земли температуры $T_e = 1.5 \times 10^5 \text{ K}$ и $T_i = 5 \times 10^4 \text{ K}$.

Для коэффициентов магнитной диффузии были получены формулы (26). Пороговые скорости электронов и ионов резко различаются, т.е. $s_e \gg s_i$. По образцу равенства (14), вводим ионную и электронную переменные ξ_i и ξ_e , связанные соотношениями

$$\xi_i - \xi_e = \ln \frac{s_e}{s_i} \equiv a > 1. \tag{37}$$

Обращаемся к распределениям ионов и электронов по скоростям. По сравнению со стандартным уравнением переноса (15) двухжидкостная модель содержит большее число параметров: по два диффузионных коэффициента K и η , а также пороговые скорости s. Эти параметры для ионов и электронов различны. В плазме солнечного ветра электроны имеют большую скорость и диффундируют быстрее. Поэтому для коэффициентов пространственной диффузии имеем

$$K_{a} > K_{i}. \tag{38}$$

Диффузионные коэффициенты для ионов и электронов различны. Соответствующие функции распределения f_i и f_e не считаются пропорциональными. Однако для каждого вида ионов (электронов) существует связь D_i коэффициентов диффузии со средней скоростью u_i движения ионов. Эту связь определяют уравнения Нернста, см. [11].

Используем формулы (26) для η_i и η_e — коэффициентов магнитной диффузии для ионов и электронов. Из равенств (14) и (37) следует соотношение

$$\frac{\partial f}{\partial \xi_i} = \frac{\partial f}{\partial (\xi_e)} = \frac{\partial f}{\partial \xi} \tag{39}$$

при произвольной функции f.

Для проведения анализа слияния магнитных островов строим единую для ионов и электронов функцию распределения по скоростям. Для вывода последующих уравнений используем введенное ранее в разд. 1 уравнение переноса (15), см. [3]. У членов этого уравнения переноса можно отметить различие в размерностях. Следовательно, и в наших следующих уравнениях (40), (41), (43) эти различия будут присутствовать.

Здесь координата x имеет размерность длины, коэффициенты $V,\ U_2$ — размерность скорости, константа K (как и $K_i,\ K_e$) содержится в формулах (40)—(43). Она появилась из уравнения переноса (15). Величина K имеет размерность L^2/T , T — время.

При этом в уравнении переноса (15) в двухжидкостной модели учитываем следующие два обстоятельства: 1) $\eta = 0$; 2) крупномасштабная скорость за фронтом (при x < 0) равна $U = U_2$. Для двух компонентов функции распределения f_i и f_e имеем два уравнения

$$K_{i} \frac{\partial^{2} f_{i}}{\partial x^{2}} - 2V \frac{\partial f_{i}}{\partial x} - (U_{2} + 3V) \frac{\partial f_{i}}{\partial \xi} = 0, \tag{40}$$

$$K_e \frac{\partial^2 f_e}{\partial x^2} - 2V \frac{\partial f_e}{\partial x} - (U_2 + 3V) \frac{\partial f_e}{\partial \xi} = 0.$$
 (41)

Выразим электронные величины через ионные, введя параметры κ и λ

$$K_e = \varkappa K_i, \quad \varkappa > 1, \quad f_e = \lambda f_i.$$
 (42)

Используем равенство производных (39), индекс i для краткости опускаем. Вместо отдельных уравнений (40) и (41) теперь получаем уравнение (параметр λ сокращается)

$$\varkappa K \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - 2V \frac{\partial f}{\partial x} - (U_2 + 3V) \frac{\partial f}{\partial \xi} = 0.$$
 (43)

(Можно заметить, что члены $\kappa K \partial^2 f / \partial x^2$ и $-2V \partial f / \partial x$ в (43) и аналогичные в (40), (41) имеют теперь одинаковую размерность.)

Также используем условие связи (стандартный прием, для понижения порядка уравнения)

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = 0, (44)$$

которое используется при выводе (46).

Из условия связи следует, что функция $f(x,\xi)$ в рассматриваемом слое (1) линейно зависит от x, а при x=0 функция $f(x,\xi)$ вообще зависит только от ξ .

В предыдущих формулах (40)—(43) мы использовали уравнение переноса, что приводило в уравнениях к членам с различной размерностью. Дальше ищем функцию распределения по скоростям $f(x,\xi)$ в виде

$$f(x,\xi) = \exp\left[r_1\frac{x}{L} + r_2\xi\right], \quad x < 0, \tag{45}$$

где r_1 и r_2 — безразмерные параметры, а L — длина. Связь этих параметров зависит от того, какой вид взаимодействия магнитных островов изучается. В работе (9) рассматривались разные случаи (фактически разные варианты r_1 и r_2). В рассматриваемом случае слияния магнитных островов находим выражения для r_1 и r_2 . Произвольно (как в работе (9)) выбираем r_2 — 3. Тогда для r_1 подстановкой (45) в (43) (при условии (44)) нахолим r_2 = $\frac{9}{2} + \frac{3}{2} \frac{U_2}{2}$, а функция распределения по

дим $r_1 = \frac{9}{2} + \frac{3}{2} \frac{U_2}{V}$, а функция распределения по скоростям принимает окончательный вид

$$f(x,\xi) = \exp\left[\left(\frac{9}{2} + \frac{3U_2}{V}\right)\frac{x}{L} - 3\xi\right], \quad x < 0.$$
 (46)

Формула (46) описывает закон убывания числа частиц солнечного ветра при удалении от фронта межпланетной ударной волны, а на самом фронте для x=0 имеем

$$f(0,\xi) = e^{-3\xi} = \left(\frac{s}{c}\right)^3. \tag{47}$$

В работе [9] было подсчитано, что предварительному энергетическому уровню 400 КэВ соответствует пороговая скорость $s_p = 9000$ км/с при массе протона $m_p = 1.7 \times 10^{-27}$ кг. На этом же энергетическом уровне при массе электрона $m_e = 9 \times 10^{-31}$ кг получаем пороговую скорость $s_e = \sqrt{m_p/m_e}$ км/с $\approx 43 \, s_p = 387000$ км/с.

Для числа протонов с энергией, превышающей 1 МэВ, находим

$$p_p = \frac{1}{s_p} \int_{1.6 \, s_p}^{\infty} \left(\frac{s_p}{c}\right)^3 dc \approx 0.20.$$
 (48)

Коэффициент 1.6 в нижнем пределе $1.6 s_p$ интеграла (48) возник из отношения энергетических уровней 1 МэВ и 400 КэВ. Результирующее число 0.20 в интегральной формуле (48) не зависит от величины пороговой скорости, а определяется только коэффициентом в нижнем пределе. Для доли электронов p_e с энергией, превышающей 1 МэВ, получаем то же самое число 0.20.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итоги использования двухжидкостной модели магнитной гидродинамики. Еще во Введении мы условились о реализации двух различных подходов: первый основан на системе нелинейных МГД-уравнений, второй использует уравнение переноса для функции распределения частиц солнечного ветра по скоростям. Мы убедились, что эти подходы, дополняя друг друга и по-разному освещая задачу анализа ускорения частиц в солнечном ветре, дают качественно различные результаты. Получены явные выражения и количественные оценки для основных параметров солнечного ветра.

При первом подходе в условиях слияния магнитных островов рассматривается тонкий слой (1) солнечного ветра, примыкающий к фронту межпланетной ударной волны и расположенный позади этого фронта ударной волны. Установлено, что на таком отрезке основные физические характеристики солнечного ветра изменяются следующим образом: обусловленное процессом слияния магнитных островов приращение v_j скорости частиц плазмы солнечного ветра равно

 $v_j = 4 \times 10^4$. Соответствующее изменение магнитной индукции определено формулами (33) и (34).

Второй подход при анализе уравнения переноса (15) с учетом процесса слияния магнитных островов привел к выводу общего уравнения (43) для функции распределения (46), позволяющего изучать ускорительные процессы в солнечном ветре. Основной результат следующий: выражения (46) и (47) для функции распределения частиц солнечного ветра по скоростям являются главным физическим результатом; в солнечном ветре доля как ионов (протонов), так и электронов с энергией, превышающей 1 МэВ, составляет 20% от общего числа этих частиц. Этот факт установлен формулой (48), он совпадает для ионов и электронов.

Таким образом, наша работа продолжает и существенно дополняет статьи [3, 9]. В основе нашей работы, в отличие от предшественников, лежат как решения системы нелинейных уравнений двухжидкостной магнитной гидродинамики, так и анализ уравнения переноса в условиях двухжидкостной модели. Главные продвижения по сравнению с [3, 9] состоят в исследовании динамики магнитного поля и в аналитическом описании роли слияния магнитных островов. Установлено, что среди рассмотренных в окрестности фронта межпланетной ударной волны физических процессов именно анализ слияний магнитных островов позволяет оценить долю высокоэнергичных частиц в солнечном ветре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Matthaues W.H., Ambrosiano J.J. and Goldstein M.L. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1449.
- 2. *Прист Э., Форбс Т.* Магнитное пересоединение. Магнитогидродинамическая теория и приложения. М.: Физматлит, 2005.
- 3. Zank G.P., Hunana P., Mostafavi P., Le Roux J.A., Li G., Webb G.M., Khabarova O., Cummings A., Stone E., Decker R. // Astrophys. J. 2015. V. 814. P. 137. https://doi.org/10.1088/0004-637X
- 4. Parker E.N. // J. Geophys. Res. 1957. V. 62. P 509.
- Sweet P.A. // Nuovo Cimento Suppl. 1958. V. 8. Ser. X. P. 188.
- Crooker N.U., Lyon J.G., Fedder J.A. // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 9143.
- 7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982
- 8. *Веселовский И.С.* // Современные проблемы механики и физики космоса. М.: Физматлит, 2003. С. 447.
- 9. *Молотков И.А.*, *Рябова Н.А.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. С. 418. https://doi.org/10.7868/S00167940174040125
- 10. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 2008.
- 11. *Квасников И.А.* Теория равновесных систем. 1. Термодинамика. М.: Едиториал УРСС, 2002.

_____ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ _ ПЛАЗМЫ

УЛК 533.9.01

ТУРБУЛЕНТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И АНОМАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ПЛАЗМЫ 1

© 2021 г. В. П. Пастухов*

НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия *e-mail: Pastukhov_VP@nrcki.ru
Поступила в редакцию 19.03.2021 г.
После доработки 11.05.2021 г.
Принята к публикации 11.05.2021 г.

Обсуждается не вполне традиционный подход к теоретическому анализу и моделированию турбулентно-транспортных процессов в замагниченной плазме, основанному на предположении о самосогласованном поддержании турбулентной плазмы в состоянии, достаточно близком к гранично-устойчивому турбулентно-релаксированному состоянию. Идея такого подхода была первоначально высказана в 1964 г. в работе А.А. Галеева и Л.И. Рудакова, однако позднее она сместилась на второй план. В данной работе, на примере теоретических моделей и кодов, созданных для описания турбулентно-транспортных процессов в замагниченной плазме таких систем как магнито-электростатические ловушки, системы типа "Левитирующий диполь" и токамак, сделана попытка показать эффективность и результативность обсуждаемого подхода.

Ключевые слова: удержание плазмы, устойчивость, турбулентность, самоорганизация плазмы, турбулентная релаксация, аномальные процессы переноса

DOI: 10.31857/S0367292121090080

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы переноса частиц и энергии поперек магнитного поля остаются одной из важнейших проблем в исследованиях замагниченной лабораторной и космической плазмы. В творческом наследии А.А. Галеева исследования процессов переноса в замагниченной плазме также занимают одно из центральных мест. Так, в мировой плазменной науке живет и развивается довольно общирное направление, называемое неоклассической теорией процессов переноса в плазме и получившее свое начало в классической работе А.А. Галеева и Р.З. Сагдеева 1968 г. [1].

В то же время, уже в самом начале активных исследований по физике плазмы во многих экспериментах наблюдались транспортные процессы, значительно превосходящие уровень классической и неоклассической диффузии и теплопроводности, и потому получившие название аномальных транспортных процессов. Как правило, аномальный перенос плазмы поперек магнитного поля в различных системах ассоциируют с развитием той или иной дрейфовой неустойчивости. И в этом направлении одной из пионер-

ских работ стала статья А.А. Галеева, В.Н. Ораевского и Р.З. Сагдеева ""Универсальная" неустойчивость неоднородной плазмы в магнитном поле" 1963 г. [2]. Данная работа, как и большинство работ того периода, была основана на анализе флуктуаций плазмы в линейном приближении. Бурное развитие первичного анализа дрейфовых неустойчивостей в рамках линейной теории нашло свое отражение в известной монографии А.Б. Михайловского "Теория плазменных неустойчивостей", т. II. "Неустойчивости неоднородной плазмы" [3].

Несмотря на всеобщую увлеченность линейной теорией, А.А. Галеев сразу же перешел к более глубокому анализу, и уже в 1964 г. появилась работа А.А. Галеева и Л.И. Рудакова "Нелинейная теория дрейфовой неустойчивости неоднородной плазмы в магнитном поле" [4]. На этой работе следует остановиться подробнее, поскольку именно в ней впервые были высказаны идеи, лежащие в основе концепции, излагаемой в данной работе. На рис. 1 приведены сканы 2-х фрагментов страницы 445 английского перевода этой статьи, опубликованного в журнале Soviet Physics JETP, Vol. 18. Уравнение (1.4) во фрагменте, представленном на рис. 1а, описывает квазилинейную бесстолкновительную релаксацию функции распределения электронов под воздействием турбулентных флуктуаций дрейфовой неустойчивости. Там же указано, что эта релаксация должна вести

¹ Данная статья была подготовлена по результатам работы Международной конференции "Исследования космической плазмы: перспективы ближайших десятилетий", посвященной 80-летию академика Альберта Абубакировича Галеева.

к формированию некоторого "плато" на функции распределения электронов. К этому времени в работе [5] уже было показано, что в процессе квазилинейной релаксации при пучковой неустойчивости также должно формироваться плато на зависимости функции распределения электронов от скорости V_{τ} в скоростном пространстве. Однако в отличие от результатов работы [5], в случае дрейфовой неустойчивости плато на функции распределения должно формироваться в комбинированном координатно-скоростном пространстве (x, y_z) . При интегрировании по скоростям функции распределения с таким плато, должны получаться специфические профили плотности и температуры с конечными градиентами. Такие специальные профили плотности и температуры можно назвать самосогласованными или турбулентно-релаксированными.

Во фрагменте, представленном на рис. 16, содержится второе очень важное утверждение, смысл которого состоит в том, что слабостолкновительная плазма должна самосогласованно поддерживаться вблизи турбулентно-релаксированного (ТR) состояния. Отклонение от этого состояния определяется конкуренцией между процессами быстрой турбулентной релаксации и относительно более медленными столкновительными процессами, стремящимися разрушить это состояние. Малое отклонение от TR-состояния приводит к относительно умеренным потерям плазмы поперек магнитного поля.

K сожалению, важные утверждения работы [4], отмеченные выше, были позже несколько отодвинуты в тень. Основные усилия были приложены к расчетам аномальных коэффициентов типа D_k в уравнении (1.4) на рис. 1а, задающих скорость турбулентной релаксации, а не интенсивность процессов переноса вблизи квазистационарных TR-состояний. На этой основе были получены многочисленные выражения для "коэффициентов аномальной диффузии" плазмы уже в координатном пространстве. Так, например, остается очень популярной хорошо известная оценка коэффициента аномальной диффузии

 $D \approx \gamma/k^2$, где γ — инкремент неустойчивости флуктуаций с характерной величиной волновых векторов масштаба k. Однако такая величина коэффициента диффузии D, как правило, приводит к сильно завышенной оценке аномальных транспортных потоков по сравнению с результатами реальных экспериментов. В то же время во многих природных явлениях и лабораторных экспериментах реализуется тенденция к самоорганизации плазмы, при которой процессы быстрой турбулентной релаксации обеспечивают поддержание плазмы вблизи TR-состояния, а результирующие транспортные потоки определяются более медленными конкурирующими процессами,

(a)
$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{1}{v_z} \frac{\partial}{\partial v_z} - \frac{k_y}{\omega_{\mathbf{k}} \omega_{He}} \frac{\partial}{\partial x} \right) D_{\mathbf{k}} \left(\frac{1}{v_z} \frac{\partial}{\partial v_z} - \frac{k_y}{\omega_{\mathbf{k}} \omega_{He}} \frac{\partial}{\partial x} \right) f_0,$$

$$D_{\mathbf{k}} (x, t) = \pi \frac{e^2}{m^2} \varphi_{\mathbf{k}}^2 \omega_{\mathbf{k}}^2 \delta (\omega_{\mathbf{k}} - k_z v_z). \tag{1.4}$$

The expression in (1.4) is a diffusion-like equation in (x, v_z) space. An approximate solution can be found on the basis of the following considerations. The coefficient D_k depends on the wave vector k and reaches a peak for some value $k=\overline{k};\ \overline{k}_z\sim\omega/v_A,\ \overline{k}_yr_i\sim\sqrt{m_i\beta/m_e}.$

To estimate the rate of equalization of the "plateau" in (x, v_Z) space given by Eq. (1.4) (cf. Vedenov, Velikhov, Sagdeev [2]) we replace $D_{\bf k}$ by $D_{\bf k}$. It is also convenient, in the simplified equation (1.4), to transform from the variables x, v_Z to the new variables

$$\eta = v_z^2/2u$$
, $\xi = v_z^2/2u + \omega_{\bar{k}}\omega_{He}x/\bar{k}_yu$,

where u is the velocity of the resonance electrons

(б)

Thus, the instability at the boundary of a plasma contained by a magnetic field inhibits itself rapidly and the change in the initial density in the time required for the plasma to reach the stable state is small.

We have shown that in a low-density plasma (i.e., when collisions can be neglected) the instability of the boundary does not lead to an appreciable loss of plasma across the magnetic field. However, if the plasma lifetime is large compared with an electron mean free time τ_e , the process by which a plateau is established in (x,v_Z) space must compete with the relaxation of the electron distribution function to an unstable local Maxwellian velocity distribution f_M .

Puc. 1. Фрагмент (а) и фрагмент (б) статьи в журнале Soviet Physics JETP, vol. 18.

стремящимися это состояние разрушить. Можно с уверенностью сказать, что результаты работы [4] дают хорошую основу для анализа транспортных процессов в магнитных системах, с самосогласованным поддержанием плазмы вблизи TR-состояния.

В данной работе представлен ряд примеров описания транспортных процессов в замагниченной плазме, демонстрирующих развитие принципов, впервые высказанных в работе [4]. В разделе 2 обсуждается процесс аномального поперечного переноса электронов в магнитной ловушке типа тороидальный касп с электростатическим запиранием продольных потерь плазмы. В разделе 3 обсуждается турбулентно-конвективный перенос плотности и тепловой энергии плазмы в магнитной системе типа "левитирующий

диполь". В разделе 4 обсуждается адиабатическиредуцированная модель турбулентной конвекции и результирующих процессов переноса в плазме токамаков. Раздел 5 кратко суммирует основные результаты.

2. АНОМАЛЬНЫЙ ПОПЕРЕЧНЫЙ ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТО-ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ

В качестве первого примера систем, для которых анализ турбулентных транспортных процессов в предположении самосогласованного

поддержания плазмы вблизи турбулентно-релаксированного состояния оказался достаточно успешным, рассмотрим так называемые магнитоэлектростатические ловушки (МЭЛ). МЭЛ относятся к открытым магнитным ловушкам со встречными магнитными полями, в которых имеются нули магнитного поля B в центральной области удержания плазмы. Благодаря этому в центральной области МЭЛ формируется абсолютный минимум магнитного поля, обеспечивающий МГД устойчивое удержание плазмы с большим отношением давления плазмы к давлению магнитного поля $\beta = 8\pi p/B^2 \sim 1$. Второй отличительной особенностью МЭЛ является относительно малый магнитный поток, проходящий через плазму, в результате чего силовые линии магнитного поля выходят из основной области удержания плазмы лишь через относительно узкие "магнитные щели", в которых, с помощью внешних электродов, создается система электростатического запирания продольных потерь плазмы. Простейшей магнитной конфигурацией для МЭЛ является "антипробкотрон" (spindle cusp в английской литературе). Экспериментальные исследования на таких системах (Юпитер-1А, Юпитер-1М) длительное время проводились под руководством О.А. Лаврентьева в Харьковском физико-техническом институте [6, 7]. Но для целей данной работы более существенно оста-

Установка Атолл представляет собой простейшую тороидальную МЭЛ. На рис. 2, изначально опубликованном в работе [8], схематически изображено вертикальное осевое сечение установки Атолл. В работе [8] также дано подробное описание параметров установки, методов создания и поддержания плазмы, а также полученные параметры плазмы. Здесь лишь кратко отметим, что для создания магнитного поля, как видно на рис. 2, использовалось четыре пары соосных кольцевых катушек с антипараллельными токами. Зазоры между катушками в каждой паре обра-

новиться на теоретических исследованиях, свя-

занных с экспериментами на установке Атолл,

выполненных в начале 1980-х годов в ИАЭ

им. И.В. Курчатова.

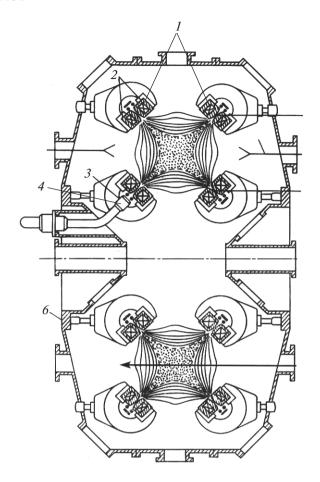


Рис. 2. Схема вертикального осевого сечения установки Атолл.

зуют "магнитные щели", шириной 2 мм, через которые выходят силовые линии магнитного поля, покидающие основной объем удержания плазмы. За щелями расположены кольцевые пластины (отражатели), на которые подается отрицательное напряжение для отражения электронов, выходящие вдоль магнитного поля через щели. С учетом аксиальной симметрии, удержание отдельных электронов обеспечивается законами сохранения энергии E и обобщенного импульса (тороидального момента) P_{ϕ} :

$$E = \frac{m_e v^2}{2} - e\phi(r, z) = \text{const}, \tag{1}$$

$$P_{\varphi} = r m_e v_{\varphi} - \frac{e}{2\pi c} \psi(r, z) = \text{const}, \qquad (2)$$

где ϕ — электрический потенциал, ψ — магнитный поток, а e и m_e — заряд и масса электронов. Соотношение $\psi_c \equiv -2\pi c P_\phi/e = {\rm const}$ задает поверхность ведущих центров электронов и ограничивает область их движения поперек магнитного поля. Аналогичные законы сохранения могут быть

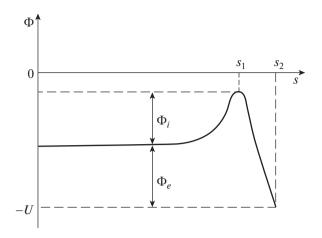


Рис. 3. Распределение потенциала вдоль силовой линии: s=0 — центр плазмы, $s=s_1$ — центр шели, $s=s_2$ — отражатель.

записаны и для ионов, однако, как следует из дальнейших рассуждений, ионы оказываются почти незамагниченными и удерживаются электростатическим полем. Закон сохранения обобщенного импульса ионов играет вспомогательную роль и, согласно результатам работы [9], вместе с условием квазинейтральности плазмы задает распределение электрического потенциала поперек магнитного поля. На рис. 3 качественно показано распределение потенциала ф вдоль линии магнитного поля от центра плазмы с B = 0 до отражателя. Видно, что плазма в центральной области принимает отрицательный потенциал относительно заземленных корпусов катушек и стенки камеры. Максимум в продольном распределении потенциала формируется в центре щелей и служит потенциальным барьером ф, для ионов, а отражатели обеспечивают потенциальный барьер ф для электронов в пределах слоя магнитных поверхностей $\psi_c = \text{const}$, выходящих через магнитные щели. Более далекие магнитные поверхности $|\psi_c| > \psi_b$, как видно на рис. 2, упираются в заземленные корпуса катушек, которые полностью отражают ионы, но не препятствуют выходу на них электронов. Поэтому электроны очень хорошо удерживаются на магнитных поверхностях $|\psi_c| < \psi_b$, выходящих через щели, а их продольное удержание на поверхностях $|\psi_c| > \psi_b$ резко ухудшается. Поэтому периферийную область плазмы, где велики продольные потери электронов, по аналогии с токамаками, можно назвать "слоем обдирки" (SOL). В отличие от электронов, ионы могут уходить только вдоль силовых линий вблизи центров щелей $|\psi| \ll \psi_b$, где высота потенциального барьера для них минимальна. Таким образом, поперечные транспортные потоки электронов и ионов в МЭЛ принципиально неамбиполярны. Электроны должны, преимущественно, уходить поперек поля в SOL, а ионы в обратном направлении к центру плазмы. Как отмечалось в работах [9, 10], такая неамбиполярность потоков приводит к появлению поперечного тока и создает естественный механизм нагрева электронов в МЭЛ. С другой стороны, такая неамбиполярность потоков становится возможной лишь тогда, когда ширина замагниченного слоя, окружающего плазму, составляет величину масштаба ионного гирорадиуса, и ионы в МЭЛ оказываются почти незамагниченными. В результате, в МЭЛ следует говорить лишь о поперечном переносе электронов, который и является главным процессом, определяющим качество удержания плазмы в таких системах.

Утвержление о "классическом" механизме поперечного переноса электронов в МЭЛ было одним из основополагающих утверждений в работах харьковской группы [6, 7]. Однако, на основании более аккуратного теоретического анализа "классического" механизма, выполненного в работе [11], можно было заключить, что поперечные потоки электронов в указанных экспериментах заметно превышали величину потоков, соответствующих "классическому" механизму. Поэтому исследование реального механизма поперечного переноса электронов стало одной из главных задач в работах на установке Атолл. В соответствии предварительными оценками, конструкция установки и параметры плазмы предоставляли широкие возможности для детального выяснения механизма электронного транспорта. Так, согласно [9, 11], при типичной довольно низкой центральной плотности плазмы в Атолл $n_0 \approx 3 \times$ $\times 10^{11}~{\rm cm}^{-3}$, температуре электронов $T_e \approx 100~{\rm эB}$ и магнитном поле в щели $B_{max} = 7$ кГс "классическое" время удержания электронов должно было бы составлять $\tau_{\perp}^{cl}\approx 2N^2\tau_{ei}\approx 150$ мс, где N- число электронных гирорадиусов, укладывающихся на полуширине магнитной щели, а τ_{ei} — время электрон-ионных столкновений в центре плазмы. С другой стороны, можно было ожидать, что большой относительный градиент плотности (а, возможно, и температуры электронов), оцениваемый как величина масштаба обратного ионного гирорадиуса, способен привести к развитию ряда быстрых дрейфовых неустойчивостей. Действительно, результаты работ [12-15] указывали на возможность развития ряда неустойчивостей, с характерными $k_{\perp}\rho_{e} \sim 1$ и инкрементами и частотами масштаба нижнегибридной частоты ү ~ о ~ $\sim \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}}$. Соответствующая оценка коэффициента аномальной диффузии давала величину масштаба Бомовского коэффициента $D \approx \gamma/k^2 \sim$ $\sim \sqrt{m_e/m_i}(c\,T_e/eB)$, что должно было приводить к

очень короткому времени удержания электронов в установке Атолл масштаба $\tau_{\perp}^{an} < 1$ мкс.

Однако неустойчивости с такими большими инкрементами, по аналогии с работой [4], должны приводить к быстрой турбулентной релаксации, обеспечивающей поддержание плазмы вблизи гранично-устойчивого TR-состояния. Сравнительный анализ возможных неустойчивостей, проведенный в работе [16], позволил выявить наиболее опасную неустойчивость, обладающую гранично-устойчивым TR-состоянием с наиболее пологим профилем плотности плазмы в окружающем замагниченном слое МЭЛ. Такой неустойчивостью оказалась так называемая длинноволновая ионно-звуковая неустойчивость (ДВИЗН) с $k_{\parallel}/k_{\perp} \sim \sqrt{m_e/m_i}$, первоначально обсуждавшаяся в работе [12].

Следуя работе [16], ТК-состояние плазмы, соответствующее граничной устойчивости ДВИЗН, удобно обсудить на примере модели МЭЛ с предельно высоким В. В этом пределе толщина слоя Δx между незамагниченной плазмой и магнитным полем много меньше всех других размеров плазмы, в связи с чем можно ограничиться рассмотрением плоского переходного слоя, в котором плазма однородна как вдоль координаты у. выполняющей роль тороидального угла ф, так и вдоль координаты z, направленной вдоль магнитного поля. Закон сохранения поверхности ведущего центра электрона (2) в форме $\psi_a = \text{const}$ при переходе от тороидального угла ф к у нужно заменить на $A_c = \psi_c/2\pi r = \text{const}$, где A - y-компонента векторного потенциала магнитного поля. Для упрощения задачи, как и в работе [16], полагаем $T_i \ll T_e$ и пренебрегаем затуханием Ландау на ионах. Тогда, как и в работе [4], из уравнения для квазилинейной релаксации следует, что в TR-состоянии функция распределения электронов должна быть функцией двух инвариантов движения. Первый инвариант соответствует магнитному моменту электрона $\mu = m_e v_\perp^2 / B$, что вполне естественно, поскольку в ДВИЗН $\omega \ll \omega_{ce}$. Второй инвариант более существенен, поскольку задает "плато" в комбинированном пространстве переменных (v, x) и имеет вид

$$\hat{E} = \frac{m_e v^2}{2} - e\phi(x) + \frac{e}{c} \int \left(\frac{\omega}{k_v}\right)_{\min} dA.$$
 (3)

Инвариант \hat{E} имеет вид эффективной энергии электрона, в которой кроме электрического потенциала присутствует дополнительная потенциальная энергия, связанная с тем, что резонансный электрон, отдавая энергию наиболее неустойчивой волне с минимальным значением фазовой скорости ω/k_v , смещается во внешнюю часть

слоя, а получая обратно энергию от такой волны, он смещается внутрь плазмы. Среди звуковых волн в неоднородной плазме с $\omega^2 = k^2 c_s^2$, где c_s — скорость ионного звука, при $|k_{\parallel}| \ll k_{\perp}$ минимальное значение фазовой скорости $(\omega/k_y)_{\min} \approx c_s$ имеют волны с локальным значением $|k_x(x)| \ll |k_y|$.

Поскольку функция распределения электронов должна поддерживаться вблизи TR-состояния на временах, существенно превышающих электронное время столкновений, то эта функции распределения должна быть близка к максвелл-больцмановской функции эффективной энергии \hat{E} , а появление некоторой анизотропии в форме зависимости от $\mu = m_e v_\perp^2/2B$ может появиться только в SOL, где в продольном направлении электроны удерживаются как в адиабатической зеркальной ловушке. Другими словами, функция распределения электронов вблизи TR-состояния должна примерно соответствовать следующему выражению:

$$\hat{f}_{e} = n_{0} \left(\frac{m_{e}}{2\pi T_{e}} \right)^{3/2} \times \left\{ -\frac{m_{e}v^{2}}{2T_{e}} + \frac{e(\phi(x) - \phi_{0})}{2T_{e}} - e\frac{c_{s}A}{cT_{e}} \right\},$$
(4)

где T_a и c_s не зависят от поперечной координаты xвследствие быстрого турбулентного перемешивания тепловой энергии электронов по всей ширине слоя. При этом плотность плазмы p(x) экспоненциально снижается на периферии плазмы, сохраняя протяженный хвост в SOL, из которого должны идти продольные потери электронов вдоль магнитного поля вследствие кулоновского рассеяния электронов в конус потерь как в адиабатических зеркальных ловушках. Именно эти продольные потери электронов в SOL и определяют поперечное удержание электронов, а роль турбулентности сводится к поддержанию функшии распределения электронов вида (4). Методы расчета таких потерь хорошо известны [18, 19], что позволило получить выражения для поперечного времени удержания электронов как в случае систем с высоким давлением плазмы и большим объемом вытесненного магнитного поля V_0 (см. [16]):

$$\tau_{\perp}^{an} \approx 0.5 \frac{\omega_{pi} V_0}{c} \tau_{ee} \exp\left\{2N\sqrt{2m_e/m_i}\right\},\tag{5}$$

так и плазмы низкого давления в установке Атолл (см. [9, 17]):

$$\tau_{\perp}^{an} \approx \tau_{ee} \left(0.4 + 0.3 \exp \left\{ 2N \sqrt{2m_e/m_i} \right\} \right), \tag{6}$$

где S_b — площадь границы основного объема плазмы и SOL. Для приведенных выше парамет-

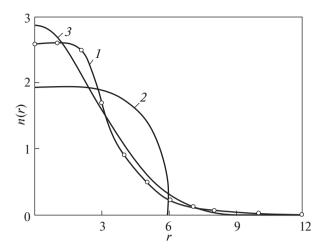


Рис. 4. Профили плотности плазмы в установке Атолл: 1 — экспериментальный, 2 — "классический", 3 — "аномальный".

ров типичного разряда в Атолл выражение (6) дает величину $\tau_{\perp}^{an}\approx 170\,$ мкс, что много меньше оценки "классического" времени удержания электронов $\tau_{\perp}^{cl}\approx 150\,$ мс, однако значительно больше аномального времени удержания электронов, оцененного по традиционному аномальному коэффициенту диффузии $D\approx \gamma/k^2.$ Но самое замечательное свойство простого аналитического выражения (6) для τ_{\perp}^{an} состоит в том, что оно хорошо согласуется со временем жизни плазмы $\tau_{\perp}^{exp}=150-200\,$ мкс, полученным в экспериментах на установке Атолл [9, 17].

На рис. 4 приведены три профиля плотности плазмы n(r) вдоль вертикально направленной координаты r, выходящей из точки B=0 в верхнем секторе плазмы на рис. 2. Все профили нормированы на одинаковое значение $\int ndr$. Видно, что экспериментально измеренный профиль 1 довольно хорошо согласуется с профилем 3, полученным интегрированием функции распределения (4) по скоростям и представляющим TR-coстояние для ДВИЗН. Оба профиля имеют протяженный хвост в SOL за граничной магнитной поверхностью r = 6 см. В отличие от профилей 1 и 3, профиль 2, полученный в модели "классического" поперечного переноса электронов, заходит в область SOL лишь на глубину масштаба одного электронного гирорадиуса (т.е. обращается в нуль практически на гранце с SOL) и сильно отличается от них по форме. После развития и уточнения представленной выше простой теоретической модели, в работе [17] было дано естественное объяснение тем небольшим различиям профилей 1 и 3, в частности, некоторому удлинению хвоста плотности плазмы в SOL, которые

видны на рис. 4. В работе [17] также приведены подробные результаты измерений частотных и пространственных характеристик наблюдаемых колебаний, которые также подтвердили предложенную теоретическую модель аномального переноса электронов в МЭЛ.

Дополнительным важным доказательством механизма аномального переноса электронов в МЭЛ стал эксперимент с введением в один из четырех секторов ловушки Атолл специального лимитера, срезающего далекий хвост распределения плазмы в SOL (см. рис. 4). Согласно работе [17], при размещении края лимитера в области SOL в 7 см от центра, поперечный поток электронов в этом секторе увеличивался примерно в 4 раза без заметного изменения профиля плотности плазмы в основной области плазмы, что в полной мере соответствовало теории, основанной на поддержании TR-состояния. В современной терминологии токамаков этот эффект можно было бы назвать "H—L-переходом".

Таким образом, принципы, впервые высказанные в работе [4], получили успешное развитие и подтверждение в теоретической модели поперечных процессов переноса электронов в МЭЛ.

3. ТУРБУЛЕНТНАЯ КОНВЕКЦИЯ И АНОМАЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ПЛАЗМЫ В СИСТЕМАХ ТИПА ЛЕВИТИРУЮЩИЙ ДИПОЛЬ

В качестве еще одного нетривиального и содержательного примера систем магнитного удержания плазмы, для которых анализ турбулентных транспортных процессов в предположении самосогласованного поддержания плазмы вблизи турбулентно-релаксированного состояния оказался достаточно эффективным, рассмотрим системы типа "левитирующий диполь" (LD). Такое название получили аксиально-симметричные магнитные ловушки с токонесущим кольцом, расположенным внутри плазмы. В ряде работ [20-24] ловушки этого типа предлагались в качестве альтернативных систем для удержания высокотемпературной плазмы, в частности, для создания малорадиактивного термоядерного реактора, использующего безнейтронную реакцию D-3He, так и для лабораторного моделирования транспортных процессов, наблюдаемых в магнитосфере Земли [25–30]. Внешнее магнитное поле обеспечивает стационарное равновесие (левитацию) внутреннего кольца и стабилизацию его положения в пространстве. Простейшая LD-система схематически изображенная на рис. 5. Видно, что она имеет ту же топологию магнитных поверхностей, что и сферический токамак. В частности, равновесие плазмы в ней, как и в токамаке, описывается уравнением Грэда-Шафранова, но с функцией полоидального тока и тороидальным

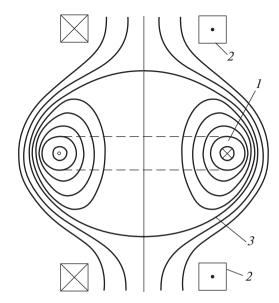


Рис. 5. Система "Левитирующий диполь" (схематическое изображение): I — внутреннее левитирующее кольцо; 2 — катушки внешнего магнитного поля; 3 — магнитная сепаратриса.

магнитным полем равными нулю. Нужная конфигурация полоидального магнитного поля создается суперпозицией поля кольца и внешних катушек с учетом диамагнитных токов плазмы, пропорциональных $dp/d\psi$.

Как отмечалось в работах [20-24], рассматриваемая магнитная система относится к довольно широкому классу сильно непараксиальных магнитных систем, удержание плазмы в которых основано на альтернативном подходе к проблеме МГД-устойчивости. Магнитное поле в таких системах убывает в направлении внешней сепаратрисной магнитной поверхности, в результате чего МГД-устойчивы только те профили давления, которые спадают к периферии достаточно медленно и соответствуют гранично-устойчивому (MS) состоянию по отношению к желобковой МГД-моде. Существование MS-профилей давления обсуждалось еще в конце 1950-х годов [31-33]. В работе [34] было рассчитано равновесие плазмы с MS-профилем давления плазмы в так называемой "конфигурации с обращенным полем" (FRC), топологически аналогичной LD-системе, показанной на рис. 5. В работах [35–37] было показано, что в таких системах имеется явно выраженная тенденция к самоорганизации в форме поддержания TR-состояния, граничноустойчивого по отношению к желобковой МГД-моде. В рамках простейшей изотропной МГД-модели TR-профиль давления удовлетворяет условию: $S \equiv pU^{\gamma} = \text{const}$, где $p(\psi)$ — давление плазмы, $U(\psi) = \oint dl/B$ — удельный объем си-

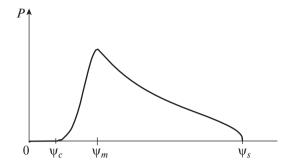


Рис. 6. Типичный профиль давления $p(\psi)$ в системе "Левитирующий диполь".

ловой трубки (т.е. объем силовой трубки с единичным магнитным потоком), полоидальный магнитный поток, отсчитываемый от магнитной оси, расположенной внутри токонесущего кольца, и выполняющий роль обобщенной (потоковой) радиальной координаты, γ — показатель адиабаты, а S представляет собой однозначную функцию энтропии плазмы, заключенной в силовой трубке объема U. В соответствии с линейной теорией устойчивости ожидается, что в такой системе должен установиться профиль давления $p(\psi)$, схематически изображенный на рис. 6. В отличие от токамака, профиль давления в LD-системе должен быть немонотонным и спадать как в сторону внешней сепаратрисы, так и в сторону внутреннего кольца. При этом плазма устойчива относительно всех МГД-мод во внутренней области $\psi_c < \psi < \psi_m$, где $S'(\psi) > 0$, и гранично-устойчива по желобковым модам (S = const) во внешней области $\psi_m < \psi < \psi_s$. Профиль S = const во внешней области оказывается устойчивым также и по отношению ко всем несжимаемым альфвеновским возмущениям, если величина $\beta \equiv 8\pi p/B^2$ не превышает некоторого критического значения $\beta_{cr} \sim 1$.

В работах [35-37] для моделирования низкочастотной нелинейной конвекции плазмы во внешней области LD-системы использовалась дополнительно упрощенная модель магнитной конфигурации в виде цилиндрического квазиравновесного столба плазмы с жестким токонесущим стержнем радиуса r_c на его оси. Самосогласованная эволюция плазмы во внешней области LD-системы развивается по следующему сценарию. Нагрев плазмы и фоновая локальная тепло-"классическая" проводность (как правило, столкновительная) искажают начальный профиль давления, делая его слабонеустойчивым по желобковым модам ($S'(\psi) < 0$). Неустойчивость возбуждает и поддерживает нелинейную МГДконвекцию, которая, в свою очередь, стремится

восстановить MS-профиль давления, приводя к существенно нелокальному повышенному переносу частиц и энергии. Виду отсутствия тороидального магнитного поля и, соответственно, магнитного шира, физически содержательные и достаточно нетривиальные результаты, относящиеся к нелинейной динамике плазмы в такой системе, могут быть получены уже в рамках простейшей одножидкостной МГД-модели с изотропным давлением плазмы. Для правильного описания и моделирования долговременной эволюции плазмы и преодоления трудностей, связанных со значительным различием идеальных и диссипативных временных масштабов, в работах [35-37] был использован метод адиабатического разделения быстрых и медленных движений [38, 39] (ASM-метод). С помощью ASM-метода в предположении $\beta < \beta_{cr}$ из рассмотрения были исключены быстрые устойчивые магнитозвуковые, несжимаемые альфвеновские и продольные акустические моды колебаний плазмы и получены адиабатически-редуцированные уравнения, которые описывают более медленную (адиабатическую) желобковую 2D-конвекцию плазмы и результирующие транспортные процессы с учетом малой диссипации, обусловленной столкновительной теплопроводностью, вязкостью и диффузией. Адиабатически редуцированные уравнения записываются в терминах более адекватных переменных: энтропийной функции $S = pU^{\gamma}$ и перенормированной плотности (или числа частиц в силовой трубке объема U) D = nU, введенных вместо давления p и плотности n, соответственно. Эти переменные позволяют явно учесть инвариантные свойства исходных МГД-уравнений. Движение плазмы описывается адиабатическим полем скоростей \mathbf{v}_a , которое соответствует $2D \mathbf{E} \times \mathbf{B}$ дрейфу плазменных филаментов, однородных вдоль силовых линий магнитного поля. Дрейф задается флуктуациями квазипотенциального электрического поля и не возмущает магнитное поле, в связи с чем отсутствуют быстрые флуктуации **B** и, соответственно, U.

Проведенное моделирование подтвердило ожидаемое поддержание плазмы вблизи гранично-устойчивого TR-состояния на макроскопических временах, превышающих энергетическое время удержания плазмы. В целом, полученные результаты свидетельствуют об эффективности и результативности самосогласованного динамического моделирования низкочастотной турбулентности и результирующих транспортных процессов в замагниченной плазме с использованием адиабатически редуцированных уравнений, полученных в предположении близости к TR-состоянию плазмы, что подтверждает идеи, первоначально высказанные в работе [4]. В соответствии с работами [35—37], конвекция приводит к

повышенному переносу тепла, величина которого определяется в большей степени потерями энергии на периферии плазмы, а не относительными градиентами параметров плазмы в основной области удержания. В области интенсивной конвекции коэффициент аномальности F_a , т.е. коэффициент превышения теплового потока над фоновым ("классическим") уровнем, сначала нарастает до своего максимального значения, а затем спадает до единицы вблизи границы плазмы. Аналогичный эффект резкого уменьшения F_a вблизи края плазмы, получивший название "внешний транспортный барьер", известен в экспериментах на токамаках. В работе [40] получены обобщенные адиабатически редуцированные уравнения, которые позволяют моделировать низкочастотную желобковую динамику слабодиссипативной плазмы в произвольных аксиально-симметричных бесшировых магнитных системах с замкнутыми или открытыми силовыми линиями (включая и дипольную часть магнитосферы Земли). Причем возможность исключения быстрых устойчивых мод, квазидвумерный характер желобковых движений плазмы и поддержание плазмы вблизи гранично-устойчивого TR-состояния сохраняются и в более сложной геометрии магнитного поля.

Во внутренней области давление плазмы спадает в направлении увеличивающегося магнитного поля кольца, как и в обсуждавшихся выше системах МЭЛ. Поэтому плазма в слое вокруг внутреннего кольца $\psi_c < \psi < \psi_m$ устойчива по отношению к разрушительным МГД-неустойчивостям, и потоки частиц и энергии на кольцо могут быть связаны только с классическими процессами или с дрейфовыми неустойчивостями. Классический механизм переноса частиц и энергии был исследован в работе [41]. В отличие от внешних областей плазмы, в области плазмы вокруг внутреннего кольца нет каких-либо систем откачки газа. Поэтому в стационарном состоянии все ионы и электроны, поступающие на поверхность кольца, должны возвращаться обратно в плазму в виде нейтральных атомов или молекул. Это создает условия для формирования вблизи поверхности кольца тонкого слоя полного рециклинга с относительно низкой температурой и довольно высокой плотностью плазмы, вследствие чего в основной части области, окружающей внутреннее кольцо, поток частиц плазмы должен обращаться в нуль. При ожидаемом примерном равенстве температур электронов и ионов $T_i \approx$ $\approx T_e = T$ нулевой поток частиц с учетом термосилы приводит к следующему соотношению между температурой и плотностью плазмы:

$$nT^{1/4} = \text{const.} \tag{7}$$

Согласно результатам работы [41], при параметрах плазмы гипотетического $D-^3$ Не реактора толщина внутренней прикольцевой области более 30 см обеспечивает снижение плотности теплового потока на кольцо до уровня $q^{tot} \sim 25 \text{ Bt/cm}^2$.

Вместе с тем, градиенты температуры и плотности плазмы в прилегающей к кольцу области, полученные в [41], довольно велики, что может приводить к развитию дрейфовых неустойчивостей и аномальному переносу тепла. Эти вопросы были рассмотрены в работе [42], где было показано, что аномальный перенос тепла в прилегающей к кольцу области имеет много общего с аномальным переносом тепла в МЭЛ в области SOL. В работе [17] было показано, что за удлинение хвоста плотности плазмы в SOL, которое видно на рис. 4 на экспериментальном профиле плотности, должна отвечать дрейфовая нижнегибридная неустойчивость, которая имеет во внешней части SOL более пологий MS-профиль чем ДВИЗН, доминирующая в основной части МЭЛ. Согласно работе [17], дальнейшему уплощению MS-профиля плазмы во внешней части SOL в МЭЛ препятствует специфическое затухание Ландау на дрейфе электронов в сильно неоднородном магнитном поле. В прилегающей к кольцу области неоднородность в магнитном поле значительно ниже чем в МЭЛ, и затухание Ландау на электронном дрейфе не препятствует дальнейшему уплощению профиля плазмы, которое сопровождается снижением частоты и инкремента дрейфовой нижнегибридной неустойчивости, которая постепенно переходит в дрейфово-циклотронную неустойчивость (DCI) с $\omega \approx \omega_{ci}$, $k_{\parallel} = 0$ и $k_{\perp}\rho_i \sim 1$.

Анализ процессов переноса, связанных с развитием потенциально опасной DCI представлялся весьма сложным и запутанным. Однако, как было показано в работе [42], предположение о самосогласованном поддержании плазмы вблизи гранично-устойчивого TR-состояния и нулевого потока частиц позволило существенно упростить выполнение этого анализа и получить четкие результаты по ожидаемому виду профилей плотности и температуры, а также по потокам тепла q_0 и q_L , выходящего из области максимального давления $\psi \approx \psi_m$ на рис. 6 и, соответственно, приходящего на поверхность внутреннего кольца. Анализ, проведенный в работе [42], показывает, что DCI в типичных условиях не обязательно приводит к катастрофическому тепловому переносу на поверхность внутреннего кольца. Было установлено, что в зависимости от длины L, обозначающей толщину прикольцевой области, могут реализоваться два принципиально разных режима транспортных процессов. При $L < 0.4 \rho_{i0} \sqrt{m_i/m_e}$, где ρ_{i0} — гирорадиус ионов вблизи поверхности

максимального давления $\psi \approx \psi_m$, самосогласованные профили плотности и температуры резко падают при приближении к поверхности кольца, приводя к быстрому росту теплового потока q_0 при уменьшении L. При $L > 0.4 \rho_{i0} \sqrt{m_i/m_e}$ ситуация радикально меняется. Профили плотности оказываются связанными с профилями температуры соотношением (7). При этом, тепловой поток q_0 , полученный при учете DCI, снижается до величины порядка 15 Вт/см², что даже меньше, чем при чисто классическом транспортном механизме [41], и перестает зависеть от L. Этот на первый взгляд парадоксальный результат объясняется тем, что профиль $T(\psi)$, соответствующий MS-состоянию для DCI, меняется более плавно, чем в чисто классическом случае, а доминирующим механизм теплопереноса остается классическая ионная теплопроводность. Существенно, что при типичных параметрах D-3He реактора учет тормозного излучения приводит к почти линейному снижению теплового потока по мере приближения к поверхности внутреннего кольца, и при L > 1.1р_{i0} $\sqrt{m_i/m_e} \sim 70$ см поток q_L должен обратиться в нуль, что означает полное переизлучение теплового потока и образование некоторого газового бланкета между слоем рециклинга и материальной поверхностью кольца. Такой режим с полным переизлучением теплового потока на внутреннее кольцо, по аналогии с токамаками, может быть назван режимом "детачмента" и представлять значительный интерес для работы реактора.

Таким образом, принципы, высказанные в работе [4], оказались исключительно важными для развития теоретической модели удержания плазмы и транспортных процессов в системах типа "левитирующий диполь".

4. АДИАБАТИЧЕСКИ-РЕДУЦИРОВАННАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОЙ КОНВЕКЦИИ И РЕЗУЛЬТИРУЮЩИХ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА

К настоящему времени выполнено большое число работ, посвященных анализу турбулентности плазмы и построению транспортных моделей и кодов для описания и моделирования аномальных процессов переноса в плазме токамаков. Сравнительный анализ таких работ приведен, в частности, в обзорах [43—47]. Большинство исследователей полагает, что моделирование турбулентной динамики и результирующих недиффузионных транспортных процессов в слабостолкновительной горячей плазме центральных областей токамаков следует проводить на основе гирокинетических моделей. Действительно, су-

ществующие гирокинетические коды позволяют получить весьма детальную информацию как о флуктуациях плазмы, так и о средних потоках частиц и энергии. Однако выполнение каждого варианта расчета занимает время масштаба месяца или более даже при использовании самых мощных современных компьютеров, что делает такой расчет уникальной и весьма дорогой операцией. В то же время, как было отмечено в работе [37], при моделировании НЧ турбулентной конвекции и результирующих транспортных процессов в LD-системах кодом CONTRA-C статистические свойства флуктуаций, характерные времена удержания и переходных процессов и многие другие черты эволюции турбулентной плазмы оказались весьма близкими к наблюдаемым в экспериментах на токамаках. Это навело на мысль модифицировать нашу адиабатически-редуцированную динамическую (ARD) модель турбулентной конвекции плазмы и адаптировать основанный на ней код CONTRA-С для моделирования турбулентно-транспортных процессов в токамаках с большим аспектным отношением и почти круглым полоидальным сечением плазмы, к числу которых относится и токамак Т-10 в НИЦ "Курчатовский институт".

Достаточно подробное описание и обсуждение физической модели, заложенной в код CONTRA-C, содержится в работах [48-52]. Там же представлены результаты моделирования для ряда реальных экспериментальных разрядов в Т-10. Поэтому здесь лишь кратко напомним основные положения этой модели. Как в случае LD-системы, обсуждавшейся в разделе 3, первоначально ARDмодель для токамаков была построена в рамках простейшей цилиндрической МГД-модели с изотропным давлением плазмы. В этой модели рассматривается плазменный столб, удерживаемый в радиально-неоднородном магнитном поле, образующем цилиндрические магнитные поверхности. Предполагается, что плазменный столб имеет длину $2\pi R$ и отождествленные торцы. Это позволяет ввести эффективный "тороидальный" угол $\phi = z/R$, где z — координата, направленная вдоль оси плазменного столба, и считать все физические величины, включая флуктуации, периодическими функциями ф. Кроме этого предполагается, что плазма самосогласованно поддерживается вблизи TR-состояния, которое граничноустойчиво относительно идеальной перестановочной моды, инициируемой градиентом давления плазмы. Также предполагалось, что MS-профиль давления, как в случае LD-системы, удовлетворяет условию: $S = pU^{\gamma}$, где $p = n(T_e + T_i)$ полное давление плазмы, n — плотность частиц плазмы, $T_{e,i}$ — температуры электронов и ионов, $U(\psi)=dV(\psi)/d\psi=\oint dl_p/B_p$ — удельный объем

силовой трубки (т.е. объем силовой трубки с единичным магнитным потоком). Функция S является однозначной функцией энтропии плазмы, заключенной в удельном объеме U. Поэтому рассматриваемое TR-состояние можно назвать состоянием турбулентного равнораспределения (equipartition) энтропийной функции S (см. [61, 62]). При моделировании токамаков разумно выбрать эффективное значение $\gamma = 2$. В этом случае результаты моделирования лучше согласуются сомногими экспериментами на токамаках, в частности, описанными в работах [53–56], а также с концепцией "канонических профилей" [57–60], применяемой для интерпретации транспортных процессов в токамаках.

Процедура адиабатического редуцирования уравнений движения базируется на предположении, что относительная величина флуктуаций давлений электронов и ионов в процессе развития турбулентной конвекции остается малой как ε^2 , где параметр адиабатичности $\varepsilon \ll 1$ связан с обратным числом Пекле следующим соотношением: $\varepsilon^3 \sim \chi_{bg}/ac_s$. Здесь χ_{bg} — фоновая (ионная неоклассическая) локальная температуропроводность, c_s – скорость звука. Наличие малого параметра адиабатичности є позволяет ограничиться рассмотрением НЧ-конвекции плазмы, описываемой адиабатическим полем скоростей $\mathbf{v}_a \sim \varepsilon c_s$, которое имеет вид, задаваемый формулой (1) работы [52]. Такое адиабатическое поле скоростей не возбуждает "быстрые" (высокочастотные) устойчивые магнитозвуковые и альфвеновские волны, а также выравнивает плотность и давления электронов и ионов по объему силовой трубки, формируя вытянутые вдоль магнитного поля движущиеся плазменные филаменты. Величина и пространственно-временная структура у определяются 2D функцией ф, которая имеет смысл электрического потенциала и зависит от эффективного "тороидального" угла ф и эффективного (потокового) малого радиуса р = $=\sqrt{\Psi(\psi,t)/\pi B_0(t)}$, введенного в описании транспортного кода ASTRA [63], где Ψ – тороидальный магнитный поток, а $B_0(t)$ — вакуумное тороидальное магнитное поле в центре камеры токамака. При переходе от полоидального потока ψ , используемого в качестве радиальной потоковой координаты в более ранних работах [35-37], относящихся к LD-системам, к эффективному малому радиусу р в уравнениях для флуктуаций появляются коэффициент $h(\rho,t) = 2\pi\rho/(\partial_{\rho}\psi) = q(\rho,t)/B_0$, где $q(\mathbf{p},t) = d\Psi/d\Psi$ — традиционный коэффициент запаса устойчивости токамака, и удельный объем слоя толщиной $d\rho$: $V' \equiv \partial_{\rho}V = 2\pi\rho U/h$.

Адиабатически редуцированное уравнение движения плазмы в ARD-модели, по существу,

является обобщением уравнения Эйлера для двумерных несжимаемых течений на случай наличия специфической сжимаемости замагниченной плазмы, обусловленной радиальной неоднородностью удельного объема U, и может быть записано в форме уравнения (6) работы [52]. Это уравнение имеет вид локального закона сохранения для величины w, названной в работах [48, 50, 52] динамической завихренностью и связанной с электрическим потенциалом следующим соотношением:

$$w = m_i c \left[\frac{h}{\rho} \partial_{\rho} \left(DR^2 \frac{h}{\rho} \partial_{\rho} \phi \right) + \partial_{\phi} \left(\frac{D}{R^2 B_{\rho}^2} \partial_{\phi} \phi \right) \right], \quad (8)$$

где m_i — масса иона, c — скорость света.

Уравнение переноса плотности получается из уравнения непрерывности путем интегрирования по удельному объему силовой трубки и усреднения по магнитной поверхности

$$2\pi\partial_{t}\left(\frac{\overline{D}}{h}\right) + \frac{1}{\rho}\partial_{\rho}(\Gamma_{bg} + \Gamma_{turb}) = \frac{1}{\rho}V'\overline{Q}_{n}. \tag{9}$$

Здесь \overline{Q}_n — поверхностно-усредненная плотность источника частиц, а полный поток частиц Γ представлен в виде суммы "фонового" потока $\Gamma_{bg}(\rho,t)$ и усредненного по магнитной поверхности турбулентно-конвективного потока $\Gamma_{nurb}(\rho,t)$. В качестве уравнения перенос тепла в простейшей форме использовалось уравнение для переноса объединенной энтропийной функции в форме

$$2\pi h \partial_{t} \left(\frac{3\overline{S}}{2h^{2}} \right) +$$

$$+ \frac{1}{\rho} \partial_{\rho} \left[U(q^{turb} + q^{bg} + 3(\overline{T}_{e} + \overline{T}_{i})\Gamma_{bg}) \right] =$$

$$= \frac{2\pi}{h} U^{2} \overline{P} + \frac{3}{2} \frac{\Gamma_{bg}}{\overline{n}} \frac{1}{\rho} \partial_{\rho} \overline{S} + q^{bg} \frac{1}{\rho} \partial_{\rho} U.$$

$$(10)$$

В более аккуратном двужидкостном описании используются раздельные уравнения для переноса тепла по электронному и ионному каналам с учетом обмена тепловой энергией между компонентами. Поток $\Gamma_{turb}(\rho,t)$ имеет вид

$$\Gamma_{turb}(\rho, t) = -2\pi c \overline{(D_f \partial_o \phi)}, \tag{11}$$

а суммарный турбулентно-конвективный поток тепла $q^{\it turb}$ определяется выражением

$$q^{turb}(\rho, t) = -3\pi \frac{c}{U} \overline{(S_f \partial_{\varphi} \phi)}, \tag{12}$$

где флуктуации D_f и флуктуации S_f рассчитываются с помощью уравнений (12) и (13) работы [52], а флуктуации потенциала ф восстанавливаются по функции w путем решения уравнения (8). В качестве "фонового" потока $\Gamma_{bg}(\rho,t)$ может рас-

сматриваться неоклассический диффузионный поток, а также какой-либо иной поток диффузионного типа, полученный из модельных соображений. Суммарный "фоновый" поток тепла $q^{bg} = q_e^{bg} + q_i^{bg}$ задавался единым для ионов и электронов коэффициентом теплопроводности, примерно соответствующим неоклассической ионной теплопроводности.

Поверхностно-усредненная полная плотность мощности источников нагрева \overline{P} в правой части уравнения (10) включает мощность электронциклотронного резонансного нагрева (ЭЦР-нагрева) P_{ECR} , мощность омического нагрева (ОН) P_{OH} , мощность вязкого нагрева вследствие диссипации кинетической энергии турбулентных течений P_{visc} , определяемую выражением (16) работы [52], и потери на излучение P_{rad} : $\overline{P} = P_{ECR} + P_{OH} + P_{visc} - P_{rad}$. Источник вязкого тепловыделения P_{visc} возвращает кинетическую энергию флуктуаций, почерпнутую из тепловой энергии плазмы в результате работы сил давления, обратно в тепловую энергию плазмы, поддерживая закон сохранения полной энергии.

Среди результатов полученных при моделировании реальных экспериментальных разрядов в T-10 с помощью кода CONTRA-C, построенного на основе ARD-модели, непосредственно к теме данной работы относится формирование профилей давления в турбулентной плазме токамака в режимах с омическим нагревом и в переходных режимах с включением электронно-циклотронного резонансного нагрева. Выше было отмечено, что в ARD-модели предполагается, что плазма должна самосогласованно поддерживаться вблизи некоторого TR-состояния с профилем полного давления вида $pU^2 = \text{const.}$ С другой стороны, согласно работам [53-56], во многих экспериментах на токамаках отмечалось формирование так называемых "самосогласованных профилей" давления. Наиболее подробно экспериментальные результаты по "самосогласованным профилям" на разных токамаках обсуждались в работе [56]. В этой работе, в частности, на рис. 5 приведены результаты экспериментов на установке Т-10 в режимах с омическим нагревом и показано, что нормированные профили давления, представленные как функции специальным образом нормированного малого $\hat{\rho} = r/\sqrt{I_p R/B_0}$, где r и R выражены в сантиметрах, а I_p и B_0 в амперах и гауссах, оказываются достаточно близкими для 3-х разрядов с различными значениями величины q_L на внешней границе плазмы (на лимитере). Результаты моделирования удержания плазмы в этих 3-х разрядах кодом CONTRA-С представлены в работе [52]. На

рис. 7а представлены расчетные профили давления в разрядах #33889 ($q_L = 3$), #39652 ($q_L = 4$) и #22888 ($q_L = 8.5$) на T-10. Кроме различий в q_L и в радиусах поверхностей, где q = 1, учитывалось также различие в мощности омического нагрева, которая пропорциональна квадрату полного тока. На рис. 7а видно, что профили давления в моделируемых импульсах получаются существенно разными, как по форме, так и по абсолютной величине. Однако нормированные профили давления, представленные на рис. 76, почти не отличаются друг от друга и демонстрируют достаточно универсальную зависимость от нормированного малого радиуса ρ̂. Более того, эти нормированные профили оказываются близкими к нормированному экспериментальному профилю, полученному в импульсе #22888 с $q_L = 8.5$ (данные по экспериментальному профилю взяты из работы [56] и представлены полыми квадратами). Таким образом, профили давления, полученные при моделировании квзистационарных омических разрядов с различными значениями q_L , демонстрируют достаточно хорошее согласие с профилями давления в экспериментах, представленных на рис. 5 работы [56]. В работе [52] также продемонстрировано, что "самосогласованные профили" давления достаточно хорошо поддерживаются и при моделировании переходных процессов при ЭЦР-нагреве плазмы, что также согласуется с результатами экспериментов, представленными в работах [55, 56]. Все это представляется хорошим полтверждением концепции самосогласованного поддержания турбулентной плазмы вблизи турбулентно-релаксированного состояния.

Наконец следует отметить, что самосогласованное поддержание турбулентной плазмы вблизи TR-состояния должно приводить к тому, что поперечные потоки тепла и, соответственно, энергетическое время удержания плазмы в токамаках τ_E (как и в других системах, обсуждавшихся в данной работе) должны, преимущественно, определяться продольными потерями плазмы в SOL. В работе [64] было проведено моделирование переходных режимов для трех разрядов на токамаке T-10. Моделировались переходы из близких по своим параметрам стационарных состояний с омическим нагревом в новые состояния в результате включении ЭЦР-нагрева различной мощности:

- в разряде #61203 вводимая мощность Q_E изменялась в 2.6 раза от $Q_{EOH} \approx 0.26$ МВт на ОН-стадии до $Q_E \approx 0.68$ МВт на стадии ЭЦР-нагрева;
- в разряде #61200 вводимая мощность Q_E изменялась в 4.6 раза от $Q_{EOH} \approx 0.26$ МВт на ОН-стадии до $Q_E \approx 1.20$ МВт на стадии ЭЦР-нагрева;

— в разряде #61208 вводимая мощность Q_E изменялась в 8.3 раза от $Q_{EOH} \approx 0.24$ МВт на ОН-стадии до $Q_E \approx 1.98$ МВт на стадии ЭЦР-нагрева.

Поскольку общий объем SOL и, тем более, его суммарная теплоемкость значительно ниже, чем у основной горячей области плазмы, то можно считать, что суммарный поток тепла из основной плазмы в SOL равен суммарным потерям тепла из SOL не только в стационарных, но и в переходных режимах. При этом можно полагать, что главным каналом тепловых потерь из SOL является поток тепла вдоль силовых линий магнитного поля на материальные поверхности (лимитер или диверторные пластины) и что этот поток задается механизмом классической продольной электронной теплопроводности. В этом случае плотность потока тепла из SOL пропорциональна $T_e^{7/2}$. В силу непрерывности температуры на границе основной плазмы с SOL, можно использовать граничное условие на поток тепла проходящий через эту границу, полагая его пропорциональным $T_e^{7/2}$ на границе. С учетом близости плазмы к ТR-состоянию, такое нелинейное граничное условие приводит к степенной зависимости времени удержания $\tau_E \propto (Q_E)^{-\alpha}$ с $\alpha = 5/7 \approx 0.71$, которое довольно хорошо коррелирует с так называемым многомашинным скейлингом стационарной H-моды в ИТЭР (τ_E^H (ITER – 98(y, 2))) с показателем $\alpha = 0.69$. Различные изменения и уточнения модели удержания плазмы в SOL могут приводить к изменению оценки величины показателя α. Так, ряд оценок квазистационарной толщины SOL, учитывающих возможность развития дрейфовых неустойчивостей, приводит к толщине SOL, пропорциональной ионно-звуковому гирорадиусу, что увеличивает показатель степени в оценке величины полного продольного потока тепла из SOL и делает его пропорциональным T_e^4 . Такое изменение модели удержания плазмы в SOL приводит к величине $\alpha = 3/4 = 0.75$.

Условия моделирования и его различные варианты подробно представлены в работе [64]. Рис. 8 иллюстрирует эволюцию $\tau_E(t)$ в наиболее оптимальном варианте моделирования для трех разрядов. Для энергетического времени удержания плазмы $\tau_E(t)$ введено два разных определения. Первое "стационарное" определение $\tau_E^{st}(t) = 3V \left\langle n(T_e + T_i) \right\rangle / 2Q_E$ соответствует часто используемой при описании экспериментов характеристике удержания плазмы на той или иной стационарной стадии разряда. Однако при описании переходных процессов в условиях нестационарного дополнительного нагрева плазмы более адекватной характеристикой удержания плазмы пред-

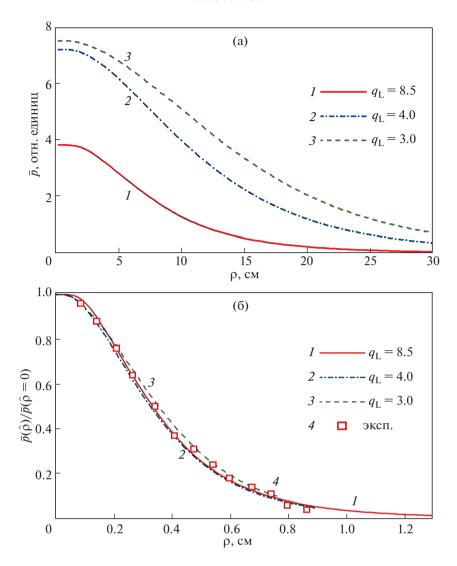


Рис. 7. Профили полного давления плазмы $\bar{p}(\rho)$ для трех разрядов с $q_L=8.5$, $q_L=4.0$ и $q_L=3.0$ в квазистационарных омических режимах (а); нормированные профили давления плазмы $\bar{p}(\hat{\rho})$ как функции нормированного радиуса $\hat{\rho}$ (б). Полыми квадратами представлен экспериментальный нормированный профиль в разряде #22888 с $q_L=8.5$.

ставляется величина $\tau_E^{tr}(t)$, задаваемая следующим соотношением нестационарного теплового баланса:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} \int \overline{n} (\overline{T}_e + \overline{T}_i) V' d\rho \right) =
= Q_E - \frac{3}{2\tau_E^{tr}} \int \overline{n} (\overline{T}_e + \overline{T}) V' d\rho,$$
(13)

а введенная ранее величина $\tau_E^{st}(t)$ выступает лишь как вспомогательная формальная характеристика, позволяющая более наглядно проследить переход в квазистационарное состояние, в котором $\tau_E^{tr} \approx \tau_E^{st}$.

Каждый из расчетных сценариев начинался со стадии омического нагрева длительностью $t_{OH}=45$ мс, на которой происходило первоначальное развитие и установление режима самосогласованной турбулентной конвекции. После включения ЭЦР-нагрева по истечению времени, составляющего примерно $2.5\tau_E$ на стадии дополнительного нагрева, величины $\tau_E^{lr}(t)$ и $\tau_E^{st}(t)$ практически сравниваются и выходят на квазистационарный уровень, при котором различия между расчетными и экспериментальными величинами τ_E не выходят за пределы погрешности экспериментальных измерений при всех уровнях вводимой ЭЦР-мощности.

Рис. 8 также показывает, что при моделировании сценария, соответствующего разряду #61208, после отключения 0.85 МВт центрального ЭЦР-нагрева в момент $t \approx 90$ мс величины $\tau_E^{tr}(t)$ и $\tau_E^{st}(t)$,

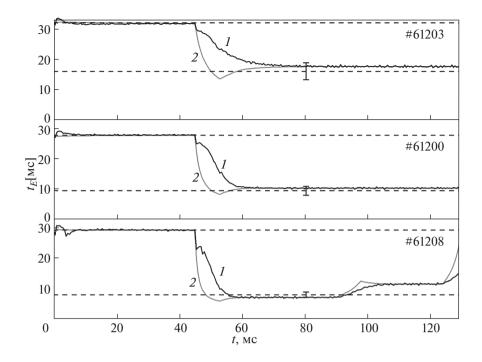


Рис. 8. Эволюция $\tau_E(t)$ в оптимизированном моделировании трех разрядов в токамаке Т-10 при $\alpha = 0.75$: 1 – эволюция $\tau_E^{tr}(t)$; кривые 2 – эволюция $\tau_E^{st}(t)$; штриховыми линиями показаны стационарные уровни τ_E в моделируемых экспериментах.

как и ожидалось, начинают автоматически расти и релаксируют к квазистационарному уровню, близкому к квазистационарному уровню τ_E в разряде #61200, имеющему аналогичный уровень мощности ЭЦР-нагрева ≈ 1.10 МВт. На стадии окончательного отключения ЭЦР-нагрева (при t>124 мс) величины $\tau_E^{tr}(t)$ и $\tau_E^{st}(t)$ начинают эволюционировать к уровню τ_E на исходной ОН-стадии.

Таким образом, и при моделировании турбулентно-транспортных процессов в токамаках, концепция самосогласованного поддержания турбулентной плазмы вблизи TR-состояния, впервые высказанная в работе [4], а также ее следствия оказались исключительно важными и полезными для построения и развития теоретической модели удержания плазмы, демонстрирующей разумное согласие с экспериментом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено обсуждение не вполне традиционного подхода к теоретическому анализу и моделированию турбулентно-транспортных процессов в замагниченной плазме на основе предположения о самосогласованном поддержании турбулентной плазмы вблизи турбулентно релаксированного состояния. Идея такого подхода была первоначально высказана в 1964 г. в работе

А.А. Галеева и Л.И. Рудакова [4], однако позднее была несколько отодвинута в тень. В данной работе на примере теоретических моделей и кодов, созданных для описания турбулентно-транспортных процессов в замагниченной плазме таких систем как магнито-электростатические ловушки, системы типа "Левитирующий диполь" и токамак сделана попытка показать эффективность и результативность обсуждаемой концепции.

В разд. 2 представлена модель аномального поперечного переноса электронов в переходном слое МЭЛ вследствие развития длинноволновой ионно-звуковой неустойчивости. Несмотря на свою относительную простоту, данная модель (в отличие от конкурирующих моделей) демонстрирует хорошее согласие с результатами экспериментов на установке Атолл как по форме поперечного профиля плотности (и давления), так и по величине аномального времени жизни плазмы τ_{\perp}^{an} .

В разд. 3 представлен анализ турбулентнотранспортных процессов в системах типа "левитирующего диполя". Магнитная конфигурация таких систем относится к довольно широкому классу сильно непараксиальных магнитных систем, удержание плазмы в которых основано на альтернативном подходе к проблеме МГД-устойчивости плазмы. Магнитное поле в таких системах убывает в направлении внешней сепаратрисной магнитной поверхности, в результате чего МГД-устойчивы только те профили давления, которые спадают к периферии достаточно медленно и соответствуют гранично-устойчивому состоянию по отношению к желобковой МГД-мо-

де вида $S = pU^{\gamma} = \text{const.}$ Предположение о самосогласованном поддержании плазмы вблизи этого состояния позволили построить эффективную адиабатически редуцированную модель турбулентной конвекции. Проведенное моделирование подтвердило ожидаемое поддержание плазмы вблизи гранично-устойчивого TR-состояния на макроскопических временах, превышающих энергетическое время удержания плазмы. Во внутренней области, окружающей левитирующее кольцо, плазма МГД устойчива, но и в этом случае процесс аномального переноса тепла на внутреннее левитирующее кольцо, регулируемый дрейфово-циклотронной неустойчивостью, может быть рассчитан в предположении TR-состояния по DCI.

Результаты моделирования турбулентной конвекции в LD-системе позволили развить ARD-модель для токамаков и адаптировать код CONTRA-C для моделирования турбулентно-транспортных процессов в токамаках с большим аспектным отношением и почти круглым полоидальным сечением плазмы. Результаты проведенного моделирования продемонстрировали поддержание плазмы вблизи TR-состояний с профилями давления, которые достаточно близки к "самосогласованным профилям" давления, наблюдаемым в различных разрядах на токамаке T-10, как в омическом режиме, так и при включении ЭЦР-нагрева.

Достаточно интересные результаты по моделированию эволюции энергетического времени удержания плазмы $\tau_E(t)$ в переходных режимах с включением ЭЦР-нагрева были получены при использовании обобщенных граничных условий 3-го рода с нелинейной зависимостью потока тепла от температуры на границе с SOL. В условиях, когда зависимостью потока тепла от температуры учитывала, что доминирующим каналом тепловых потерь из SOL является поток тепла вдоль силовых линий магнитного поля, определяемый механизмом классической продольной электронной теплопроводности, различия между расчетными и экспериментальными величинами $\tau_{\scriptscriptstyle F}$ не выходили за пределы погрешности экспериментальных измерений при разных уровнях вводимой ЭЦР-мощности.

Основные принципы подхода, основанного на самосогласованном поддержании турбулентной плазмы вблизи турбулентно-релаксированного состояния, сохраняют свое значение и для более продвинутых мотелей и кодов, в частности для турбулентного кода CONTRA-A [65], работающего совместно с транспортным кодом ASTRA, и

позволяющего проводить моделирование турбулентно-транспортных процессов в токамаках с учетом тороидальности и произвольной формы полоидального сечения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. // ЖЭТФ. 1968. Т. 53. С. 348.
- 2. Галеев А.А., Ораевский В.Н., Сагдеев Р.З. // ЖЭТФ. 1963 . Т. 44. С. 903.
- 3. *Михайловский А.Б.* Теория плазменных неустойчивостей. Т. II. Неустойчивости неоднородной плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
- 4. Галеев А.А., Рудаков Л.И. // ЖЭТФ. 1964. Т. 45. С. 647.
- 5. Vedenov A.A., Velikhov E.P., Sagdeev R.Z. // Nucl. Fusion. 1961. V. 1. P. 82.
- 6. Лаврентьев О.А., Потапенко В.А., Степаненко И.А. // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 115.
- Азовский Ю.С., Лаврентьев О.А., Маслов В.А. // Украинский физический ж. 1981. Т. 26. С. 429.
- 8. Иоффе М.С., Канаев Б.И., Питерский В.В., Юштанов Е.Е. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. С. 453.
- 9. Иоффе М.С., Канаев Б.И., Пастухов В.П., Питерский В.В., Юшманов Е.Е. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. С. 464.
- 10. Иоффе М.С., Канаев Б.И., Пастухов В.П., Питерский В.В., Юшманов Е.Е. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. С. 594.
- 11. Пастухов В.П. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 560.
- Krall N.A., Book B.L. // Phys. Fluids. 1969. V. 12. P. 347.
- Krall N.A., Liewer P.C. // Phys. Rev. 1971. V. A4. P. 2094.
- Галеев А.А., Сагдеев Р.З. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 7. М.: Атомиздат, 1973. С. 114.
- 15. Hamasaki S., Davidson R.C., Krall N.A., Liewer P.C. // Nucl. Fusion. 1974. V. 14. P. 27.
- Пастухов В.П. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 1003.
- 17. Питерский В.В., Пастухов В.П., Иоффе М.С., Канаев Б.И., Юшманов Е.Е. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 170.
- 18. Pastukhov V.P. // Nucl. Fusion. 1974. V. 14. P. 3.
- Пастухов В.П. // Вопросы теории плазмы / Под ред. Б.Б. Кадомцева. Вып. 13. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 160.
- Hasegava A., Chen L., Mauel M.E. // Nuclear Fusion. 1990. V. 30. P. 2405.
- Morozov A.I., Pastukhov V.P., Sokolov A.Yu. // Proc. the Workshop on D-3He Based Reactor Studies. Kurchatov Atomic Energy Institute. Moscow. USSR, 1991. P. 1C1.
- 22. *Попович П.А., Шафранов В.Д.* // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 519.
- 23. Garnier D.T., Kesner J., Mauel M.E. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6 (9). P. 3431.

- Kesner J., Bromberg L., Garnier D.T., Mauel M.E. // 17th IAEA Fusion Energy Conf. 1998 / Vienna. IAEA. 1999. V. 3. P. 1165.
- Hameiri E., Laurence P., Mond M. // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 1513.
- Cheng C.Z., Qian Q. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 11193.
- Chan A., Xia M., Chen L. // J. Geophys. Res. 1994.
 V. 99. P. 17351.
- Yoshida Z., Ogawa Y., Morikawa J., Watanabe S., Yano Y., Mizumaki S., Tosaka T., Ohtani Y., Hayakawa A., Shibui M. // J. Plasma Fusion Res. 2006. V. 1. P. 008.
- 29. Yoshida Z., Ogawa Y., Morikawa J., Furukawa M., Saitoh H., Hirota M., Hori D., Shiraishi J., Watanabe S., Numazawa S., Yano Y., Suzuki J. // Fusion Sci. Technol. 2007. V. 51. P. 29.
- 30. Yoshida Z., Saitoh H., Morikawa J., Yano Y., Watanabe S., Ogawa Y. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. P. 235004.
- 31. Rosenbluth M.N., Longmire C.L. // Ann. Phys. 1957. V. 1. P. 120.
- 32. Bernstein I.B., Frieman E., Kruscal M., Kulsrud R. // Proc. Roy. Soc. London. 1958. Ser. A244. P. 17.
- Кадомцев Б.Б. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 2. С. 132.
- Вабищевич П.Н., Дегтярев Л.М., Дроздов В.В., Пошехонов Ю.Ю., Шафранов В.Д. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. С. 981.
- 35. *Пастухов В.П.*, *Чудин Н.В.* // Физика плазмы, 2001. Т. 27. С. 963.
- 36. *Pastukhov V.P., Chudin N.V.* // Proc. 19th IAEA Fusion Energy Conf. (Lyon 2002). Vienna: IAEA, 2003. Rep. TH/2-5.
- 37. *Пастухов В.П.*, *Чудин Н.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. С. 395.
- 38. *Пастухов В.П.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. С. 892.
- 39. *Пастухов В.П.* // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 566.
- 40. *Пастухов В.П.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 628.
- 41. *Морозов А.И., Пастухов В.П.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 790.
- Pastukhov V.P., Sokolov A.Yu. // Nucl. Fusion. 1992.
 V. 32. P. 1725.
- Scott B.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006.
 V. 48. P. B277.
- 44. *Idomura Y., Urano H., Aiba N., Tokuda S. //* Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 065029.

- 45. Garbet X. // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 094003.
- 46. Hahm T.S. // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 104026.
- 47. Terry P.W., Carmody D., Doerk H., Guttenfelder W., Hatch D.R., Hegna C.C., Ishizawa A., Jenko F., Nevins W.M., Predebon I., Pueschel M.J., Sarff J.S. and Whelan G.G. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 104011.
- 48. *Пастухов В.П.*, *Чудин Н.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. С. 722.
- Pastukhov V.P., Chudin N.V. // Proc. 23-nd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, Republic of Korea, 2010. Report THC/P4-22.
- 50. Pastukhov V.P., Chudin N.V., Smirnov D.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2011. V. 53. P. 054015.
- Pastukhov V.P., Chudin N.V., Smirnov D.V. // Proc. 38 EPS Conference on Plasma Physics. France, Strasbourg. 2011. Report P4.136. http://ocs.ciemat.es/EPS2011PAP/pdf/P4.136.pdf
- 52. *Пастухов В.П., Смирнов Д.В.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 307.
- Coppi B. // Comments Plasma Phys. Control. Fusion. 1980. V. 5. P. 261.
- Esiptchuk Yu.V., Razumova K.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1986. V. 28. P. 1253.
- 55. Razumova K.A., Andreev V.F., Donnre A.J.H., Hogeweij G.M.D., Lysenko S.E., Shelukhin D.A., Spakman G.W., Vershkov V.A., Zhuravlev V.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. P. 1373.
- Razumova K.A., Andreev V.F., Dnestrovskij A.Yu., Kislov A.Ya., Kirneva N.A., Lysenko S.E., Pavlov Yu.D., Poznyak V.I., Shafranov T.V., Trukhina E.V., Zhuravlev V.A., Donnre A.J.H., Hogeweij G.M.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. P. 105004.
- 57. Biscamp D. // Comments Plasma Phys. Control. Fusion. 1986. V. 10. P. 165.
- 58. Кадомцев Б.Б. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 771.
- 59. Днестровский Ю.Н., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Черкасов С.В., Уолш М.Д. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 3.
- 60. Днестровский Ю.Н., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 579.
- 61. Яньков В.В. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. С. 169.
- 62. *Yankov V.V.*, *Nycander J.* // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 2907.
- Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. // Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, ID 282186. http://edoc.mpg.de/282186.
- 64. *Пастухов В.П.*, *Кирнева Н.А.*, *Смирнов Д.В.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 1072.
- Днестровский А.Ю., Пастухов В.П., Чудин Н.В. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 325.

УДК 537.5

ПОЗИЦИОНИРОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ДИФФУЗНО-КАНАЛЬНОГО РАЗРЯДА В АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ¹

© 2021 г. Г. А. Месяц^{а,*}, И. В. Васенина^а

^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия
*e-mail: mesyatsga@lebedev.ru
Поступила в редакцию 03.02.2021 г.
После доработки 25.04.2021 г.
Принята к публикации 25.04.2021 г.

Показано, что кроме широко известных таунсендовского и стримерного разрядов в газе существует третий тип разряда — наносекундный диффузно-канальный разряд. Он происходит при многократном перенапряжении на исследуемом промежутке. Исследование проводится на примере воздуха при нормальных условиях в однородном электрическом поле. В этом случае отношение $d/x_k \gg 1$, где d — длина промежутка, x_k — длина критической лавины электронов. Электрическое поле на головке такой лавины достигает 10^6 В · см $^{-1}$ и более, поэтому она испускает убегающие электроны, которые создают новые электроны впереди старых. Образуется лавинная цепь, формально аналогичная стримеру, но с низкой электропроводностью. Убегающие электроны и фотоэмиссия с катодов от ультрафиолетовых фотонов способствуют накоплению вторичных электронов в промежутке. Это приводит к появлению диффузного тлеющего разряда, который затем переходит в канальный разряд и дугу. Рассчитана зависимость коэффициента перенапряжения η от произведения pd, где p — давление газа при $d/x_k = 10$. Она сравнивается с хорошо известной кривой, которая разделяет таунсендовский и стримерный разряды в воздухе.

Ключевые слова: электронная лавина, убегающие электроны, наносекундный разряд, стримерный разряд, таунсендовский разряд, автоэлектронная эмиссия, взрывная эмиссия

DOI: 10.31857/S0367292121090055

ВВЕДЕНИЕ

В физике электрического разряда в газе широко известны два типа разряда: таунсендовский и стримерный [1–3]. При таунсендовском разряде в промежутке наблюдается диффузное свечение, а при стримерном — ярко светящийся плазменный канал. Кроме того, при больших величинах приведенного поля E/p в наносекундном диапазоне времени существует разряд, в котором одновременно проявляются свойства обоих этих разрядов [4–6], а также появляются новые свойства. Такой разряд был назван наносекундным диффузно-канальным (НДК). Напомним кратко о сути таунсендовского и стримерного разрядов.

Электрический разряд в газе начинается с появления инициирующих электронов в промежутке, которые создают электронную лавину. Пусть однородное электрическое поле равно E_0 , а инициирующий электрон находится у катода. Число электронов N в лавине будет расти по экспоненциальному закону

$$N = \exp \alpha x = \exp \alpha vt, \tag{1}$$

где α — коэффициент ударной ионизации молекул газа электронами, x — путь, пройденный головкой лавины, v — скорость дрейфа электронов, t — время. Одновременно с ионизацией молекул газа происходит их возбуждение с последующим испусканием фотонов. Положительные ионы газа и фотоны, попадая на катод, приводят к вторичной электронной эмиссии. Если принять, что γ — это число вторичных электронов, выходящих из катода на один первичный электрон, а d — длина промежутка, то формула

$$\gamma(\exp\alpha d - 1) = 1,\tag{2}$$

является условием возникновения таунсендовского пробоя. Учитывая, что во всех случаях $\exp(\alpha d) \gg 1$, эту формулу можно записать в виде $\exp(\alpha d) = \gamma^{-1}$. Из этой формулы можно получить

¹ Данная статья подготовлена по результатам работы Международной конференции "Исследования космической плазмы: перспективы ближайших десятилетий", посвященной 80-летию академика Альберта Абубакировича Галеева.

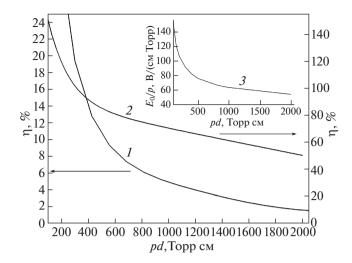


Рис. 1. Распределение величин pd и η по типам разрядов: кривая 1 — условная граница таунсендовского (внизу) и стримерного (вверху) разрядов по данным [7]; кривая 2 — граница НДК разряда при $d/x_k = 10$; кривая 3 — зависимость E_0/p от pd при $d/x_k = 10$.

закон Пашена — зависимость статического пробивного напряжения U_b от произведения pd, где p — давление газа, т.е. $U_b = f(pd)$. При выполнении условия (2) пробой будет сопровождаться большим числом электронных лавин, которые следуют друг за другом. Так как вторичные лавины возникают произвольно на различных участках поверхности катода, то данный механизм приводит к объемному разряду, который называют тлеющим разрядом (TP) [1].

Однако ситуация меняется коренным образом, если электрическое поле в промежутке становится выше статического пробивного, т.е. создается перенапряжение. В этом случае главенствующую роль начинает играть первичная лавина. Если электрическое поле, создаваемое объемным зарядом одиночной лавины с числом электронов N_k , сравнивается с внешним полем, то реализуется стримерный механизм разряда. Критерием появления такого механизма является соотношение

$$\exp(\alpha d) = N_k. \tag{3}$$

Условие (3) означает, что, когда число электронов в лавине достигает величины N_k , то пространственный заряд лавины становится достаточным, чтобы электрическое поле внутри нее было сравнимо с внешним полем.

При переходе от таунсендовского разряда к стримерному решающую роль играет коэффициент перенапряжения. Он определяется как превышение импульсного напряжения U_0 , при котором происходит пробой, над статическим про-

бивным напряжением U_b . Перенапряжение будем определять в процентах

$$\eta = \frac{U_0 - U_b}{U_b} \times 100\%. \tag{4}$$

На рис. 1 представлена кривая I, которая разделяет множество значений pd и η на две области. Эти данные были получены экспериментально и обобщены в [7, 8] для воздуха при нормальных условиях. Предполагалось, что если условия разряда соответствуют области, лежащей выше кривой I, то имеет место стримерный пробой, а если ниже, то таунсендовский.

СРАВНЕНИЕ РАЗРЯДОВ

Рассматриваемый нами НДК разряд проявляется при напряжениях, которые во много раз превышают напряжение при статическом пробое. Впервые внимание к этим разрядам было привлечено в работах [4-6] при обсуждении противоречий в толковании зависимости времени формирования разряда в атмосферном воздухе при миллиметровых промежутках от величины электрического поля в наносекундном диапазоне, которая была получена в работе [9]. В ней предполагалось, что разряд является стримерным и что он инициируется одиночными электронами. Однако в работе [4] показано, что в [9] реальное число электронов, инициирующих разряд, достигало порядка 10⁴. Каждый из этих электронов создавал электронную лавину. Суммарный ток этих лавин в [9] интерпретировался как ток единого стримера. Однако фактически в [9] был таунсендовский разряд с большим числом инициирующих электронов. Когда же разряд происходил действительно при одноэлектронном инициировании, то оказалось, что время формирования разряда вплоть до порядка величины превосходило то, что должно было быть при стримерном пробое [4, 5]. Дальнейшее исследование этого разряда показало, что это новый тип пробоя в газе, который нельзя отнести ни к таунсендовскому, ни к стримерному разрядам.

Сравнение таунсендовского и стримерного разряда с рассматриваемым нами НДК-разрядом можно производить по соотношению длины критической лавины x_k с длиной промежутка d. Если $x_k \gg d$, то разряд будет таунсендовским; если $x_k \geq d$ — стримерным, а если $x_k \ll d$, то будет происходить НДК-разряд. На рис. 1 представлена кривая 2, которая описывает зависимость перенапряжения η от pd при соотношении $\mu = d/x_k = 10$. В таком НДК-разряде лавинно-стримерный переход происходит в катодной зоне. При других величинах $\mu \gg 1$ эта кривая будет иметь другой вид, но она всегда будет находиться выше кривой I.

При расчете кривой 2 нужно знать две величины: импульсное электрическое поле пробоя E_0 и электрическое поле при статическом пробое E_b для одинаковых величин pd. Поэтому для определения коэффициента ударной ионизации α в зависимости от поля и давления желательно иметь формулу, которая бы включала диапазон электрических полей от E_b до E_0 . Поэтому воспользуемся эмпирической формулой Таунсенда [3]

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right),\tag{5}$$

при E/p в диапазоне $36-180~{\rm B\cdot cm^{-1}\cdot Topp^{-1}}$, когда $A=8.6~{\rm cm^{-1}\cdot Topp^{-1}}$ и $B=254~{\rm B\cdot cm^{-1}\cdot Topp^{-1}}$. Из формулы (1) следует, что критическая длина электронной лавины

$$x_k = \frac{\ln N_k}{\alpha}. (6)$$

Если подставить величину α из формулы (5) в (6), то получим

$$x_k = \frac{\ln N_k}{Ap} \exp\left(\frac{B}{E_0/p}\right). \tag{7}$$

Если левую и правую части формулы (7) разделить на длину промежутка d, то получим

$$\frac{E_0}{p} = B \ln \frac{Apd}{\mu \ln N_k},\tag{8}$$

где E_0 — электрическое поле, при котором $\mu = d/x_k$.

Электрическое поле E_b при статическом пробое можно найти из формулы (2), приняв, что коэффициент ударной ионизации α определяется из формулы (5). В этом случае получим

$$\frac{E_b}{p} = B \ln \frac{Apd}{\ln \gamma^{-1}}. (9)$$

Перенапряжение определим из соотношения (4), принимая, что электрическое поле E и напряжение U связаны формулой U = Ed. Подставляя сюда E_0 и E_b из (8) и (9), получим

$$\eta = \left[\left(\ln \frac{\mu \ln N_k}{Apd} \right) \left(\ln \frac{Apd}{\ln \gamma^{-1}} \right) - 1 \right] \times 100\%.$$
 (10)

В эту формулу под двойным логарифмом входят величины γ и N_k , характеризующие таунсендовский и стримерный разряды. Их оценка может быть приближенной. Примем, что $\gamma=10^{-4}$ [1, 3]. Критическое число электронов N_k определим из формулы [10]

$$N_k = \frac{9\pi\varepsilon_0 E_0}{2e\alpha^2},\tag{11}$$

где e — заряд электрона, ε_0 — диэлектрическая постоянная. При выводе этой формулы учтено, что переход лавины в стример происходит, когда сум-

ма электрических полей электронной головки и ионной компоненты лавины достигает величины, равной величине внешнего поля. Это приведет к уничтожению электрического поля между центрами зарядов лавины.

Используя формулы (10) и (11), получим зависимость приведенного электрического поля E_0/p от величины pd. Для ситуации, когда $\mu = 10$, она приведена в виде кривой 3 на рис. 1.

ФИЗИКА НДК-РАЗРЯДА

При электрическом поле в промежутке, многократно превышающем статическое пробивное поле, важную роль начинает играть автоэлектронная эмиссия (АЭЭ) с микровыступов на поверхности катода. Электроны от АЭЭ инициируют создание электронных лавин. Эти лавины из-за большой величины приведенного электрического поля E/p, которое составляет $10^5 \text{ B} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ и более, достигают критической величины на длине пути $x_k \ll d$, т.е. в катодной зоне. Критическое число электронов в такой лавине, как мы показали выше, из-за эффекта самоторможения лавин будет на порядки меньше, чем у классической лавины. Соответственно будет меньше число возбужденных молекул газа. Это резко сокращает число фотонов, которые необходимы для развития стримера. В этом случае при $x_k \ll d$ лавина переходит в плазменное образование, подобное стримеру, которое получило название лавинная цепь (ЛЦ) [6]. В НДК-разрядах место фотонов, которые поддерживают развитие стримера, занимают убегающие электроны (УЭ) [6, 11]. В этих разрядах УЭ генерируются головками электронных лавин, если электрическое поле на них достигает критического значения $E_{\kappa p}$. Для азота величина $E_{\kappa p}/p=590~{\rm B\cdot cm^{-1}\cdot Topp^{-1}}$ [12], т.е. при атмосферном давлении $E_{\kappa p}=4.5\times 10^5~{\rm B\cdot cm^{-1}}$. Однако лавины испускают ультрафиолетовые фотоны, которые вызывают фотоэмиссию вторичных электронов с катода [12]. Эти электроны приводят к образованию новых ЛЦ. Совокупность этих процессов приводит к накоплению в разрядном промежутке свободных электронов и плазмы, которая инициирует зажигание объемного тлеющего разряда, аналогичного разряду с многоэлектронным инициированием [4, 5].

Следовательно, чтобы произошел НДК-разряд необходимо в промежутке в процессе формирования разряда накопить плазму с такой концентрацией, чтобы произошел тлеющий разряд. Для миллиметровых промежутков в воздухе в нормальных условиях при E_0/p порядка 10^5 В \cdot см⁻¹ · Торр⁻¹ эта концентрация составляет 10^6 см⁻³ [15]. Учитывая объем, где происходит разряд, количество электронов, которое необхо-

димо для инициирования разряда, составляет порядка 10^4 штук [14].

Оценим параметры первичной лавины при $pd = 100 \text{ см} \cdot \text{Торр и } E_0/p = 150 \text{ B} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$, для которой согласно формуле (11) $N_k = 2.4 \times 10^6$. На начальном этапе развития этой лавины ее радиус будет обусловлен только диффузией электронов

$$r = (6Dt)^{1/2}. (12)$$

где D — коэффициент диффузии, t — время. Преобразуем формулу (12), учитывая, что $t = x/v = x/(bE_0)$, а согласно формуле Эйнштейна

$$\frac{D}{b} = \frac{2U_T}{3},\tag{13}$$

где b — подвижность электронов, $U_{\rm T}$ — тепловая энергия электронов в плазме лавины, эВ. Из формул (12) и (13) следует, что

$$\beta = \frac{x}{r} = \frac{1}{2} \left(\frac{U}{U_T} \right)^{1/2}.$$
 (14)

Так как тепловая энергия электронов $U_{\rm T}$ измеряется вольтами, а U — киловольтами, то величина $\beta \gg 1$. Эта величина характеризует усиление электрического поля в головке лавины по сравнению с приложенным полем E_0 . Оценку этой величины к моменту перехода лавины в стример можно произвести по формуле [15]

$$\beta = Q \exp \frac{B_0}{2E_0/p},\tag{15}$$

где $Q \approx 3$, $B_0 = 365 \text{ B} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Topp}^{-1}$.

Например, при $E_0/p=150~{\rm B\cdot cm^{-1}\cdot Topp^{-1}}$ величина $\beta=10$, а поле на головке лавины составит $1.5\times 10^6~{\rm B\cdot cm^{-1}}$. Этого поля достаточно, чтобы появились убегающие электроны (УЭ), испускаемые головкой лавины [15]. Эти электроны ионизируют газ впереди головки лавины и приводят к созданию новой лавины. Затем этот процесс продолжается, в результате чего образуется лавинная цепь, о которой мы говорили выше.

Проведем приближенную оценку тока плазмы в первичной лавине, предполагая, что она развивается по экспоненте вплоть до достижения критического состояния $N=N_k$. Ограничимся рассмотрением случая (рис. 1), когда $\mu=d/x_k=10$, а $E/p=150~{\rm B\cdot cm^{-1}\cdot Topp^{-1}}$. Ток электронов в лавине, достигшей критических размеров, составляет

$$i_k = e n_k v s, \tag{16}$$

где n_k — плотность электронов в головке лавины критического размера, s — сечение, через которое протекает ток лавины. Величину n_k оценим из соотношения

$$n_k = 3N_k / 4\pi r^3,$$

где r — радиус критической лавины. Он определяется из формул (12)—(14)

$$r = 2(U_T x_k / E_0)^{1/2}$$
.

Тепловую энергию электронов можно оценить по формуле $U_T=0.2(E_0/p)^{2/3}=5.4~\mathrm{B}$ [16]. Длина критической лавины определяется из формулы (6) $x_k=13.1\times10^{-3}~\mathrm{cm}$. В этом случае диффузионный радиус лавины $r=1.4\times10^{-3}~\mathrm{cm}$. Скорость дрейфа электронов [1] составит $v=0.36\times10^6(E_0/p)=5.4\times10^7~\mathrm{cm}\cdot\mathrm{c}^{-1}$. Сечение, по которому протекает ток $s=\pi r^2$. Подставляя величины $n_k, \ v$ и s в формулу (16) получим для тока критической лавины

$$i_k = \frac{3evN_k}{4r} \approx 1.1 \times 10^{-2} \text{ A.}$$
 (17)

Сравним этот ток с током в разрядном контуре. При условии, что $E_0/p = 150 \text{ B} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$, p = 760 Topp, а pd = 100 см · Topp, величина напряжения пробоя составит $U_0 = 15 \times 10^3 \,\mathrm{B}$, а длина промежутка d = 1.3 мм. НДК-разряд происходит в наносекундном импульсном режиме, поэтому в разрядном контуре всегда присутствует сопротивление Z, равное волновому сопротивлению коаксиальной линии, по которой поступает импульс. Если Z = 50 Ом, то разрядный ток $i_0 =$ $U_0/Z = 300$ A. Нас интересует только ток i_T , который протекает в стадии ТР. Примем, что $i_T = i_0/2$ [14]. Тогда число лавин, которые участвуют в разряде, составит $i_T/i_k \approx 10^4$. Следовательно, чтобы сформировать первый этап НДК-разряда — тлеющий разряд, нужно порядка 10⁴ электронов, накопленных в промежутке. Напомним, что при многоэлектронном инициировании, чтобы получить TP, необходимо также иметь 10⁴ инициирующих электронов, инжектитруемых в разрядный промежуток [5]. В пользу этого вывода говорит тот факт, что время роста тока в начале НДК-искры такое же, как в разряде с многоэлектронным инициированием [17]. Завершение разряда происходит в два этапа. В первом из них в плазме ТР образуется один или несколько плазменных каналов более ярких, чем плазма ТР. Наличие этих каналов обусловлено переходом одной или нескольких лавинных цепей в канальный режим [12, 17], так как в них в это время была наибольшая проводимость. На втором этапе завершения НДК-разряда в месте стыка одного из каналов с поверхностью катода происходит образование катодного пятна из-за появления взрывной эмиссии. Это свидетельствует о том, что разряд переходит в электрическую дугу [17, 18].

Используя приведенные выше расчеты, можно сделать грубую оценку электрического сопротивления R_k лавины, достигшей критического размера. Для этого воспользуемся формулой

 $R_k = U_0/(\mu i_k)$. Для используемого нами примера, когда $\mu = 10$, $R_k = 1.4 \times 10^5$ Ом. Если считать, что сопротивление каждого элемента лавинной цепи одинаково и равно R_k , то ее общее сопротивление R_{JII} равно порядка 10^6 Ом. Это на четыре порядка превышает сопротивление, которое находится в разрядном контуре. Поэтому в отличие от стримерного разряда появление в разрядном промежутке одной лавинной цепи, достигшей анода, не приводит к завершению разряда. Для этого требуются вторичные лавинные цепи, о которых мы говорили выше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами доказано, что кроме хорошо известных таунсендовского и стримерного разрядов в воздухе существует третий тип разряда — наносекундный диффузно-канальный разряд. Он проявляется в импульсном режиме при многократном перенапряжении при временах $10^{-10}-10^{-9}$ с. Критическая длина лавины x_k в таком разряде много меньше длины промежутка d. Критическое число электронов в ней на порядки меньше, чем в классическом стримерном разряде из-за эффекта самоторможения лавины. Соответственно будет меньше число возбужденных молекул газа. Поэтому фотоны не участвуют в развитии стримера. Фундаментальную роль начинают играть убегающие электроны, которые испускаются головкой лавины, так как электрическое поле на них $10^6~{
m B}\cdot{
m cm}^{-1}$. Эти электроны появляются перед головкой лавины и создают новую лавину. Этот процесс будет повторяться, что приведет к образованию лавинной цепи. Лавины и лавинные цепи испускают ультрафиолетовые фотоны, которые приводят к фотоэмиссии электронов с катода. Эти электроны создают новые ЛЦ и т.д. Следовательно, происходит накопление плазмы в промежутке. При достижении концентрации этой плазмы 10^6 см $^{-3}$ зажигается тлеющий разряд. Внутри плазмы этого разряда появляются плазменные каналы более яркие, чем свечение плазмы тлеющего разряда. В контакте плазмы канала с

поверхностью катода резко повышается электрическое поле, которое приводит к росту тока автоэлектронной эмиссии и ее переходу во взрывную эмиссию. После этого образуется катодное пятно, и разряд переходит в дуговой режим.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 19-79-30086).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Meek Y.M., Craggs Y.D.* Electrical Breakdown of Gases. Oxford: Clarendon Press, 1953.
- 2. Raether H. Electron Avalanches and Breakdown in Gases, London: Butterworths, 1964.
- Korolev Yu.D., Mesyats G.A. Physics of Pulsed Breakdown in Gases. Ekb: URO-PRESS, 1998.
- 4. *Месяц Г.А*. Исследования по генерированию наносекундных импульсов большой мощности. Докторская диссертация. Томский политехнический институт. 1966. Переиздана: М.: ФИАН, 2014.
- Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Искольдский А.М. // ЖТФ. 1968. Т. 38. С. 1281.
- 6. Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В. // УФН. 1972. Т. 107. С. 201.
- 7. *Allen K.R., Phillips K.* // Electrical Rev. 1964. V. 173. P. 779.
- 8. Tholl H. // Z. Naturforsch. 1964. Bd. 19A. S. 346.
- 9. Fletcher R.C. // Phys. Rev. 1949. V. 76. P. 1501.
- Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997.
- 11. *Станкевич Ю.Л., Калинин Н.С. //* Доклады АН СССР. 1967. Т. 177. С. 72.
- 12. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Автоэлектронные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982.
- Felsenthal P., Proud J.M. // Phys. Rev. 1965. V. 139. P. 1796.
- 14. Месяц Г.А. // УФН. 2006. Т. 176. С. 1069.
- 15. *Mesyats G.A., Zubarev N.M., Vasenina I.V.* // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2020. V. 47. P. 209. https://doi.org/10.3103/S1068335620070052
- 16. Schlumbohm H. // Z. Phys. 1965. V. 184. S. 492.
- 17. *Бакшт Р.Б., Королев Ю.Л., Месяц Г.А.* // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 652.
- 18. Месяц Г.А. // ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 885.

____ ДИНАМИКА _ ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

ОСОБЕННОСТИ РАДИАЛЬНОГО И АКСИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ТОРОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОСЕВОМ СТРУЙНОМ ВЫБРОСЕ НА УСТАНОВКЕ ПФ-3

© 2021 г. В. И. Крауз^{а, *}, К. Н. Митрофанов^{b, **}, В. В. Мялтон^a, И. В. Ильичев^a, А. М. Харрасов^a, Ю.В. Виноградова^a

 a НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия b ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия

*e-mail: krauz_vi@nrcki.ru **e-mail: mitrofan@triniti.ru Поступила в редакцию 26.03.2021 г. После доработки 27.04.2021 г.

Принята к публикации 29.04.2021 г.

Представлены результаты экспериментов по исследованию особенностей динамики и внутренней структуры осевого плазменного выброса на установке $\Pi\Phi$ -3, выполненных в рамках программы лабораторного моделирования астрофизических джетов. Проведены измерения распределения тороидального магнитного поля в радиальном $B_{\phi}(r)$ и осевом $B_{\phi}(z)$ направлениях. Показано, что магнитное поле играет существенную роль в коллимации плазменного потока, что важно для верификации численных моделей распространения астрофизических джетов. Измерения магнитных полей с пространственным разрешением вдоль оси пролетной камеры позволили определить протяженность области с захваченным магнитным потоком. Исследования радиальной структуры центральной части плазменного выброса свидетельствует об увеличении в диаметре канала протекания центрального тока в направлении от головной к хвостовой части плазменного потока. Приближенно линейный характер распределения магнитного поля в виде функциональной зависимости $B_{\phi}(r) \sim r$ в области протекания центрального тока указывает на равномерное распределение плотности тока вдоль радиуса. Выявлены некоторые особенности протекания токов в головной и хвостовой части потока. Обсуждается взаимодействие плазменного потока с конструкционными элементами пролетной камеры.

Ключевые слова: осевой плазменный выброс, магнитное поле, динамика плазмы

DOI: 10.31857/S0367292121090043

1. ВВЕДЕНИЕ

Лабораторное моделирование астрофизических процессов является одним из интенсивно развиваемых направлений. Актуальность этого направления обусловлена естественными ограничениями, которые присущи наблюдательной астрономии и связаны как с удаленностью исследуемых объектов, так и с возможностями существующих средств наблюдения. В этих условиях особое значение приобретает развитие теоретических моделей и разрабатываемых на их основе численных кодов. При этом остро встает вопрос их верификации. Здесь особая роль отводится лабораторному моделированию. Этому способствует тот замечательный факт, что уравнения магнитной гидродинамики не имеют внутреннего масштаба. Это означает, что, несмотря на огромные различия в пространственных и временных масштабах, при соблюдении определенных соотношений подобия, процессы в астрофизической плазме и в лабораторной плазме описываются одними и теми же уравнениями. Эти соотношения достаточно четко сформулированы в ряде работ, например, [1-3].

Одним из объектов лабораторного моделирования являются выбросы (джеты), испускаемые молодыми звездными объектами. Астрофизические джеты представляют собой одно из ярчайших явлений, наблюдаемых во Вселенной и присуще широкому классу объектов — от активных ядер галактик до микроквазаров и молодых звезд [4]. Интерес к лабораторному моделированию именно выбросов молодых звезд обусловлен тем, что они обладают нерелятивистскими скоростями ($\sim 3 \times 10^7$ см/с), достижимыми в лабораторных условиях. Хорошо известны работы по моделированию джетов молодых звезд, выполненные на

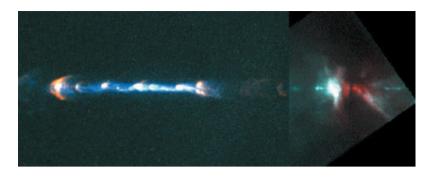


Рис. 1. Оптическое изображение объекта НН 111 из работы [13].

мощных лазерных установках [5, 6], Z-пинчах [7, 8], плазменных ускорителях [9, 10].

В последнее время все более широко используется термин "течение Хербиг-Аро" [11, 12], включающее в себя объекты, возникающие при взаимодействии выбросов с окружающей средой. Пример такого течения показан на рис. 1.

Как видно, течение может быть достаточно сильно структурировано. Причина такой структурированности является в настоящее время объектом дискуссий. Естественно также возникает вопрос: как эти отдельные объекты связаны с "центральной машиной".

Одним из устройств, позволяющих исследовать эти вопросы, является "плазменный фокус" $(\Pi \Phi)$. $\Pi \Phi$ является источником интенсивных плазменных потоков, возникающих в стадии пинчевания и распространяющихся в пролетной камере на расстояния ≥100 см, значительно превышающие их поперечные размеры [14-17]. Отличительной особенностью экспериментов с ПФ является то, что поток распространяется в среде с конечной плотностью [18, 19], что делает возможным моделирование взаимодействия джета с фоновой плазмой. Оценки показали, что в этой схеме моделирования удовлетворяются основные требования к параметрам масштабирования, что позволяет распространять полученные результаты на астрофизические объекты [19–21].

Среди основных результатов, полученных в схеме с ПФ установками, помимо компактности плазменного выброса при его распространении в пролетной камере, необходимо выделить такой важный результат, как обнаружение центрального тока, протекающего в керне плазменного выброса [22] и являющегося следствием захваченного магнитного потока, возникающего на стадии формирования потока в результате перезамыкания силовых линий. Понятно, что в этом случае топология магнитного поля в выбросе определяется топологией поля, создаваемой источником установки, что приводит к преобладанию тороидальной компоненты. Понятно, что в случае астрофизических джетов топология поля может быть

иной. Тем не менее, и в этом случае наличие центрального продольного тока, а, следовательно, и тороидального магнитного поля, независимо от природы его возникновения, является одним из ключевых аспектов существующих теоретических моделей. Это тороидальное магнитное поле может играть существенную роль в обеспечении компактности выброса.

Таким образом, плазменный поток распространяется с собственным захваченным полем. Эти результаты были получены как на установке ПФ-3 в НИЦ "Курчатовский институт" [23], так и на установках КПФ-4 "Феникс" в Сухумском физико-техническом институте [25] и PF-1000 в Институте физики плазмы и лазерного микросинтеза в Варшаве [26]. Согласно разработанной в этих работах феноменологической модели на основании детального исследования радиального распределения тороидального магнитного поля, центральный ток замыкается на периферии выброса непосредственно на сам плазменный сгусток и не связан с основной цепью разряда. Однако детальных исследований распределения тороидального поля в продольном направлении выполнено не было. К этой задаче тесно примыкает и проблема распределения токов замыкания в головной и хвостовой областях выброса.

Поскольку ПФ является импульсной системой, с ее помощью можно моделировать динамику распространения, в основном, одиночных выбросов. Если в поперечном оси распространения направлении их компактность показана достаточно убедительно, то вопрос о компактности в продольном направлении остается открытым. Основной задачей настоящей работы является исследование продольных размеров плазмы с захваченным магнитным полем и их динамики с помощью магнитозондовых и оптических методов.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Схема эксперимента

Исследования осевого плазменного потока, возникающего в результате сжатия плазмы ТПО и образования пинча, проведены на установке ПФ-3 [26, 27], представляющей собой плазменный фокус с конфигурацией электродов типа Филиппова (см. рис. 2а). Разрядная система состоит из двух электродов (анод диаметром 92 см и штыревой катод типа "беличье колесо" диаметром 115 см, помещенные в вакуумную камеру диаметром 250 см), разделенных изолятором высотой 25 см. Эксперименты, представленные в настоящей работе, выполнены при стационарном напуске рабочего газа в камеру установки при следующих начальных условиях: рабочий газ Ne при давлении $P_0 = 2.0$ Торр. Энергосодержание емкостного накопителя составляло ~370 кДж при зарядном напряжении 9 кВ, разрядный ток в системе — ≤2 МА. На этом же рис. 2а схематически показаны различные стадии сжатия токово-плазменной оболочки (ТПО) и образования пинча на оси установки в прианодной области (в анодной яме). Там же показана область распространения осевого струйного выброса из анодной области в пространство пролетной камеры.

Исследования динамики распространения осевого плазменного потока в окружающей среде из фонового газа проводились на значительных расстояниях от места генерации — на пролетной базе вдоль оси Z установки от 30 см до 50 см. Для этой цели используется специально сконструированная пролетная камера (см. рис. 26, в) с набором диагностических патрубков, позволяющим проводить измерения большого количества параметров плазменного потока (пространственных размеров, скорости, магнитного поля, интенсивности собственного свечения и др.) на различных расстояниях от места генерации. Центры диагностических патрубков диаметром 4 см находятся на расстоянии 35 см от плоскости анода. Момент так называемой "особенности" на производной полного тока dI/dt условно принимается в качестве момента генерации осевого потока, а местом генерации в первом приближении принимается анодная плоскость (z = 0).

2.2. Магнитозондовый метод измерения распределения тороидального магнитного поля в плазменном потоке

В экспериментах использовались абсолютно калиброванные многоканальные магнитные зонды, позволяющие измерять тороидальную (азимутальную) компоненту магнитного поля в плазме при распространении осевого струйного выброса в дрейфовом пространстве пролетной камеры. Характеристики магнитных зондов для

измерения тороидальной (B_{0}) компоненты магнитного поля были следующие: пространственное разрешение ~4 мм; временное разрешение не хуже 1.5 нс; чувствительность катушек зонда $k_n = (5.30 \pm 10.01) \times 10^{-8} \text{ B}/(\Gamma \text{c/c})$, количество каналов измерения – 9, дискретность измерения пространственного распределения B_{\odot} -поля — Δr или $\Delta z = 8$ мм. Общий вид и подробное описание конструкции магнитного зонда представлены на рис. 3 и в работах [23, 24]. Чувствительный элемент зонда калибровался как на величину вектора инлукции магнитного поля, так и на его направление. Точность калибровки магнитных зондов (определения эффективной площади катушки) была не хуже 5%. Погрешность измерений магнитного поля в плазменном потоке с учетом обтекания оболочки зонда плазмой была не более 20%[28, 29].

Набор диагностических патрубков, позволяет располагать магнитные зонды в диаметрально противоположных направлениях для измерения $B_{\phi}(r)$ распределения магнитного поля по обе стороны от оси (см. рис. 2б) в среднем сечении первой секции пролетной камеры (центр диагностических окон $z_1=35$ см) и в осевом направлении с торца пролетной камеры (см. рис. 2в) для измерения $B_{\phi}(z)$ распределения на расстояниях 30-50 см от поверхности анода.

Использование двух таких зондов позволяло проводить одновременные измерения в 18-ти точках пространства пролетной камеры в зависимости от цели эксперимента. В случае измерения радиального распределения B_{ϕ} -поля измерения проводились в диапазоне радиусов $r \in (-10, 10)$ см, в случае измерения $B_{\phi}(z)$ — в диапазоне $z \in$ \in (30, 50) см от плоскости анода. Сигнал с *i*-й катушки зонда, расположенной в точке пространства (r_i, z_i, φ_i) , был пропорционален производной индукции магнитного поля $(U_p^i \sim \partial B_\phi^i/\partial t)$. Для получения временной зависимости индукции магнитного поля $B_0^i(t)$ в данной точке сигнал с катушки U_{p}^{i} численно интегрировался с учетом полученных калибровочных коэффициентов k_p^i Пространственные распределения магнитного поля $B_{0}(r)$ или $B_{0}(z)$ восстанавливались по семейству кривых $B_{\scriptscriptstyle 0}^{i}(t)$ в зависимости от расположения магнитных зондов в пролетной камере. Программным способом из зондовых сигналов восстанавливались радиальное и осевое распределения магнитного поля непрерывно во времени, и на основе полученных данных создавался видеоряд в виде avi-файла, состоящего из последовательности захваченных изображений размером 1120 × 700 пикселей, меняющихся со скоростью 4 кадра в секунду. Полученный видеоряд позво-

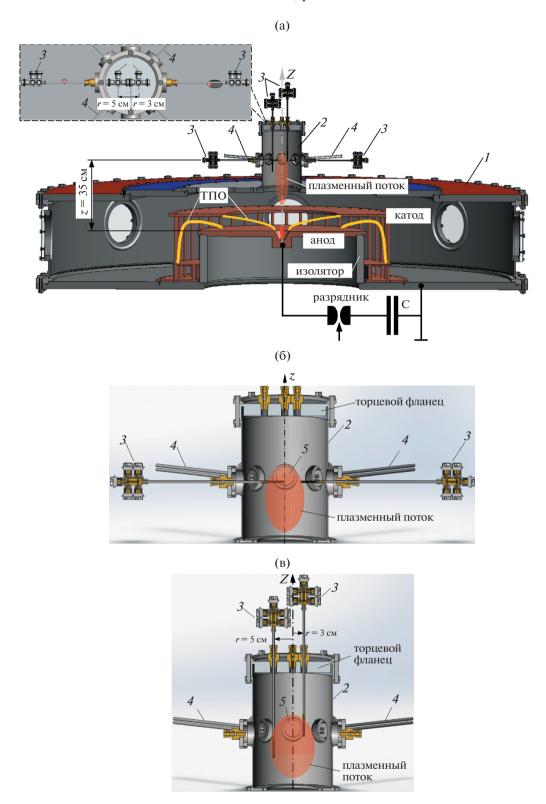


Рис. 2. Общий вид разрядной камеры установки $\Pi\Phi$ -3 и ее электродной системы (а), пролетной камеры и расположения некоторых диагностических средств (б), (в): I — вакуумная камера; 2 — пролетная камера; 3 — магнитные зонды; 4 — оптические коллиматоры; 5 — смотровые окна оптических диагностик (кадровых ЭОП и камеры щелевой развертки K008). Во врезке к рис. (а) показан вид пролетной камеры сверху. На рис. (б) и (в) показаны варианты расположения магнитных зондов для измерения $B_{\phi}(r)$ и $B_{\phi}(z)$ распределений магнитного поля, соответственно.

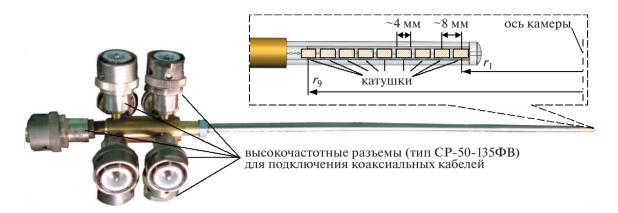


Рис. 3. Многоканальный магнитный зонд для измерения тороидальной (B_{ϕ} -) компоненты магнитного поля в плазменном потоке. Во врезке к рисунку показана конструкция чувствительного элемента магнитного зонда с указанием размеров катушек и расстояний между ними.

лял оперативно проводить анализ полученных зондовых результатов. Таким образом, при помощи циклической обработки численных данных (по ~80 выстрелам) создана база зондовых измерений, анализ которой, например, позволил в дальнейшем определить положение протекания центрального тока и токов замыкания, протяженность области с магнитным полем и др.

2.3. Методики регистрации оптического излучения, кадровых изображений и щелевых разверток плазменного потока

Фотографирование плазмы в оптическом диапазоне проводилось с помощью электронно-оптических преобразователей (ЭОП) типа ЭП-16 [30] в (r-z)-плоскости пролетной камеры. Каждый оптический регистратор представляет собой сборку из ЭОП, оптических фильтров, дистанционно управляемого цифрового фотоаппарата и системы объективов для переноса изображения. Регистрация плазменных потоков производилась в центральном сечении (z = 35 см) пролетной камеры. Экспозиция кадров составляла 30 нс. Поле зрения ЭОП-диагностики в приосевой области пролетной камеры захватывало область диаметром 13 см, полная разрешающая способность системы, приведенная к объекту, была не хуже 1 мм.

В качестве одного из диагностических инструментов в данной работе использована также скоростная камера с щелевой разверткой К008. Оптическая схема (см. рис. 4), включала в себя упорядоченный световод, представляющий собой систему из нескольких плоских жил, на одном конце объединенных в квадратную сборку и с разветвленным противоположным концом [31, 32]. Перед световодом располагалась оптическая система, представляющая собой телескоп Кеплера. Световод обращен соединенным концом к

пролетной камере установки и расположен таким образом, чтобы регистрировать излучение с высоты z=30.5 см, 35.0 см и 39.5 см над анодом. Несоединенные жилы на противоположном конце световода были собраны в линейку для выведения оптического излучения на камеру щелевой развертки. Для синхронизации был использован сигнал с оптического коллиматора, регистрирующего момент прохода ТПО определенного положения в камере. Ширина области зрения в радиальном направлении, перпендикулярном оси Z камеры составляла 9 см. Пространственное разрешение по объекту было не хуже 1 мм, временное разрешение — не хуже 400 нс для развертки 20 мкс и 120 нс для развертки длиной 6 мкс.

В экспериментах также использовались оптические коллиматоры, собирающие световое излучение вдоль диаметра камеры, которое затем по световоду подается на фотокатод ФЭУ и регистрируется на осциллографе. Коллимирование обеспечивает регистрацию излучения из относительно небольшого плазменного объема: диаметр области, попадающей в поле зрения коллиматора, не превышает 5 мм в центре пролетной камеры. Это позволяет с достаточно высокой точностью регистрировать момент прихода плазменного потока в область наблюдения и определять среднюю на пролетном участке скорость. Использование двойного коллиматора, состоящего из двух таких каналов, как показано на рис. 26, в, и разнесенных на небольшое расстояние (1.6 см), позволяет фактически определять мгновенную скорость в области наблюдения по сдвижке появления сигнала в различных каналах коллиматора.

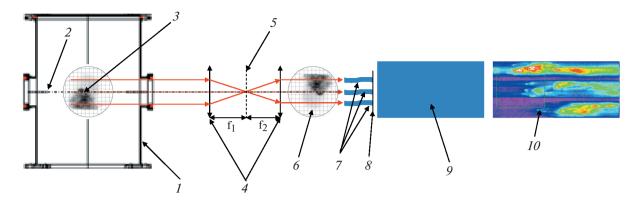


Рис. 4. Схема регистрации потока в пролетной камере посредством щелевой камеры K-008. I — пролетная камера, 2 — оптическая ось системы, 3 — плазменный поток, 4 — собирающие линзы (телескоп Кеплера), 5 — фокальная плоскость, f_1 , f_2 — фокусные расстояния линз, 6 — изображение плазменного потока, 7 — упорядоченный световод, 8 — входная шель камеры K-008, 9 — камера K-008, 10 — развертка потока.

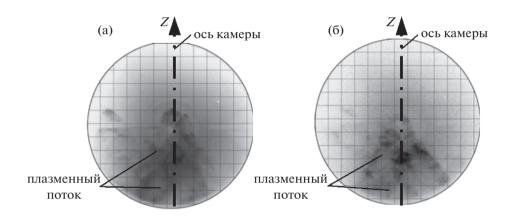


Рис. 5. Кадровые оптические изображения плазменного потока (импульсы № 4581 и № 4587, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж) по данным ЭОП-регистрации при прохождении плазмой позиции z = 35 см в момент времении t_{opt} относительно момента особенности на производной полного тока: а) — на $t_{opt} = 4.1$ мкс; б) — на $t_{opt} = 4.3$ мкс. Масштаб сетки 1 см \times 1 см.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Результаты измерения радиального распределения магнитного поля в плазменном потоке

Радиальное распределение тороидального магнитного поля было объектом наших предыдущих исследований [23], основным результатом которых явилось подтверждение наличия центрального керна в осевом плазменном выбросе, в котором протекает осевой ток, а также обнаружение области протекания обратных токов замыкания. Увеличение количества измерительных катушек в магнитных зондах позволило уточнить динамику радиального распределения тороидального магнитного поля. Сопоставление данных оптического кадрового фотографирования (см. рис. 5) и магнитных измерений позволило обнаружить корреляцию между формой плазмен-

ного потока и временной зависимостью магнитного поля, регистрируемой зондами.

Измерения были проведены вдоль центрального диаметра первой секции пролетной камеры $(z=35\ {\rm cm})$. Радиальные распределения тороидального магнитного поля $B_{\phi}(r,35)$ восстановлены из семейства кривых $B_{\phi}^*(r_i,35,t)$ и $B_{\phi}^{**}(r_j,35,t)$ на некоторые моменты времени t_i , указанные стрелками (\downarrow) на рис. 6 и 8. Для примера на рис. 6 справа снизу в легенде показано соответствие представленных кривых радиусам расположения катушек зондов. На рис. 7 и 9 показаны соответствующие радиальные распределения магнитного поля. Так как два многоканальных зонда были расположены по обе стороны от оси Z в диаметрально противоположных направлениях, это позволяло исследовать как симметрию расположения области протекания центрального тока

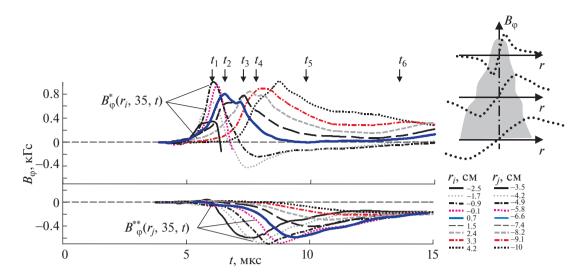


Рис. 6. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии z=35 см от поверхности анода установки (импульс № 4553, газ Ne, $P_0=2.0$ Торр, $U_0=9$ кВ, $W_0=370$ кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_i \in [-2.5; -1.7; -0.9; -0.1; 0.7; 1.5; 2.4; 3.3; 4.2]$ см [кривые $B_{\phi}^*(r_i, 35, t)$] и $r_j \in [-3.5; -4.2; -4.9; -5.8; -6.6; -7.4; -8.2; -9.1; -10.0]$ см [кривые $B_{\phi}^{**}(r_j, 35, t)$]. Справа вверху схематично показано распределение магнитного поля в центральной части плазменного потока в различных его сечениях. Справа снизу в легенде показано соответствие представленных кривых радиусам расположения катушек зондов.

относительно оси пролетной камеры, так и радиальный размер этой области, а также область протекания обратных токов на периферии плазменного потока.

В рассматриваемом на рис. 6, 7 случае такое размещение зондов позволяет проводить измерения в области радиусов от r = 4.2 см справа до r = -10 см слева от оси камеры, т.е. с достаточно высокой степенью точности промерить распределение магнитного поля в области оси камеры. В некоторых экспериментах наблюдалась несимметричная форма радиального распределения тороидального магнитного поля $B_{\omega}(r)$, измеренного двумя магнитными зондами при прохождении переднего фронта плазменного потока (см. на рис. 7а распределение $B_{\varphi}(r)$ в момент времени t_1). Как следует из распределения $B_{\omega}(r)$ наблюдается несимметричный пролет плазменного потока относительно магнитного зонда, расположенного слева от оси пролетной камеры. Скорее всего, практически все катушки данного зонда находятся вне области локализации магнитного поля осевого струйного выброса. В следующий момент времени (см. распределение $B_{\omega}(r)$ в момент t_2) уже не менее 6-ти катушек зонда оказывается внутри плазменного потока и регистрируют магнитное поле. Общий вид распределений $B_{\omega}(r)$ на рис. 7 и 9 указывает на существование двух областей в плазменном потоке: области центрального тока, где $B_{\omega}(r) \sim r$ и области, где $B_{\omega}(r) \sim 1/r^n$, $n \approx 0.9-1.0$.

Характер изменения со временем радиального размера области с $B_{\omega}(r) \sim r$ свидетельствует об увеличении диаметра канала протекания центрального тока в направлении от головной к хвостовой части плазменного потока, как схематически представлено справа вверху на рис. 6 или рис. 19е. Полученный результат находится в хорошем согласии с результатами, полученными ранее в экспериментах на установке КПФ-4 (г. Сухум) [24], а также с моделью, разработанной в работе [33]. В период времени t_2-t_6 диаметр области центрального тока увеличивается с 4.4 см до величины более 7 см. Приближенно линейный характер распределения магнитного поля в виде функциональной зависимости $B_{\omega}(r) \sim r$ в области протекания центрального тока указывает на равномерное распределение плотности тока j_z вдоль радиуса в данной области, согласно следующему выражению $j_z(r) \propto \partial B_{\odot}/\partial r + B_{\odot}/r$. Также возрастает и радиус области протекания обратного тока. Увеличение внешнего размера плазменного потока в направлении от его головы к хвостовой части наблюдается и на кадровых оптических регистраторах (см. рис. 5).

Аналогичная картина наблюдается в другом выстреле (№ 4562), когда катушки магнитных зондов были разнесены по радиусу от оси пролетной камеры (см. рис. 8 и 9). В данном случае измерения непосредственно на оси не производились, однако такое расположение катушек позволяло

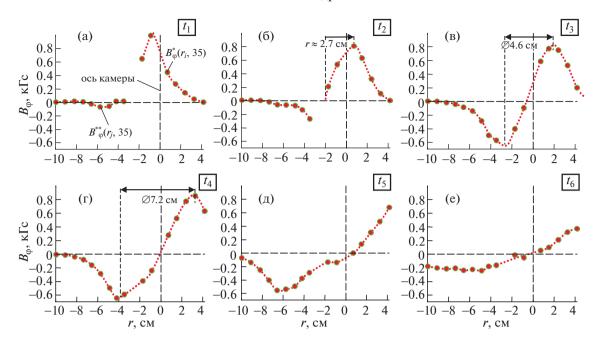


Рис. 7. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии z=35 см от поверхности анода установки (импульс № 4553, газ Ne, $P_0=2.0$ Торр, $U_0=9$ кВ, $W_0=370$ кДж): (а—е) — радиальные распределения магнитного поля $B_{\phi}(r)$, восстановленные из кривых $B_{\phi}^*(r_i, 35, t)$ и $B_{\phi}^{**}(r_j, 35, t)$ рис. 6 на моменты времени t_1-t_6 , указанные стрелками (\downarrow).

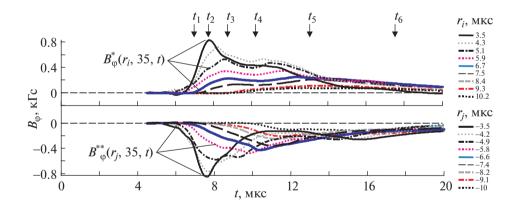


Рис. 8. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии z=35 см от поверхности анода установки (импульс № 4562, газ Ne, $P_0=2.0$ Торр, $U_0=9$ кВ, $W_0=370$ кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_i \in [3.5; 4.3; 5.1; 5.9; 6.7; 7.5; 8.4; 9.3; 10.2]$ см [кривые $B_{\phi}^*(r_i, 35, t)$] и $r_j \in [-3.5; -4.2; -4.9; -5.8; -6.6; -7.4; -8.2; -9.1; -10.0]$ см [кривые $B_{\phi}^*(r_j, 35, t)$]. Справа в легенде показано соответствие представленных кривых радиусам расположения катушек зондов.

исследовать поперечные размеры плазменного потока вплоть до радиуса стенок пролетной камеры ($r \approx 10.3$ см). В период времени t_1-t_5 диаметр области протекания центрального тока увеличивается с ~7 см вплоть до 10 см (см. рис. 9). Тороидальное магнитное поле на периферии плазменного потока регистрируется вплоть до радиуса $r \sim 8$ см на моменты времени t_2 , t_3 , а в последую-

щие моменты времени t_4 — t_6 — вплоть до радиуса стенки пролетной камеры. Таким образом, в хвостовой части плазменного потока область, занимаемая захваченным B_{ϕ} -полем занимает весь объем, ограниченный стенками пролетной камеры. Вероятней всего, обратные токи, протекающие на периферии плазменного потока, замыкаются на металлические стенки камеры.

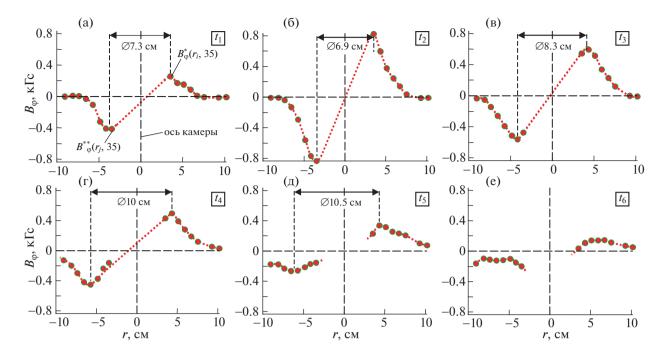


Рис. 9. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии z = 35 см от поверхности анода установки (импульс № 4562, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а—е) — радиальные распределения магнитного поля $B_{\phi}(r)$, восстановленные из кривых $B_{\phi}^*(r_i, 35, t)$ и $B_{\phi}^{**}(r_j, 35, t)$ рис. 8 на моменты времени t_1-t_6 , указанные стрелками (\downarrow).

3.2. Результаты измерения аксиального распределения магнитного поля в плазменном потоке

Если сохранение компактности головной части плазменного потока в радиальном направлении при его распространении вдоль оси камеры показано ранее достаточно убедительно (с помощью как магнитных, так и оптических измерений) [15, 17, 23], то вопрос о компактности осевого плазменного выброса в продольном направлении и, особенно, о месте замыкания обратных токов оставался дискуссионным. В предлагаемой нами модели на основании предыдущих измерений распределения тороидальных магнитных полей предполагается, что обратные токи замыкаются непосредственно на сам плазменный сгусток и не связаны с основной разрядной цепью [23–25]. Однако прямых измерений продольного распределения тороидальных магнитных полей, и, соответственно, протяженности продольного осевого тока, проведено не было.

В данной серии экспериментов такие измерения были проведены с помощью двух магнитных зондов, вводимых с торца пролетной камеры. Зонды были расположены симметрично относительно оси камеры на радиусах 3 см и 5 см, как показано на рис. 2в. Каждый зонд мог перемещаться вертикально на различные высоты, что, в отличие от случая радиального расположения зондов,

позволило исследовать динамику движения сгустка с магнитным полем вдоль оси Z в диапазоне $z \in (30, 50)$ см и более точно определить протяженность области с захваченным магнитным потоком.

На рис. 10 и 12 представлены временные зависимости индукции тороидального магнитного поля [семейство кривых $B_{\varphi}(3, z_i, t)$ и $B_{\varphi}(5, z_j, t)$], измеренные магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см и $r_p = 5$ см (см. рис. 2в), соответственно. На рис. 11 и 13 показаны аксиальные распределения магнитного поля $B_{\varphi}(z)$, восстановленные из кривых $B_{\varphi}(3, z_i, t)$ и $B_{\varphi}(5, z_j, t)$ на некоторые моменты времени t_i , указанные стрелками (\downarrow).

Рассмотрим результаты выстрела (№ 4523), в котором измерения магнитного поля проводились при прохождении плазменного потока на пролетной базе $z \in (30, 42)$ см от поверхности анода установки (см. рис. 10 и 11). Особенностью этих измерений является то, что при таком расположении зондов они частично перекрывают друг друга по высоте: часть катушек находится на одинаковом удалении от анода, но на разном расстоянии от оси. Наблюдаемое на рис. 10 различие в профилях сигналов с магнитных зондов, расположенных на различных радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, может быть обусловлено не только более удаленным расположением по высоте катушек зонда на

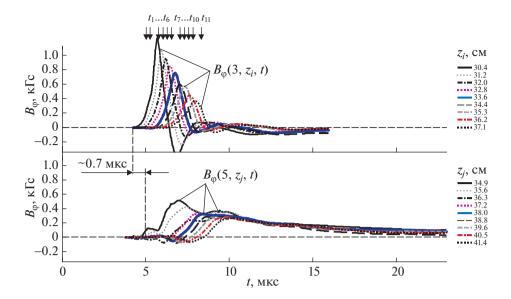


Рис. 10. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе z ∈ (30, 42) см от поверхности анода установки (импульс № 4523, газ Ne, P_0 = 2.0 Торр, U_0 = 9 кВ, W_0 = 370 кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах r_p = 3 см [кривые B_{ϕ} (3, z_i , t)] и r_p = 5 см [кривые B_{ϕ} (5, z_j , t)], где z_i ∈ [30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1] см и z_j ∈ [34.9; 35.6; 36.3; 37.2; 38.0; 38.8; 39.6; 40.5; 41.4] см. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси Z.

 $r_p = 5 \, \, {\rm cm}, \,\, {\rm нo} \,\, {\rm u} \,\, {\rm нenлockoй} \,\, {\rm фopмoй} \,\, {\rm пepeдhero} \,\, {\rm фpohra} \,\, {\rm плaзмeннoro} \,\, {\rm noroka}. \,\, {\rm Ha} \,\, {\rm akcuaльhux} \,\, {\rm pac-}$ пределениях магнитного поля $B_{0}(3, z_{i}, t)$ и $B_{0}(5, z_{i}, t)$ в моменты времени t_1-t_3 , видно (см. рис. 11), что вначале B_{ϕ} -поле начинает регистрироваться катушками зонда на радиусе $r_p = 3$ см. При этом распределение магнитного поля $B_{\omega}(3, z_i, t)$ в момент времени t_3 в головной части плазменного потока плавно спадает от своего пикового значения $B_{\phi}^{\rm max} \approx 1.2$ кГс, т.н. локального максимума маг- $^{^{\vee}}$ нитного поля (см. т. A — обозначена стрелкой "←" на рис. 11) до нуля в диапазоне расстояний z ∈ (30, 34) см. В моменты времени t_3 – t_8 наблюдается перемещение области $B_{\phi}^{\max}(3, z_i, t)$ вдоль оси Z со скоростью $V_z^A \approx (2.2 - 3.6) \times 10^6$ см/с. При этом следует заметить, что величина B_ϕ -поля в точке A уменьшается в несколько раз по мере пролета плазмы от z = 30 см до z = 36 см, что свидетельствует о затухании собственных токов, циркулирующих в плазме. На аксиальном распределении $B_{\varphi}(5, z_j, t)$, измеренном катушками зонда на радиусе $r_p = 5$ см, наблюдается та же картина (см. перемещение т. B на рис. 11 в моменты t_{10} , t_{11}).

Характер продольного распределения тороидального поля (наличие локального максимума на распределении $B_{\phi}(z)$) свидетельствует, скорее всего, о сгустке достаточно малых продольных размеров (несколько сантиметров) в области про-

текания центрального тока с последующим расширением токового канала, что соответствует результатам измерения радиального распределения тороидального поля, приведенным в п. 3.1 настоящей статьи, и зарегистрированным компактным объектам в экспериментах на установке PF-1000 [17, 25]. После прохождения основного стустка в большинстве случаев магнитное поле стремится к нулю, что свидетельствует о замыкании основного осевого тока непосредственно на сгусток. Наличие небольшого, отличного в ряде случаев от нуля магнитного поля, может быть следствием утечки части тока по остаточной плазме непосредственно на электроды системы, либо обусловлено прохождением генерируемых в разряде запаздывающих потоков с собственным магнитным полем.

Из аксиальных распределений тороидального магнитного поля определена протяженность области (Δ_z) с захваченным магнитным потоком вдоль оси Z пролетной камеры установки. Так из распределения магнитного поля $B_{\phi}(3, z_i, t)$ рис. 11 в момент времени t_6 видно, что величина Δ_z составляет величину около 5.7 см, в то время как в других выстрелах величина Δ_z могла быть несколько больше — 6—7 см. В последнем случае большое значение Δ_z обусловлено в основном длительной хвостовой частью плазменного потока. В п. 3.3 настоящей статьи будут более подробно рассмотрены особенности распределения маг-

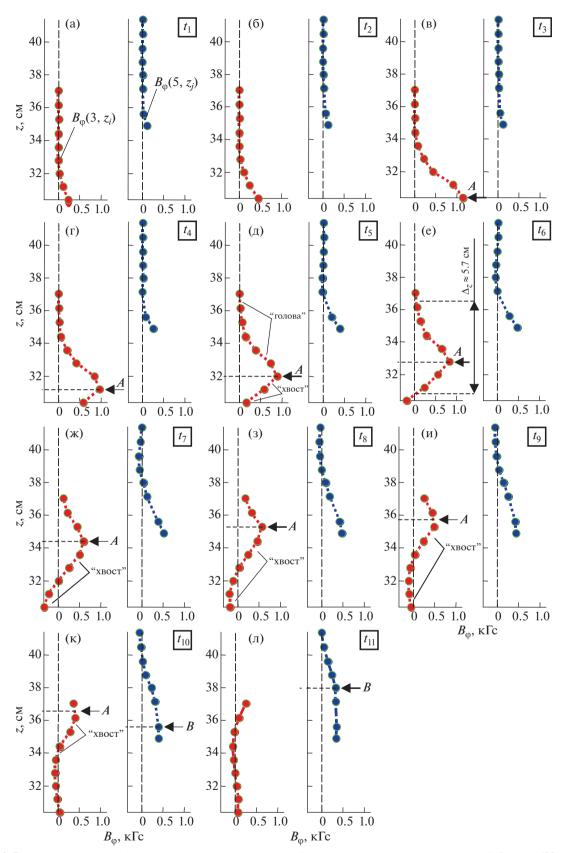


Рис. 11. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе z ∈ (30, 42) см от поверхности анода установки (импульс № 4523, газ Ne, P_0 = 2.0 Topp, U_0 = 9 кB, W_0 = 370 кДж): (а-л) - аксиальные распределения магнитного поля $B_{\phi}(z)$ на радиусах r_p = 3 см и 5 см, восстановленные из кривых $B_{\phi}(3, z_i, t)$ и $B_{\phi}(5, z_j, t)$ рис. 10 на моменты времени t_1 - t_{11} , указанные стрелками (\downarrow).

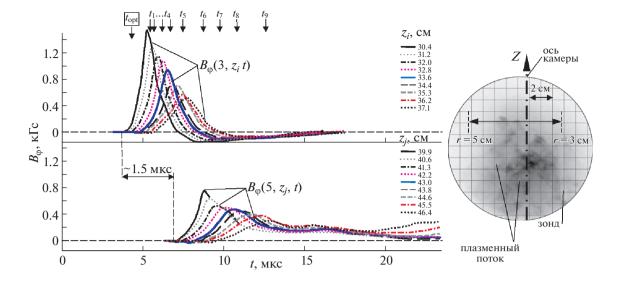


Рис. 12. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе z ∈ (30, 46) см от поверхности анода установки (импульс № 4533, газ Ne, P_0 = 2.0 Торр, U_0 = 9 кВ, W_0 = 370 кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах r_p = 3 см [кривые $B_{\phi}(3, z_i, t)$] и r_p = 5 см [кривые $B_{\phi}(5, z_j, t)$], где z_i ∈ [30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1] см и z_j ∈ [39.9; 40.6; 41.3; 42.2; 43.0; 43.8; 44.6; 45.5; 46.4] см. Справа — оптическое кадровое изображение плазменного потока, зарегистрированное в момент времени t_{opt} = 4.3 мкс. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси Z.

~ 7 cm.

нитного поля в головной и хвостовой частях плазменного потока.

Далее, рассмотрим поведение осевого струйного выброса на большей пролетной базе вдоль оси пролетной камеры. В выстреле № 4533 измерения тороидального магнитного поля проводились при прохождении плазменного потока на пролетной базе $z \in (30, 46)$ см от поверхности анода установки (см. рис. 12 и 13). В данном случае не было частичного перекрытия позиций расположения катушек двух многоканальных магнитных зондов вдоль оси Z, как в рассмотренном ранее случае на рис. 11. Как и следовало ожидать, увеличилась задержка появления сигналов с зондов на $r_p = 3$ см и 5 см с 0.7 мкс до 1.5 мкс. На оптическом кадровом изображении (см. рис. 12 справа), зарегистрированном на $t_{opt} = 4.3$ мкс вблизи момента появления сигналов с зонда на $r_p = 3$ см, видно, что указанный зонд уже погружен в плазму. В это же время в области радиуса $r_p = 5$ см не наблюдается оптического свечения плазмы, т.е. передний фронт плазменного потока туда не дошел. В рассматриваемом выстреле скорость смещения V_z^A области с максимальным уровнем магнитного поля на аксиальном распределении $B_{0}(3, z_{i}, t)$ лежит в диапазоне $(2.2-3) \times 10^6$ см/с (см. распределения магнитного поля в моменты $t_1 - t_5$ на рис. 13). Разница в увеличенной на 4 см пролетной базе по сравнению со случаем, представленным на рис. 11, объясняет увеличенную до 1.5 мкс

задержку в появлении сигналов с зондов на радиусах $r_p=3$ см и 5 см с учетом полученной оценки скорости V_z^A . В представленном примере перемещение области с магнитным полем прослеживается более отчетливо. Протяженность области с захваченным магнитным потоком составила $\Delta_z \sim$

Следует заметить, что на представленных аксиальных распределениях магнитного поля $B_{\phi}(z)$ отсутствует область с $B_{\phi}(z)$ = Const (т.н. "*плато*"), связанная с прохождением протяженной вдоль оси Z области протекания центрального тока. Действительно, все распределения $B_{\phi}(3, z_i, t)$ на рис. 11 и 13 имеют в голове потока плавно нарастающий до максимума профиль и сразу же спадающий после максимума профиль в хвосте потока. Однако, в некоторых выстрелах зарегистрирована иная картина.

На рис. 14 представлена радиальная оптическая щелевая развертка на различных расстояниях $z_{opt} = [30.5; 35.0; 39.5]$ см вдоль оси пролетной камеры. На всех подобных изображениях щелевых разверток в данной статье штриховыми линиями обозначены радиусы r_p расположения магнитных зондов, а штрихпунктирными линиями — ось Z пролетной камеры. В правой части каждого изображения развертки построена шкала соответствия между отсчетами интенсивности и цветовыми градациями. Число отсчетов интенсивности для 8-битного представления изображения

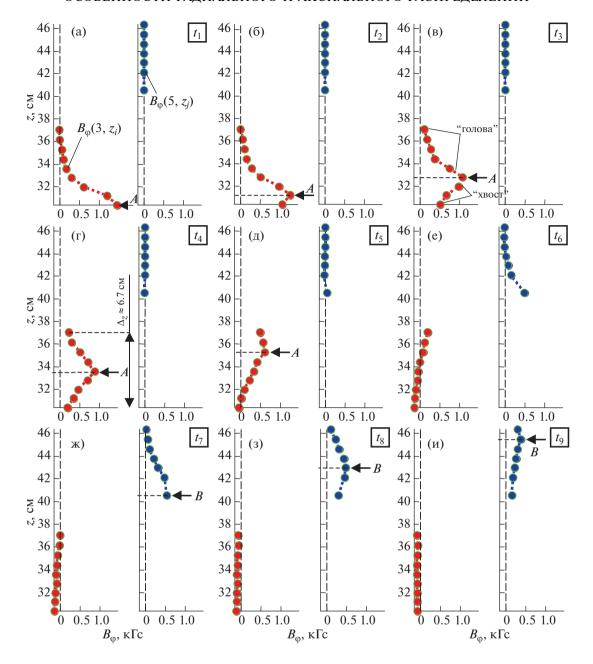


Рис. 13. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 46)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4533, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а—и) — аксиальные распределения магнитного поля $B_{\phi}(z)$ на радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, восстановленные из кривых $B_{\phi}(3,z_i,t)$ и $B_{\phi}(5,z_j,t)$ рис. 12 на моменты времени $t_1 - t_9$, указанные стрелками (\downarrow).

щелевой развертки лежит соответственно в диапазоне от 0 до 255.

На представленной щелевой развертке видно длительное (до 2 мкс) прохождение области плазменного потока с интенсивным свечением, обозначенное на рис. 14 фигурной скобкой с подписью "*плато*". Средняя скорость движения данной области на пролетной базе $z_{opt} = 30.5-39.5$ см, определенная по задержке появления свечения на

различных высотах, составила $V_z^{opt} \approx 3 \times 10^6$ см/с. В этом же промежутке времени t_1 — t_6 на аксиальных распределениях тороидального магнитного поля $B_{\phi}(3,z_i,t)$ (см. рис. 15) наблюдается прохождение области $B_{\phi}(z)$ = Const. Такое "*плато*" на распределении $B_{\phi}(z)$ образуется, когда некоторые катушки зонда, в данном примере 5 катушек, расположенные на одном и том же радиусе $r_p = 3$ см, находятся снаружи области протекания цен-

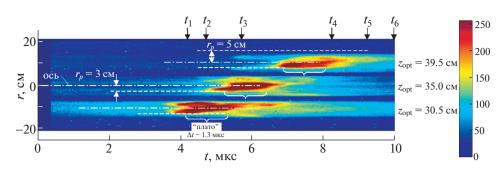


Рис. 14. Результаты сравнения данных с оптической радиальной развертки (вверху) и магнитных зондов (внизу) в импульсе № 4540, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж: I-3 — временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см на высотах $z_p = [30.4; 35.3; 39.9]$ см, соответственно. Пространственные щели оптической развертки располагались на высотах $z_{opt} = [30.5; 35.0; 39.5]$ см.

трального тока, где $B_{\phi} \sim 1/r$. В этом случае катушки будут регистрировать одинаковый уровень тороидального магнитного поля. Как следует из распределения $B_{\phi}(z)$, представленного в момент времени t_3 на рис. 15в, область плато имеет протяженность $\Delta z_{pl}^{mag} \sim 3.3$ см вдоль оси Z пролетной камеры. Полученное значение Δz_{pl}^{mag} хорошо совпадает с оценкой наиболее ярко светящейся части плазменного потока $\Delta z_{pl}^{opt} \sim 3.9$ см, полученной из оптической развертки следующим образом: $\Delta z_{pl}^{opt} = V_z^{opt} \cdot \Delta t$, где $\Delta t \approx 1.3$ мкс. Следует также заметить, что небольшое "nnamo" наблюдается и на распределениях $B_{\phi}(5, z_i, t)$, зарегистрированных зондом на радиусе $r_p = 5$ см (см. рис. 15д, е), т.е. область с распределением тороидального магнитного поля в виде $B_{\phi} \sim 1/r$ может простираться не менее чем до радиуса 5 см.

Динамика распространения осевого струйного выброса вдоль оси Z пролетной камеры установки анализировалась по результатам обработки данных с оптических коллиматоров (о) и магнитных зондов (■) и представлена на рис. 16. На верхней части рисунка по оси абсцисс отложена задержка появления сигнала с оптического коллиматора или магнитного зонда на различной высоте z от поверхности анода относительно "особенности" на производной полного тока dI/dt, по оси ординат отложена позиция коллиматора (или зонда) на высоте z. Иными словами, представлена временная зависимость z(t) появления свечения плазмы (или магнитного поля) на расстоянии z от анода установки. Там же кривыми 1 и 2 представлена интерполяция экспериментальных точек (о и \blacksquare) полиномом n-степени (n = 5), соответственно.

Интересным с точки зрения анализа кривых I и 2 является значение $z_0 = z(0)$ в момент особенности на dI/dt (t = 0). Видно, что кривые I и 2 пе-

ресекают ось ординат в диапазоне значений $z_0 = 7-11$ см. Полученное таким образом значение z_0 в первом приближении можно считать оценкой сверху высоты пинча в момент генерации осевого струйного выброса вблизи "особенности" на производной полного тока dI/dt. Информация о значении z_0 необходима для надежной оценки скорости осевого струйного выброса в момент его генерации и движения в начале пролетной базы.

На нижней части рис. 16 представлены временные зависимости скорости движения плазменного потока $V_z = dZ/dt$ (кривые 3 и 4), рассчитанные путем численного дифференцирования кривых 1 и 2. Следует заметить, что кривые 3 и 4, полученные по данным оптических коллиматоров и магнитных зондов, оказались близки и подобны друг другу. Характер полученных кривых 3 и 4 указывает на торможение плазменного потока по мере его движения на пролетной базе $z \in$ \in (10, 65) см. Из представленных данных рис. 16 следует, что на стадии пролета плазменным потоком центральной области первой секции пролетной камеры (z = 35 см) скорость его движения вдоль оси установки лежит в диапазоне $V_z = (3 -$ 5) \times 10⁶ см/с. Близкое значение скорости V_z получено из аксиальных распределений магнитного поля $B_{0}(z)$, измеренных магнитными зондами при пролете плазмой центрального сечения первой секции камеры (см. рис. 11 и 13), а также оптических разверток (см. напр. рис. 14).

По совокупности многих серий экспериментов на установке ПФ-3 построена зависимость максимального уровня азимутального магнитного поля B_{ϕ}^{\max} , зарегистрированного зондом в позиции $r_p = 2$ см, от расстояния z над поверхностью анода (z = 0). На рис. 17а представлена указанная зависимость $B_{\phi}^{\max}(z)$.

Так, в случае, когда измерения проводились на расстоянии $z \approx z_0 = 10$ см от поверхности анода

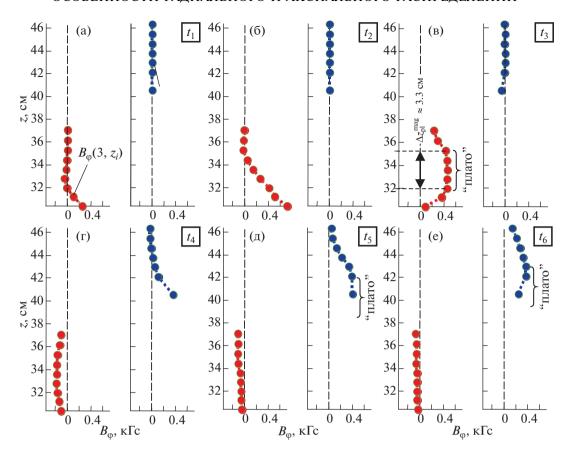


Рис. 15. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе z ∈ (30, 46) см от поверхности анода установки (импульс № 4540, газ Ne, P_0 = 2.0 Торр, U_0 = 9 кВ, W_0 = 370 кДж): (а—е) — аксиальные распределения магнитного поля $B_{\phi}(z)$ на радиусах r_p = 3 см и 5 см, восстановленные на моменты времени t_1 — t_9 , указанные стрелками (\downarrow) на рис. 14.

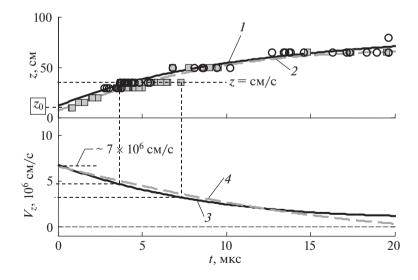


Рис. 16. Динамика распространения осевого струйного выброса вдоль оси Z пролетной камеры установки по результатам обработки данных с оптических коллиматоров (\bigcirc) и магнитных зондов (\blacksquare). Временные зависимости: *сверху* — z(t) появления свечения плазмы (или магнитного поля) на расстоянии z от анода установки. Кривые 1, 2 — интерполяция экспериментальных точек (\bigcirc и \blacksquare) полиномом n-степени (n = 5), соответственно; *снизу* — кривые 3, 4 аксиальной скорости движения плазмы, полученной путем дифференцирования кривых 1 и 2, соответственно.

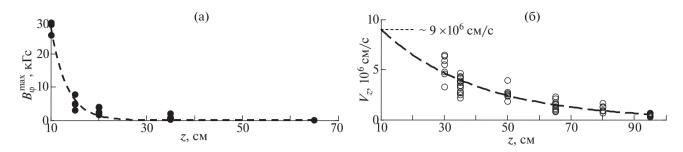


Рис. 17. Результаты измерений магнитных полей и оптического свечения плазмы осевого струйного выброса на различной дистанции z вдоль оси установки, отсчитанной от поверхности анода установки (z=0): а) — диссипация магнитного потока B_{ϕ} -поля в плазменном потоке. Максимальная величина индукции тороидального магнитного поля B_{ϕ}^* , регистрируемая магнитным зондом в позиции $r_p=2$ см; б) — мгновенная скорость плазменного потока V_z , восстановленная по данным оптических коллиматоров. Аппроксимация экспериментальных точек (\bullet и \circ) выполнена в виде $f(z)=f_0\cdot\exp(-K\cdot z)$.

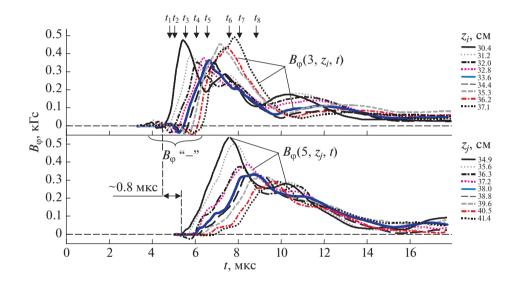


Рис. 18. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30,42)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4519, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см [кривые $B_{\phi}(3, z_i, t)$] и $r_p = 5$ см [кривые $B_{\phi}(5, z_j, t)$], где $z_i \in [30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1]$ см и $z_j \in [34.9; 35.6; 36.3; 37.2; 38.0; 38.8; 39.6; 40.5; 41.4]$ см. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси Z.

максимальный уровень тороидального магнитного поля в месте расположения зонда достигает значения $B_{\phi}^{\max} \sim 30~\text{ кГс.}$ В предположении, что осевой (центральный) ток в плазменном потоке совпадает с осью Z камеры установки, то пересчет B_{ϕ} -поля в точке измерения ($r_p = 2~\text{см}$) на величину тока в предположении функциональной зависимости $B_{\phi} \sim 1/r$ дает оценку $I = 5B_{\phi}^{\max} r_p = 10B_{\phi}^{\max} \approx 300~\text{ кA.}$ Эта оценка в 35 раз больше величины тока (\sim 8.5 кA), измеренного зондом в первой секции пролетной камеры на высоте z = 35~см от поверхности анода в наших предыдущих экспе-

риментах [22]. Таким образом, происходит диссипация магнитного потока B_{ϕ} -поля в осевом плазменном выбросе по мере его продвижения вдоль оси установки. Согласно следующей аппроксимации экспериментальных точек (\bullet) рис. 17а в виде $B_{\phi}^{\max}(z) = B_{\phi 0} \cdot \exp(-K_B \cdot z)$ сделана оценка дистанции z_{mag} пролетной базы, на которой происходит уменьшение величины B_{ϕ}^{\max} в e-раз.

Подобным образом на рис. 176 представлена мгновенная скорость плазменного потока V_z , вос-

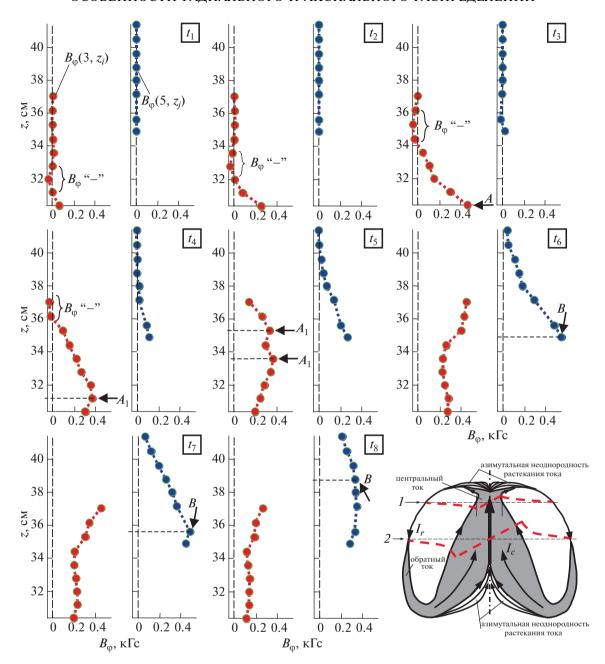


Рис. 19. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе z ∈ (30, 42) см от поверхности анода установки (импульс № 4519, газ Ne, P_0 = 2.0 Торр, U_0 = 9 кВ, W_0 = 370 кДж): (а—3) — аксиальные распределения магнитного поля $B_{\phi}(z)$ на радиусах r_p = 3 см и 5 см, восстановленные из кривых $B_{\phi}(3, z_i, t)$ и $B_{\phi}(5, z_j, t)$ рис. 18 на моменты времени t_1 — t_8 , указанные стрелками (\downarrow); е) — структура осевого плазменного потока. Показаны: стрелками — схема циркуляции центрального (I_c) и обратного токов (I_p); пунктирными линиями — радиальное распределение азимутального магнитного поля в плазменном потоке $B_{\phi}(r)$ в его центральной части ($B_{\phi} \sim r$) и на периферии ($B_{\phi} \sim 1/r^n$) в сечениях 1 и 2.

становленная по результатам обработки сигналов с оптических коллиматоров на различной высоте z от поверхности анода установки. Следует заметить, что полученное значение $z_{mag} \approx 3.3$ см оказалось на порядок меньшим, чем дистанция $z_{opt} \approx 30$ см, на которой происходит уменьшение ско-

рости движения плазменного потока V_z в e-раз, определенной по данным с оптических коллиматоров [34]. При этом на расстоянии $z \approx z_0 = 10$ см от поверхности анода значение аксиальной скорости V_z составляет величину около 9×10^6 см/с. Вполне возможно, что именно с такой скоростью

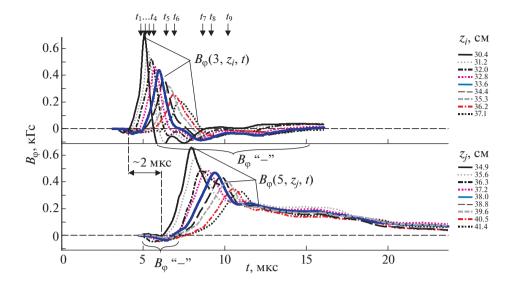


Рис. 20. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе z ∈ (30, 42) см от поверхности анода установки (импульс № 4529, газ Ne, P_0 = 2.0 Торр, U_0 = 9 кВ, W_0 = 370 кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах r_p = 3 см [кривые $B_{\phi}(3, z_i, t)$] и r_p = 5 см [кривые $B_{\phi}(5, z_j, t)$], где z_i ∈ $[30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1] см и <math>z_j$ ∈ [34.9; 35.6; 36.3; 37.2; 38.0; 38.8; 39.6; 40.5; 41.4] см. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси Z.

происходит отрыв плазменного потока на стадии его генерации — стадии, когда происходит разрушение пинча вблизи особенности на производной полного тока dI/dt. Следует заметить, что несколько иная оценка скорости $V_z \approx 7 \times 10^6$ см/с получена по данным рис. 16. Скорее всего, разница в значениях скоростей объясняется как различным способом интерполирования данных — экспоненциальной функцией $f(z) = f_0 \cdot \exp(-K \cdot z)$ и полиномом 5-й степени, так и отсутствием надежных данных с оптических коллиматоров в области $z \in (10, 30)$ см (см. рис. 17б).

3.3. Особенности распределения магнитного поля в головной и хвостовой частях плазменного потока

В этой части статьи представлены особенности распределения магнитного поля в головной и хвостовой частях плазменного потока, которые были зарегистрированы в некоторых экспериментах (см. рис. 18-23). Следует выделить наиболее ясно прослеживающиеся детали на профиле аксиальных распределений $B_{\varphi}(z)$ рис. 19, 21 и 23: обратное направление тороидального магнитного поля в голове и в хвосте потока, обозначенное на рисунках в виде B_{φ} "—", а также отдельные пики (локальные максимумы) на профиле $B_{\varphi}(z)$, обозначенные буквами " A_1 " и " A_2 ".

В некоторых выстрелах на переднем фронте временных зависимостей индукции тороидального магнитного поля (см. напр. семейство

кривых $B_{\phi}(3, z_i, t)$ на рис. 18) зарегистрирован знакопеременный характер изменения B_{ω} -поля. В данном случае магнитный зонд регистрирует прохождение переднего фронта плазменного потока, внутри которого существуют области с противоположным направлением силовых линий B_{ϕ} -поля. В моменты времени $t_1 - t_4$ на аксиальных распределениях B_{ϕ} -поля наблюдается прохождение области с B_{ϕ} "—" (см. рис. 19) вдоль оси в диапазоне $z\in(32,36)$ см. Такая ситуация связана с азимутальной неоднородностью растекания тока в головной части плазменного потока, как схематически показано на рис. 19е. Аналогичная ситуация может реализовываться и в хвостовой части потока (см. напр. семейство кривых $B_{\phi}(3, z_i, t)$ на рис. 20 и распределения $B_{0}(z)$ на рис. 21 в моменты $t_5 - t_8$). Также в некоторых случаях, в приосевой области плазменного потока (см. распределения $B_{\omega}(z)$ на рис. 19 в моменты t_4, t_5 или на рис. 23 в моменты $t_3 - t_5$) наблюдается прохождение нескольких областей с повышенным уровнем B_{ϕ} -поля (см. т. A_1 и A_2). Это может быть связано как с прохождением двух близко идущих друг за другом плазменных сгустков (см. т. A_1 и A_2 на рис. 19д), так и с прохождением основного плазменного потока (см. т. A_2 на рис. 23в-д) с впередиидущим фор-сгустком (т. A_1). Так, в первом случае расстояние между точками A_1 и A_2 составляет $z(A_1)$ $z(A_2)$ ≈ 1.8 см, а во втором фор-сгусток отстоит от основного потока на $z(A_1)-z(A_2)\approx 4$ см. В пользу

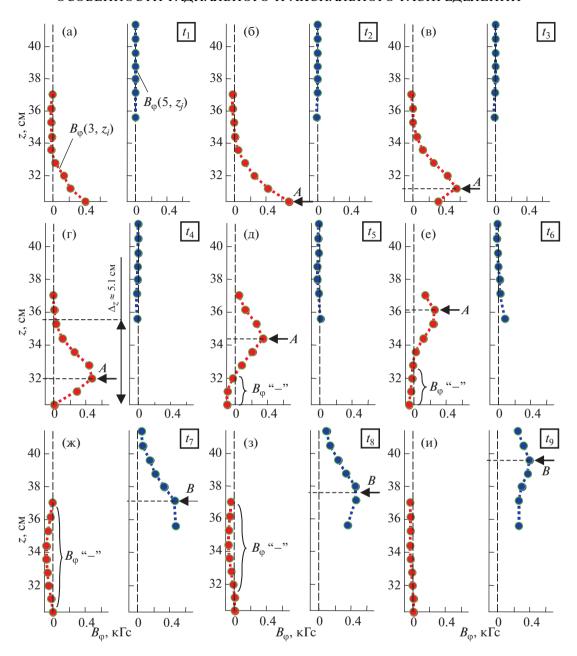


Рис. 21. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 42)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4529, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а—и) — аксиальные распределения магнитного поля $B_{\phi}(z)$ на радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, восстановленные из кривых $B_{\phi}(3, z_i, t)$ и $B_{\phi}(5, z_j, t)$ рис. 20 на моменты времени $t_1 - t_9$, указанные стрелками (\downarrow).

предположения о нескольких идущих друг за другом сгустков свидетельствуют также данные с кадровых ЭОП-регистраторов (см. рис. 24) и радиальных оптических разверток (см. рис. 25).

Например, из оптической щелевой развертки рис. 25 следует, что впереди основного тела плазменного потока могут лететь несколько форсгустков. В представленном случае в явном виде наблюдается до 3-х фор-сгустков. Один из них,

обозначенный на всех развертках надписью "форсеусток", расположен на расстоянии около 3 см от оси пролетной камеры. В том же месте пролетной камеры был расположен магнитный зонд, сигналы с которого синхронизованы с изображением оптической развертки и представлены ниже на этом же рисунке (кривые 1-3). Выбраны сигналы с 3-x из 9-ти катушек магнитного зонда, позиции которых $z_p = [30.4; 35.3; 39.9]$ см вдоль оси

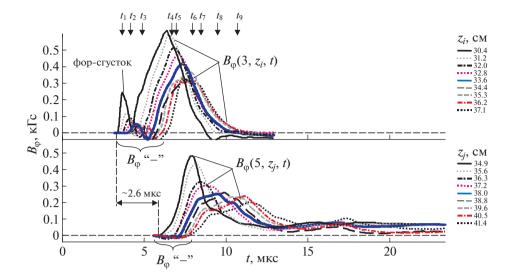


Рис. 22. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе z ∈ (30, 42) см от поверхности анода установки (импульс № 4522, газ Ne, P_0 = 2.0 Торр, U_0 = 9 кВ, W_0 = 370 кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах r_p = 3 см [кривые $B_{\phi}(3,z_i,t)$] и r_p = 5 см [кривые $B_{\phi}(5,z_j,t)$], где z_i ∈ $[30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1] см и <math>z_j$ ∈ [34.9; 35.6; 36.3; 37.2; 38.0; 38.8; 39.6; 40.5; 41.4] см. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси <math>Z.

пролетной камеры соответствовали позициям пространственных щелей камеры оптической развертки z_{opt} = [30.5; 35.0; 39.5] см. Из сравнения данных магнитных зондов и оптических разверток следует, что в момент пролета указанного на рисунке фор-сгустка положения зонда на радиусе $r_p = 3$ см на кривых 1-3 присутствует пьедестал. Далее, магнитные зонды регистрируют сильное увеличение B_{ω} -поля до пикового значения ~0.6 кГс и последующий его спад практически до нуля. Пиковые значения магнитного поля регистрируются зондом во время пролета положения зонда наиболее ярко светящейся части плазменного потока. Следует заметить, что временной спад оптического излучения происходит быстрее, чем спад магнитного поля. В рассматриваемом случае через ~15 мкс после пролета первого плазменного потока регистрируется рост уровня B_{0} -поля выше 0.3 кГс, регистрируемого зондом в позиции $z_p = 30.4$ см. В это же время на оптической развертке в позиции $z_{opt} = 30.5$ см регистрируется увеличение оптического свечения, связанного с приходом второго плазменного потока.

Прохождение двух близко идущих друг за другом сгустков, как наблюдалось на аксиальных распределениях тороидального магнитного поля (см. напр. рис. 19), также было зарегистрировано на оптических щелевых развертках (см. рис. 26). Из сравнения зондового сигнала в позиции $z_p = 30.4$ см (кривая I) и данных оптической развертки в позиции $z_{opt} = 30.5$ см, прослеживается

некоторая корреляция 2-х пиковой формы зондового сигнала с прохождением двух явно выраженных областей интенсивного свечения в плазменном потоке.

Попутно следует заметить, что на оптических развертках, зарегистрированных в других позициях вдоль оси пролетной камеры $z_{opt}=35.0$ см и 39.5 см не наблюдается прохождения двух областей повышенного свечения плазмы. При этом катушки магнитного зонда, расположенные в близких позициях $z_p=35.3$ см (кривая 2) и $z_p=39.9$ см (кривая 3), регистрируют тоже только один пик роста B_{ϕ} -поля.

3.4. Взаимодействие плазменного потока с конструкционными особенностями пролетной камеры

В серии экспериментов, обсуждаемой в этом разделе статьи, дистанция распространения осевого струйного выброса была ограничена высотой пролетной камеры установки. При этом нижний край торцевого фланца пролетной камеры располагался на высоте $z \approx 51$ см над поверхностью анода установки (см. рис. 2в). В предыдущих экспериментах было показано, что плазменный поток может распространяться на расстояния не менее z = 95 см [35], поэтому в данном случае происходило взаимодействие плазменного потока с торцевым фланцем сразу же в этой секции пролетной камеры.

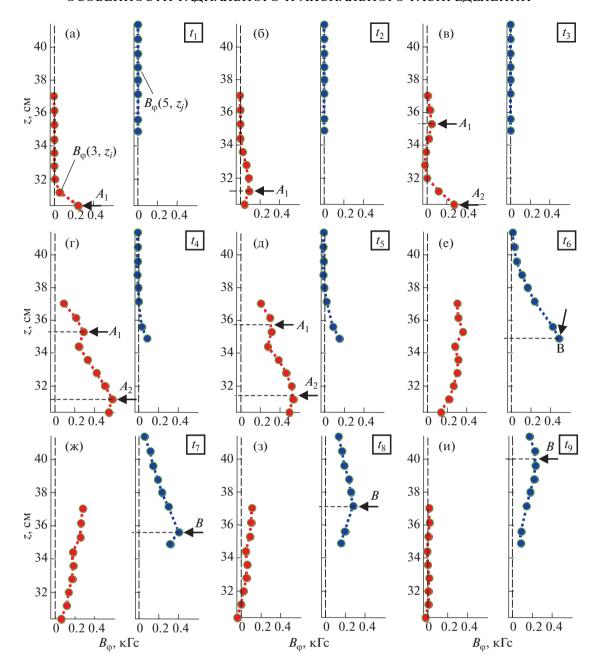


Рис. 23. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 42)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4522, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а—и) — аксиальные распределения магнитного поля $B_{\phi}(z)$ на радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, восстановленные из кривых $B_{\phi}(3, z_i, t)$ и $B_{\phi}(5, z_j, t)$ рис. 22 на моменты времени $t_1 - t_9$, указанные стрелками (\downarrow).

На рис. 27—30 представлены результаты измерений магнитных полей как вблизи центрального сечения пролетной камеры ($z \approx 30$ —37 см) на радиусе $r_p = 3$ см, так и вблизи торцевого фланца ($z \approx 44$ —50 см) на радиусе $r_p = 5$ см. Как видно из распределений магнитного поля $B_{\phi}(3, z)$ рис. 28 и 30 в период времени t_1 — t_4 зондом, расположенным на радиусе $r_p = 3$ см, регистрируется прохож-

дение области плазменного потока с максимальным уровнем B_{ϕ} -поля (обозначен т. A) со скоростью $V_z \approx (2.1-3.5) \times 10^6$ см/с. В некоторых случаях, как было рассмотрено в п. 3.3, наблюдается прохождение двух областей с различным уровнем тороидального магнитного поля (обозначены как A_1 и A_2). В следующий период времени t_5-t_9 на аксиальном распределении магнитно-

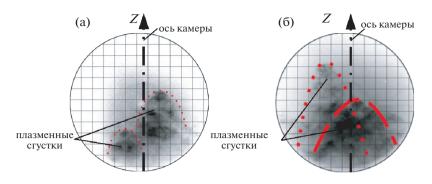


Рис. 24. Кадровые оптические изображения плазменного потока (импульсы № 4548 и № 4554, газ Ne, P_0 = 2.0 Торр, U_0 = 9 кB, W_0 = 370 кДж) по данным ЭОП-регистрации при прохождении плазмой позиции z = 35 см в момент времени t_{opt} относительно момента особенности на производной полного тока: а) — на t_{opt} = 4.7 мкс; б) — на t_{opt} = 4.4 мкс. Масштаб сетки 1 см × 1 см.

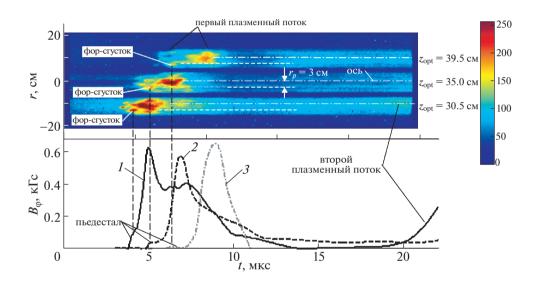


Рис. 25. Результаты сравнения данных с оптической радиальной развертки (вверху) и магнитных зондов (внизу) в импульсе № 4535, газ Ne, P_0 = 2.0 Topp, U_0 = 9 кB, W_0 = 370 кДж: I – J – временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах r_p = 3 см на высотах z_p = [30.4; 35.3; 39.9] см, соответственно. Пространственные щели оптической развертки располагались на высотах z_{opt} = [30.5; 35.0; 39.5] см.

го поля, измеренном зондом на $r_p=5$ см, также наблюдается прохождение области с пиковым уровнем магнитного поля $\sim 0.3-0.4$ кГс (обозначен т. B). Следует заметить, что на распределении $B_{\phi}(5,z)$ в области значений z=46-50 см со временем развивается повышенный примерно в 2 раза уровень магнитного поля по сравнению с т. B. Данная область отмечена как B_{ϕ} "\". Такое кратное увеличение уровня B_{ϕ} -поля, захваченного плазменным потоком, связано со взаимодействием головной части потока с торцевым фланцем пролетной камеры вблизи позиции $z\approx 50$ см. При таком взаимодействии происходит торможение плазмы на фронте потока (см. данные z(t) на

рис. 16) и деформация токового контура, связанного с магнитным потоком B_{ϕ} -поля. При этом, согласно хотя бы частичному сохранению магнитного потока через данный контур, в нем увеличивается индукция тороидального магнитного поля. Кинетическая энергия направленного вдоль оси Z движения плазменного потока частично преобразуется в энергию магнитного поля. Такое неупругое взаимодействие плазменного потока с торцевым фланцем пролетной камеры приводит к его отражению в обратную сторону за счет давления сжатого потока B_{ϕ} -поля и внутреннего давления плазмы. Расширение плазменного потока приводит к уменьшению величины торои-

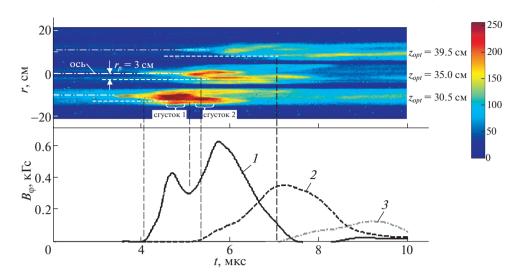


Рис. 26. Результаты сравнения данных с оптической радиальной развертки (вверху) и магнитных зондов (внизу) в импульсе № 4536, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кB, $W_0 = 370$ кДж: I-3 — временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см на высотах $z_p = [30.4; 35.3; 39.9]$ см, соответственно. Пространственные щели оптической развертки располагались на высотах $z_{opt} = [30.5; 35.0; 39.5]$ см.

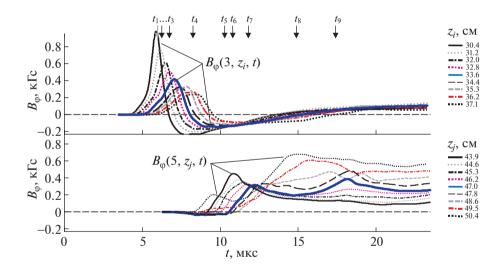


Рис. 27. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе z ∈ (30, 50) см от поверхности анода установки (импульс № 4542, газ Ne, P_0 = 2.0 Торр, U_0 = 9 кВ, W_0 = 370 кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах r_p = 3 см [кривые $B_{\phi}(3, z_i, t)$] и r_p = 5 см [кривые $B_{\phi}(5, z_j, t)$], где z_i ∈ [30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1] см и z_j ∈ [43.9; 44.6; 45.3; 46.2; 47.0; 47.8; 48.6; 49.5; 50.4] см. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси Z.

дального магнитного поля, которое наблюдается начиная с t > 20 мкс (см. семейство кривых $B_{\phi}(5, z_j, t)$ на рис. 29). Следует заметить, что такое отражение плазменного потока от торцевого фланца пролетной камеры было обнаружено ранее в экспериментах на установке $\Pi\Phi$ -3 [31—35].

4. ВЫВОДЫ

Проведенные на установке ПФ-3 эксперименты по исследованию радиального и осевого распределений тороидального магнитного поля, захваченного осевым плазменным выбросом, позволяют сделать следующие выводы:

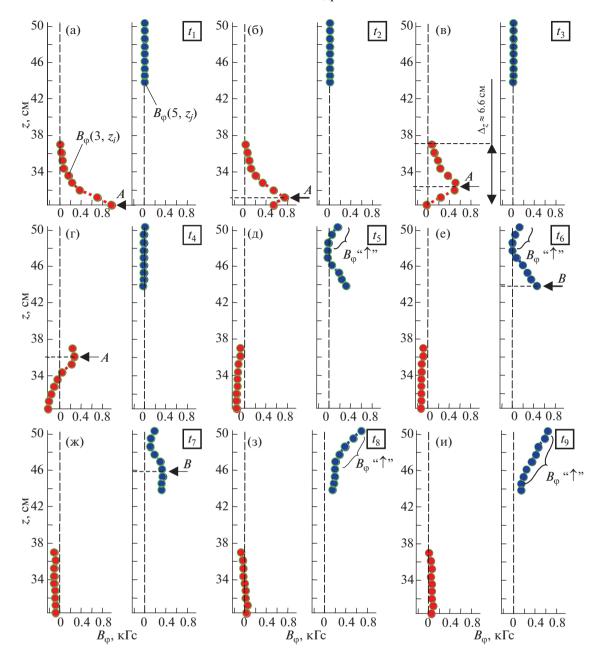


Рис. 28. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 50)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4542, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а—и) — аксиальные распределения магнитного поля $B_{\phi}(z)$ на радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, восстановленные из кривых $B_{\phi}(3, z_i, t)$ и $B_{\phi}(5, z_j, t)$ рис. 27 на моменты времени $t_1 - t_9$, указанные стрелками (\downarrow).

- Общий вид радиальных распределений тороидального магнитного поля $B_{\phi}(r)$, зарегистрированных в эксперименте, указывает на существование двух областей в плазменном потоке: области центрального тока, где $B_{\phi}(r) \sim r$ и области, где $B_{\phi}(r) \sim 1/r^n$, $n \approx 0.9-1.0$;
- Характер изменения со временем радиального размера области с $B_{\varphi}(r) \sim r$ свидетельствует об увеличении в диаметре канала протекания

центрального тока в направлении от головной к хвостовой части плазменного потока. При этом зарегистрировано, что диаметр области центрального тока увеличивается с 4 см до величины более 7 см. Полученный результат находится в хорошем согласии с результатами, полученными ранее в экспериментах [24], а также с моделью, разработанной в работе [33]. Приближенно линейный характер распределения магнитного поля в виде

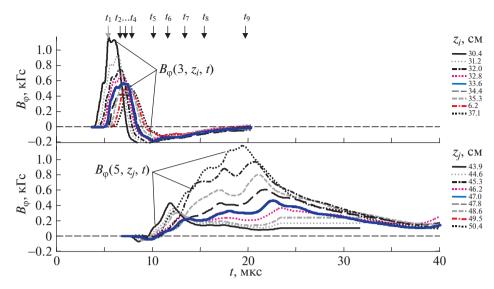


Рис. 29. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 50)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4543, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см [кривые $B_{\phi}(3, z_i, t)$] и $r_p = 5$ см [кривые $B_{\phi}(5, z_j, t)$], где $z_i \in [30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1] см и <math>z_j \in [43.9; 44.6; 45.3; 46.2; 47.0; 47.8; 48.6; 49.5; 50.4]$ см. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси Z.

функциональной зависимости $B_{\phi}(r) \sim r$ в области протекания центрального тока указывает на равномерное распределение плотности тока вдоль радиуса в данной области;

- Тороидальное магнитное поле на периферии плазменного потока регистрируется вплоть до радиуса $r \sim 8$ см. В хвостовой части плазменного потока область, занимаемая захваченным B_{ϕ} -полем занимает весь объем, ограниченный стенками пролетной камеры. Вероятней всего, обратные токи, протекающие на периферии плазменного потока, замыкаются на металлические стенки камеры $(r \approx 10.3 \text{ см})$;
- Измерения магнитных полей с пространственным разрешением вдоль оси Z пролетной камеры позволили определить протяженность области (Δ_z) с захваченным магнитным потоком. Минимальная величина Δ_z , зарегистрированная в этой серии экспериментов, составила величину около 5 см. В некоторых случаях, в приосевой области плазменного потока наблюдалось прохождение нескольких областей с повышенным уровнем B_{ϕ} -поля. Это могло быть связано как с прохождением двух близко идущих друг за другом плазменных сгустков, так и с прохождением основного плазменного потока с впередиидущим фор-сгустком;
- Оценка скорости перемещения V_z области с максимальным уровнем тороидального магнитного поля вдоль оси Z на участке 30-36 см составила величину $(2.2-3.6) \times 10^6$ см/с, что близко к

оценке скорости движения плазменного потока, определенной из обработки результатов оптических диагностик (коллиматоров и разверток);

- Во время движения осевого плазменного выброса происходит его торможение и диссипация магнитного потока, захваченного плазмой. Согласно аппроксимации экспериментальных измерений магнитного поля в виде $B_{\phi}^{\max}(z) = B_{\phi 0} \cdot \exp(-K_B \cdot z)$ сделана оценка дистанции z_{mag} пролетной базы, на которой происходит уменьшение величины B_{ϕ}^{\max} в e-раз. Полученное значение $z_{mag} \approx 3.3$ см оказалось на порядок меньшим, чем дистанция $z_{opt} \approx 30$ см, на которой происходит уменьшение скорости движения плазменного потока V_z в e-раз, определенной по данным с оптических коллиматоров;
- Неупругое взаимодействие плазменного потока с верхним торцевым фланцем пролетной камеры, приводящее к его частичному отражению, сопровождается сжатием магнитного потока B_{ϕ} -поля. При этом происходит кратное увеличение уровня B_{ϕ} -поля, захваченного плазменным потоком. Происходящее при отражении плазмы от торцевого фланца расширение плазменного потока приводит к уменьшению величины тороидального магнитного поля.

Таким образом, детальное исследование распределения магнитного поля позволяет сделать вывод о возможности существования автономных плазменных сгустков с вмороженным маг-

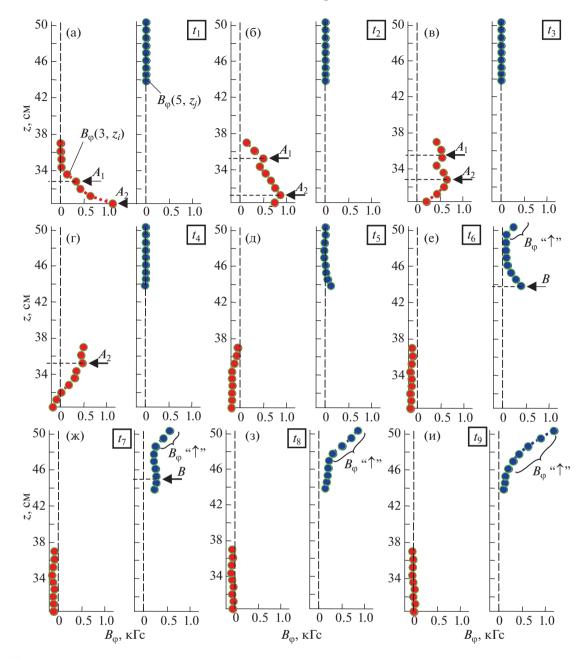


Рис. 30. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе z ∈ (30, 50) см от поверхности анода установки (импульс № 4543, газ Ne, P_0 = 2.0 Topp, U_0 = 9 кВ, W_0 = 370 кДж): (а-и) - аксиальные распределения магнитного поля $B_{\phi}(z)$ на радиусах r_p = 3 см и 5 см, восстановленные из кривых $B_{\phi}(3, z_i, t)$ и $B_{\phi}(5, z_j, t)$ рис. 29 на моменты времени t_1 $-t_9$, указанные стрелками (\downarrow).

нитным полем, не связанных с "центральной машиной" — плазменным фокусом в нашем случае. Магнитный поток тороидального магнитного поля (B_{ϕ} -поля) оказывается отсоединен от основного контура разрядного тока установки. Скорее всего, это происходит в момент генерации осевого плазменного выброса. Для плазмы высокой проводимости, выбрасываемой вдоль оси установки, выполняется отношение $B_{\phi}/(\rho \cdot r) \approx \text{const}$ (условие вмороженности магнитного поля в плаз-

му), где ρ — плотность плазмы, r — характерный размер объема, содержащего захваченный магнитный поток. По мере движения плазмы происходит затухание магнитного потока, вызванного конечной электропроводностью плазмы, за характерное время $t_d \sim (2\pi\sigma/c^2) \cdot r^2$. Следует заметить, что в лабораторных условиях сохранение магнитного потока происходит в средах с высокой проводимостью σ . Однако в условиях космической плазмы более существенны большие ха-

рактерные размеры r рассматриваемых контуров и, соответственно, большие времена затухания магнитного поля по сравнению с временем изучаемого процесса. Тем не менее, полученные данные могут быть использованы для объяснения характера структур, наблюдаемых в астрофизических джетах и построения соответствующих физических моделей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-29-21006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ryutov D., Drake R.P., Kane J., Liang E., Remington B.A., Wood-Vasey W.M. // The Astrophysical J. 1999. V. 518. № 2. P. 821.
- Remington B.A., Drake R.P., Ryutov D.D. // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78. P. 755.
- 3. Ryutov D.D. and Remington B.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. № 12B. P. 407.
- 4. *Бескин В.С.* Осесимметричные стационарные течения в астрофизике. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 384 с.
- Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M., Vinci T., Beard J., Bonito R., Billette J., Borghesi M., Burkley Z., Chen S.N., Cowan T.E., Herrmannsdorfer T., Higginson D.P., Kroll F., Pikuz S.A., Naughton K., Romagnani L., Riconda C., Revet G., Riquier R., Schlenvoigt H.P., Skobelev I.Y., Faenov A.Y., Soloviev A., Huarte-Espinosa M., Frank A., Portugall O., Pepin H., Fuchs J. // Science. 2014. V. 346. I. 6207. P. 325.
- 6. Belyaev V.S., Zagreev B.V., Lobanov A.V., Matafonov A.P., Bisnovatyi-Kogan G.S., Moiseenko S.G., Toropina O.D., Gromov A.I. // Astronomy Reports. 2018. V. 62. P. 162.
- Lebedev S.V., Frank A., Ryutov D.D. // Rev. Mod. Phys. 2019. V. 91. P. 025002.
- 8. Byvank T., Banasek J.T., Potter W.M., Greenly J.B., Seyler C.E., Kusse B.R. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 122701.
- Bellan P.M. // J. Plasma Phys. 2018. V. 84. P. 755840501.
- Lavine E.S., You S. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123. P. 145002.
- 11. Haro G. // Astron. J. 1950. V. 55. P. 72.
- 12. *Herbig G.H.* // Astrophys. J. 1950. V. 111. P. 11.
- 13. *Reipurth Bo, Bally J.* // Annual Rev. Astron. Astrophys. 2001. V. 39. P. 403.
- Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., Velikhov E., Ananyev S., Dan'ko S., Kalinin Yu., Kharrasov A., Mitrofanov K., Vinogradova Yu. // Proc. 42nd EPS Conf. Plasma Physics, Lisbon, Portugal, 2015. V. 39E. ISBN 2-914771-98-3. P. 4.401.: http://ocs.ciemat.es/EPS2015-PAP/pdf/P4.401.pdf
- 15. Krauz V.I., Beskin V.S., Velikhov E.P. // International Journal of Modern Physics D. 2018. V. 27. P. 1844009.
- Полухин С.Н., Джаманкулов А.М., Гурей А.Е., Никулин В.Я., Перегудова Е.Н., Силин П.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 1080.
- Krauz V.I., Paduch M., Tomaszewski K., Mitrofanov K.N., Kharrasov A.M., Szymaszek A., Zielinska E. // Europhysics Letters (EPL). 2020. V. 129. P. 15003. https://doi.org/10.1209/0295-5075/129/15003

- 18. Ананьев С.С., Данько С.А., Мялтон В.В., Жужунашвили А.И., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Ладыгина М.С., Марченко А.К. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 282.
- 19. Skladnik-Sadowska E., Dan'ko S.A., Kwiatkowski R., Sadowski M.J., Zaloga D.R., Paduch M., Zielinska E., Kharrasov A.M., Krauz V.I. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 122902.
- Бескин В.С., Истомин Я.Н., Киселев А.М., Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Нохрина Е.Е., Собьянин Д.Н., Харрасов А.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. С. 1004.
- Kalashnikov I., Chardonnet P., Chechetkin V., Dodin A., Krauz V. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. P. 062901.
- 22. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В., Велихов Е.П., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В. // ЖЭТФ. 2014. Т. 146. С. 1035.
- 23. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Харрасов А.М., Виноградова Ю.В. // Астрономический журнал. 2017. Т. 94. С. 152.
- 24. *Крауз В.И.*, *Митрофанов К.Н.*, *Войтенко Д.А.*, *Астапенко Г.И.*, *Марколия А.И.*, *Тимошенко А.П.* // Астрономический журнал. 2019. Т. 96. С. 156.
- Krauz V.I., Mitrofanov K.N., Paduch M., Tomaszewski K., Szymaszek A., Zielinska E., Pariev V.I., Beskin V.S., Istomin Ya.N. // J. Plasma Phys. 2020. V. 86. P. 905860607.
- 26. Filippov N.V., Filippova T.I., Khutoretskaia I.V., Mialton V.V., Vinogradov V.P. // Phys. Lett. A. 1966. V. 211. № 3. P. 168.
- Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Грабовский Е.В., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Падух М., Шольц М., Карпински Л. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 413.
- 28. Глазырин И.В., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Карпеев А.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Самохин А.А. // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез. 2009. Вып. 2. С. 67.
- 29. *Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Грабовский Е.В., Мял-тон В.В., Падух М., Грицук А.Н.* // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2018. Т. 61. № 2. С. 78.
- Виноградов В.П., Крауз В.И., Мокеев А.Н., Мялтон В.В., Харрасов А.М. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 1033.
- 31. Ананьев С.С., Данько С.А., Мялтон В.В., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В. // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36. № 4. С. 102.
- 32. Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Харрасов А.М., Ильичев И.В., Мялтон В.В., Ананьев С.С., Бескин В.С. // Астрономический журнал. 2021. Т. 98. С. 29.
- 33. *Бескин В.С., Калашников И.Ю.* // Письма в Астрономический журнал (ПАЖ). 2020. Т. 46. № 7. С. 494.
- 34. *Крауз В.И., Войтенко Д.А., Митрофанов К.Н., Мял-тон В.В., Аршба Р.М., Астапенко Г.Й., Марколия А.И., Тимошенко А.П. //* ВАНТ .Сер. Термоядерный синтез. 2015. Т. 38. Вып. 2. С. 19.
- 35. *Крауз В.И., Виноградов В.П., Мялтон В.В., Виноградова Ю.В., Харрасов А.М.* // Вопросы атомной науки и техники. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2018. Т. 41. Вып. 3. С. 48.

_____ МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

УДК 533.9.03

ФОРМИРОВАНИЕ ПОТОКА СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЫ В ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКЕ С ПОМОЩЬЮ ДУГОВОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ПУШКИ

© 2021 г. И. А. Иванов^{а, *}, В. И. Баткин^а, А. В. Бурдаков^а, К. Н. Куклин^а, К. И. Меклер^а, В. В. Поступаев^а, А. Ф. Ровенских^а, Е. Н. Сидоров^а

^а Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия *e-mail: I.A.Ivanov@inp.nsk.su
Поступила в редакцию 06.04.2021 г.
После доработки 29.04.2021 г.
Принята к публикации 11.05.2021 г.

Описана система формирования потока низкотемпературной стартовой плазмы ловушки ГОЛ-NВ. Стартовая плазма является мишенью для захвата нагревных нейтральных пучков. Плазменный поток формируется в дуговой пушке, расположенной в относительно слабом магнитном поле. Далее он сжимается в нарастающем магнитном поле и затем транспортируется на расстояние около 4 м. Описана конструкция плазменной пушки. Оптимизация режимов и сценариев работы системы создания стартовой плазмы позволила снизить газовую нагрузку на вакуумную систему установки, что позитивно сказалось на уменьшении потерь, связанных с наличием газа, увлекаемого вместе с плазмой. Поток плазмы на выходе из секции сильного поля увеличен приблизительно в 4 раза по сравнению с результатами первой плазменной кампании. Обсуждается роль лимитеров и других внутрикамерных электродов в формировании плазменного потока. В полной проектной конфигурации многопробочной ловушки ГОЛ-NВ достигнутые параметры плазменного потока будут достаточными для начала экспериментов по нагреву плазмы нейтральными пучками.

Ключевые слова: открытая ловушка, многопробочная ловушка, ГОЛ-NВ, низкотемпературная плазма, дуговой источник, ленгмюровский зонд

DOI: 10.31857/S0367292121090031

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время достигнут значительный прогресс в физике и технике альтернативных систем для удержания высокотемпературной плазмы, имеющих полностью либо частично линейную топологию, включая открытые ловушки различных типов и конфигураций с обращенным полем (см., например, [1-3]). Эти успехи мотивировали развитие проекта ГДМЛ – модульной открытой ловушки с плазмой реакторного класса [4, 5]. Одним из важных элементов концепции ГДМЛ является использование специальных секций с многопробочным (периодически изменяющимся вдоль оси) магнитным полем. Многопробочные секции предназначены для подавления продольных потерь частиц и энергии из области удержания и, тем самым, для увеличения энергетического времени жизни плазмы. Экспериментальное подтверждение всех новых физических элементов, заложенных в проект ГДМЛ, откроет путь к разработке привлекательных с инженерной точки зрения источников термоядерных нейтронов и термоядерных реакторов, работающих на бестритиевом топливе.

Физика многопробочного удержания, идея которого была предложена в [6, 7], в настоящее время достаточно хорошо проработана в теории (см. обзоры [8, 9]). Наиболее яркой экспериментальной демонстрацией данной технологии является многократный рост энергетического времени жизни плазмы с субтермоядерными параметрами на установке ГОЛ-3 при переходе в многопробочную конфигурацию магнитной системы [10]. Особенностью установки ГОЛ-3 являлась применявшаяся технология нагрева плазмы сильноточным релятивистским электронным пучком, что привело к определяющей роли различных коллективных процессов [11]. Задачи следующего этапа исследований потребовали создания установки ГОЛ-NВ, в которой будет использоваться нагрев плазмы при помощи инжекции нейтральных пучков [12], что по расчетам позволит достичь квазистационарного состояния за несколько миллисекунд [13].

Установка ГОЛ-NВ представляет собой открытую систему для удержания плазмы, в состав которой входит центральный пробкотрон — газодинамическая ловушка длиной 2.5 м с полем в центре до 0.3 Тл, две присоединенных к ней сек-

ции сильного поля и два торцевых расширителя магнитного потока [14]. Секции сильного поля могут работать в конфигурации либо длинных соленоидов с полем до 4.5 Тл, либо как многопробочные системы, состоящие из 13 отдельных ячеек длиной по 22 см и глубиной гофрировки магнитного поля 1.4. В центральную ловушку будет вестись инжекция нейтральных пучков (25 кэВ, до 1.5 МВт).

Одним из начальных этапов типового сценария экспериментов на ГОЛ-NВ является предварительное заполнение центральной ловушки низкотемпературной стартовой плазмой. Именно эта плазма будет являться мишенью для захвата быстрых атомов нагревных нейтральных пучков. При этом стартовая плазма в центральном пробкотроне должна иметь достаточно высокую плотность, не менее $nL \sim 10^{19} \,\mathrm{m}^{-2}$ (здесь и далее мы будем использовать обозначение nL для указания величины линейной плотности, понимаемой как интеграл плотности по диаметру). В ГОЛ-NВ применяется распространенный метод формирования мишенной плазмы при помощи инжекции плазменной струи вдоль магнитного поля от генератора плазмы – дуговой плазменной пушки.

Конструкция установки ГОЛ-NВ имеет модульную структуру. Это позволило начать эксперименты по научной программе на стартовой конфигурации установки еще до полной готовности проектной магнитовакуумной системы. Первой важной физической задачей, которую требовалось решить, была транспортировка потока низкотемпературной стартовой плазмы от плазменной пушки через длинную (по сравнению с диаметром плазмы) секцию сильного поля в двух конфигурациях: длинного соленоида и многопробочной ловушки. В предварительных экспериментах [15, 16] авторами было впервые подтверждено предсказание, считавшееся очевидным в теории [17], о том, что умеренная гофрировка магнитного поля не будет оказывать существенного влияния на течение низкотемпературной плазмы, длина свободного пробега иона в которой много меньше периода гофрировки поля. В то же время в упомянутых работах было обнаружено экспоненциальное уменьшение плотности плазменного потока при его движении в секции сильного поля, что свидетельствовало о наличии дополнительного канала поперечных потерь плазмы. Данное обстоятельство мотивировало работы по поиску путей уменьшения потерь плазмы при ее транспортировке, по совершенствовании системы генерации стартовой плазмы и оптимизации режимов ее работы. Обсуждение результатов данных работ является целью этой статьи.

2. СИСТЕМА СОЗДАНИЯ СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЫ

Условием эффективной работы секций с многопробочным магнитным полем на стадии удержания плазмы является соразмерность длины свободного пробега ионов и периода гофрировки магнитного поля. При проектной конфигурации магнитного поля и мощности инжекции нейтральных пучков это достигается при средней плотности плазмы в центральной ловушке n = (3 -5) $\times 10^{19} \,\mathrm{m}^{-3}$. На этапе проектирования установки рассматривались различные способы решения задачи создания такой плазмы, в частности, источники с горячим катодом [18, 19], источники с сильноточным продольным разрядом [20] и кольцевые плазменные пушки [21, 22]. В итоге было выбрано решение, в основе которого лежала конструкция источника плазмы, используемого на установке ГДЛ [23].

Конфигурация установки для данного эксперимента приведена на рис. 1. Вся система состояла из двух одинаковых расширителей магнитного поля с вакуумными объемами диаметром 1 м, между которыми была установлена секция сильного поля - соленоид, состоящий из модулей, предназначенных для использования в качестве многопробочной системы для полноразмерного эксперимента ГОЛ-NВ. Длина соленоида составляла 3.74 м. Плазменная пушка была установлена на расстоянии 1.1 м от первой катушки соленоида. Далее в тексте продольная координата будет отсчитываться от анода плазменной пушки, который принят за z = 0. Коэффициент расширения и профиль силовых линий в расширителях соответствовал расчетным для полноразмерного эксперимента ГОЛ-NB. Особенностью данных экспериментов, как и других экспериментов в стартовой конфигурации установки, являлась сниженная магнитная индукция в секциях сильного поля с $B_{\text{max}} = 1.8$ Тл.

Плазменная пушка выполнена в виде аксиально-симметричной конструкции, формирующей поток плазмы из сильноточного электрического разряда, текущего через рабочий газ. Основными элементами являются полый катод с внутренним объемом $L \times \pi \cdot \mathbb{R}^2 \approx 3.5 \times \pi \cdot 2.5^2 \approx 69 \text{ см}^3$ и анол. отстоящий от катода вдоль магнитного поля на расстояние ~150 мм и имеющий внутреннее отверстие диаметром ~50 мм. Вдоль разрядного промежутка установлены плавающие лимитеры для стабилизации дуги. Общая схема конструкции плазменной пушки показана на рис. 2. Более стабильная работа пушки происходит при наличии магнитной изоляции разрядного канала внешним магнитным полем с величиной индукции масштаба ~0.1 Тл. Это поле создается либо магнитной системой установки, либо парой автономных катушек, выполненных в геометрии

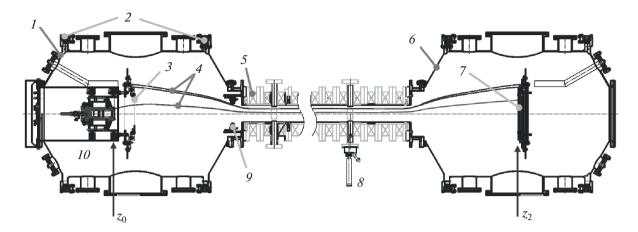


Рис. 1. Общая схема установки ГОЛ-NB. Обозначения: 1 — входной расширитель; 2 — катушки магнитной системы расширителя; 3, 7 — секционированные плазмоприемники; 4 — схематическое расположение силовых линий магнитного поля: нижняя — выходящая с края анода, средняя — выходящая с края центральной пластины плазмоприемников и касающаяся лимитера 9, верхняя — выходящая с края второго плазмоприемника; 5 — катушки сильного магнитного поля основного соленоида; 6 — выходной расширитель; 8 — двойной ленгиюровский зонд; 10 — плазменная пушка с катушками магнитного поля. В точке z_0 = 0 расположен анод плазменной пушки, выходной плазмоприемник расположен в точке z_2 = 5.7 м.

Гельмгольца. Газовое питание осуществляется с помощью импульсного клапана через трубчатый электрод поджига, установленный внутри катода. Все внутренние металлические элементы пушки, контактирующие с плазмой, выполнены из молибдена. Для изоляции всех элементов конструкции применялась Al_2O_3 керамика высокой плотности. В результате рабочий газ должен вытекать вдоль разрядного канала, эффективно ионизуясь.

Плазменная пушка запитана от формирующей линии с рабочим напряжением до $4 \, \mathrm{kB}$ и длительностью импульса $\sim\!2$ мс. Типичная осциллограмма тока разряда приведена на верхней части рис. 3. Амплитуда тока дуги определяется полным сопротивлением подводящего фидера и самой плазменной пушки, и, в зависимости от напряжения зарядки и условий газового питания, варьируется в пределах $5-15 \, \mathrm{kA}$.

3. ОПТИМИЗАЦИЯ НАПУСКА РАБОЧЕГО ГАЗА

Одними из основных факторов, влияющих на устойчивое зажигание разряда в пушке, являются достаточное количество газа в промежутке катод—анод и момент запуска импульсного клапана. Одновременно требуется выполнение второго условия: минимизации поступления неионизированного газа в рабочий объем установки. Этот газ в дальнейшем существенно ухудшает транспортировку плазменного потока вдоль системы, а также влияет на его параметры. В ходе экспериментов были изучены параметры плазмы и оптимизированы режимы работы двух различных быстрых клапанов. Первый — промышленный

клапан МН-1 (FESTO, Германия) с дополнительной доработкой седла клапана, второй — собственной разработки ИЯФ СО РАН. Основное отличие данных клапанов состоит в скорости их

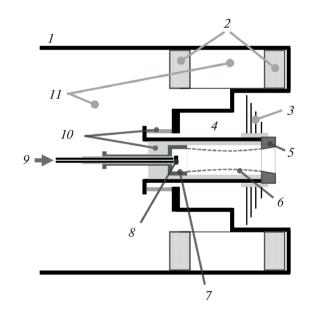


Рис. 2. Геометрия плазменной пушки. Пушка представляет собой аксиально-симметричную систему. Обозначения: I — вакуумный корпус пушки (справа — вакуум), 2 — катушки магнитного поля, 3 — секционированные приемники плазмы, 4 — область вакуума, связанного с установкой, 5 — анод, 6 — огибающая плавающих лимитеров, 7 — катод, 8 — поджиговый электрод, 9 — трубка напуска рабочего газа, 10 — керамические изоляторы, 11 — область под атмосферным лавлением.

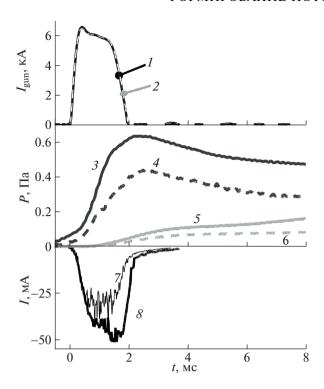


Рис. 3. Сверху вниз: ток катода пушки, давление, ток насыщения двойного ленгмюровского зонда на z=2.02 м. Графики 1,3,5,7-с промышленным клапаном МН-1 в эксперименте NB3322, графики 2,4,6,8-с быстрым клапаном разработки ИЯФ СО РАН в эксперименте NB3364. Давление: 3,4- во входном расширителе с пушкой, 5,6- на z=2.02 м.

открытия. Оказалось, что данный параметр значительно влияет на начальное давление газа во входном расширителе, где установлена пушка, см. рис. 3, кривые 3 и 4. В данном случае после оптимизации, к началу зажигания разряда t = 0, с более быстрым клапаном производства ИЯФ во входном расширителе накапливается вдвое меньше газа, чем с клапаном МН-1. Данное различие составляет $\Delta P \approx 43$ мПа, что соответствует уменьшению количества неионизированного газа на $\Delta N \approx 10^{19}$ молекул водорода. При этом сравнении начальные давления газа и моменты активации клапанов подбирались так, чтобы получить одинаковый разрядный ток в пушке. Учитывая алгоритм подбора времени включения клапанов, следует, что внутри пушки накапливается почти одинаковая концентрация газа для возможности зажигания разряда.

Дальнейший анализ поведения давления газа в системе показал, что в случае использования более быстрого клапана при прочих равных условиях в течение разряда в установку напускается газа на $\Delta N \approx 5 \times 10^{19}$ молекул меньше, что составляет достаточно большую величину в сравнении с полным количеством генерируемых пушкой

ионов. Это становится важным не только с точки зрения эффективности использования рабочего газа, но и влияния этого газа на перезарядные и ионизационные потери из плазмы, а также на последующую транспортировку плазмы вдоль магнитного поля. Примером влияния дополнительного газа в плазменном потоке является ток насыщения двойного ленгмюровского зонда, измеренный на z = 2.02 м (см. рис. 3, графики 7 и 8). На фотографиях плазмы в видимом диапазоне избыточное количество газа, напускаемого более медленным клапаном, также хорошо заметно, см. рис. 4. В данном случае излучение в области плазменной пушки и приемных секционированных пластин при увеличенном напуске газа в систему занимает большее сечение по диаметру, что свидетельствует о значительном количестве возбужденных атомов в этой области.

Оптимизация времени начала срабатывания газового клапана, проводилась с помощью следующей процедуры. Заполнение вакуумной камеры газом исследовалось при помощи вакуумметров с манометрической лампой ПММ-46 и системой регистрации, обеспечивавшей временное разрешение $\tau = 0.8 \pm 0.1$ мс. Вакуумметрическая система была откалибрована по прибору Pfeiffer PKR-251. Манометрические лампы были снабжены дополнительными экранами от ультрафиолетового излучения плазмы, что позволяло исследовать динамику давления и в экспериментах с плазмой. Выбиралось время, чтобы к началу включения разряда давление в камере секции сильного поля не повышалось, см. рис. 5 (графики 3 и 5, в сравнении с 1).

Рассматривая движение газа в эксперименте без плазмы, можно предположить, что наполнение системы происходит диффузионным образом:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2},\tag{1}$$

где D — коэффициент диффузии. Решением уравнения (1) является

$$P(z,t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp(-z^2/(4Dt)).$$
 (2)

В нашем случае, поскольку длина свободного пробега молекулы много больше диаметра вакуумной камеры в секции сильного поля, коэффициент диффузии рассчитывался исходя из эффективной длины свободного пробега, равной диаметру камеры $\lambda \sim 0.13$ м: $D \approx 78$ м²/с. Коэффициент диффузии, рассчитанный из данных рис. 5, равен $D_{\rm exp} = 70 \pm 3$ м²/с, что хорошо согласуется с теоретической оценкой.

При включении разряда в плазменной пушке картина распространения газа по камере существенно изменяется. Газ в камере появляется с

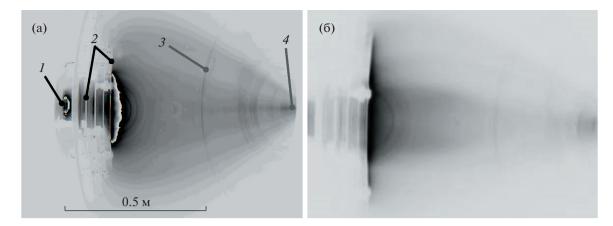


Рис. 4. Фотография (негатив) свечения плазмы в области ее формирования: клапан МН-1 (а), клапан ИЯФ СО РАН (б). Обозначения: I — область анода пушки, 2 — секционированные плазмоприемники, 3 — геометрия вакуумной камеры входного расширителя, 4 — область сжатия магнитного потока при входе в секцию сильного поля.

меньшей задержкой. Оценка скорости распространения водорода вдоль камеры при этих условиях дает расчетную скорость распространения $v_{\rm g}=1.5\pm0.2$ км/с. Данная величина соразмерна скорости звука в водороде при нормальных условиях и в несколько раз меньше, чем скорость распространения плазмы вдоль оси $v_{\rm p}\approx8.1$ км/с, измеренная системой ленгмюровских зондов [16]. Таким образом, в секции сильного поля вдали от плазменной пушки наблюдается недиффузионный перенос газа, сопутствующего плазменной струе. Динамика давления газа на разных координатах не может объясняться рекомбинацией потока низкотемпературной плазмы.

4. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И СВОЙСТВА ПОТОКА ПЛАЗМЫ

Процесс генерации и формирования потока стартовой плазмы существенным образом зависит не только от режимов работы плазменной пушки, но и от конфигурации электрических полей, создаваемых дополнительными электродами. Помимо систем секционированных электродов плазмоприемников и плазменной пушки, показанных на рис. 1 и 2, внутри установки была смонтирована дополнительная группа электродов (элемент 9 на рис. 1), состоящая из основного лимитера с круглой апертурой и нескольких защитных дисковых электродов, расположенных с двух сторон от него. В качестве материала всех электродов используется молибден. Данное решение повышает порог возникновения униполярных дуг. Электроды этого лимитера и секционированных плазмоприемников могут быть присоединены к источнику постоянного потенциала смещения либо оставлены под плавающим потенциалом.

Эксперименты показали, что огибающая потока низкотемпературной стартовой плазмы соответствует расчетному изменению диаметра силовой трубки магнитного поля на различных продольных координатах, за одним важным исключением. Диаметр плазменного потока соответствует проекции отверстия в центральном электроде входного плазмоприемника, а не существенно меньшему отверстию в аноде плазменной пушки. Скорее всего, это связано с тем, что в области между анодом и электродами плазмоприемника накапливается значительная концентра-

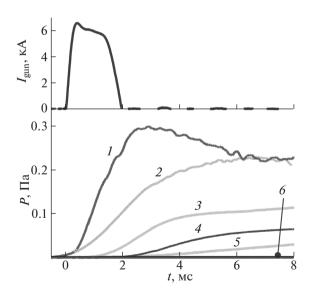


Рис. 5. Давление в системе по длине установки после оптимизации газонапуска с быстрым клапаном (нижний рисунок). Кривые 1 и 2— во входном баке, 3 и 5— на z=2.02 м, 4 и 6— на z=4.4 м. Графики 1, 3 и 4 соответствуют эксперименту NB4592 с разрядом пушки, 2, 5 и 6— срабатывание только системы газонапуска в пушке (NB4583).

Наименование	Локальная магнитная индукция, Тл	Диаметр, мм	Диаметр, мм, нормированный на 1.5 Тл
Отверстие анода пушки	0.194	45	16
Отверстие в центральном плазмоприемнике	0.087	180	43
Внешний диаметр центрального плазмоприемника	0.087	400	95
Апертура лимитера входного расширителя	1.01	107	88
Светящаяся область плазмы на уровне $0.5 \times I_{\mathrm{max}}$	1.5	50	50
Светящаяся область плазмы на уровне $0.05 \times I_{\text{max}}$	1.5	85	85

Таблица 1. Характерные масштабы основных конструкционных элементов плазменной системы, влияющих на геометрию разряда, в сравнении с размером светящейся области плазмы

ция сопутствующего газа и происходит его доионизация. При этом плазма опирается в области анода на радиально-секционированные молибденовые изолированные диски (элемент 3 на рис. 2) вплоть до радиуса внутреннего отверстия центрального плазмоприемника. Характерные масштабы основных элементов, влияющих на геометрию разряда, приведены в табл. 1.

Установка входного лимитера положительно повлияла на транспортировку плазмы вдоль магнитного поля. Это хорошо видно на распределении яркости свечения плазмы в линии H_{α} , см. рис. 6б. Измерения радиального профиля свече-

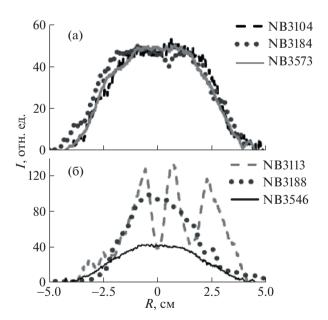


Рис. 6. Зависимость яркости изображения плазмы в свете линии H_{α} от радиуса хорды R, измеренная на $z=2.02\,$ м в моменты времени 0.5 мс (а) и 2 мс (б). Штриховая кривая — до установки входной диафрагмы с клапаном МН-1, пунктирная — после установки лимитера с клапаном МН-1, сплошная — после установки лимитера и с быстрым клапаном ИЯФ СО РАН.

ния линии H_{α} показывают также влияние лимитера на движение сопутствующего газа (влияет на яркость свечения линии H_{α}) и поперечную стабилизацию геометрии разряда (неравномерность формы профиля). Существенно уменьшилась неоднородность (филаментация) разряда, особенно на финальной стадии разряда. Данный эффект известен, он связан с минимизацией азимуальной компоненты электрического поля на периферии плазмы вблизи проводящего лимитера.

После оптимизации времени запусков всех подсистем плазменной пушки и финального монтажа внутри камерных электродов была проведена серия экспериментов по изучению параметров транспортируемой плазмы от величины разрядного тока и давления газовой магистрали, питающей клапан пушки. Оказалось, что величина тока насыщения двойного зонда (является показателем потока ионов плазмы) практически линейно увеличивается с ростом данных параметров, см. рис. 7 и 8 во всем диапазоне параметров, доступных в эксперименте. Линейный рост тока насыщения ленгмюровских зондов от давления газа в клапане свидетельствует о достаточно высокой газовой эффективности разряда в модернизированной системе.

Итогом оптимизации всех подсистем источника стартовой плазмы стало улучшение эффективности транспортировки плазменной струи на всю длину установки. Ранее в [16] мы отмечали, что существует экспоненциальный спад плотности плазмы по длине секции сильного поля, который связывался с наличием сопутствующего газа в плазменном потоке. Там же были приведены подробные данные о пространственной и временной динамике стартовой плазмы. В данной работе на рис. 9 приведена зависимость погонного количества ионов на единицу длины, т. е. интеграл плотности по поперечному сечению камеры. Этот результат является основным итогом работ по оптимизации системы формирования стартовой плазмы. Из графика видно, что произошло увеличение потока стартовой плазмы более чем в

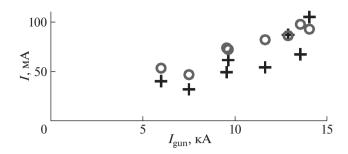


Рис. 7. Зависимость среднего тока насыщения двойного ленгмюровского зонда на интервале t=1-1.5 мс от амплитуды тока катода пушки при давлении над клапаном пушки 7×10^5 Па. Кружки -z=2.68 м, кресты -z=3.8 м.

четыре раза на $z \approx 4$ м. В проектной конфигурации установки ГОЛ-NВ это соответствует пропорциональному увеличению потока стартовой плазмы из транспортной секции в центральную ловушку.

При инжекции потока стартовой плазмы в центральную ловушку сначала происходит расширение силовой трубки магнитного поля при движении от магнитной пробки к центральной плоскости ловушки, а затем - сжатие при последующем движении потока в сторону второй магнитной пробки (выходной секции сильного поля). В модельных расчетах [13] нагрева и удержания плазмы кинетическим кодом DOL предполагалось, что в базовом сценарии плазма будет иметь линейную плотность $nL = 1.2 \times 10^{19} \,\mathrm{m}^{-2}$ (при n = $= 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, a = 0.20 м). При этом ожидаемая эффективность захвата нагревных нейтральных пучков оценивается на уровне 50%. Данные, приведенные на рис. 9, в наиболее пессимистическом сценарии позволяют рассчитывать на $nL \sim 9.5 \times$ $\times~10^{17}~{\rm M}^{-2}$ при увеличении магнитной индукции в секциях сильного поля ло проектной величины B = 4.5 Тл. Приведенная величина *nL* соответствует случаю, когда рассеяния частиц плазмы по углу во время пролета через центральную ловушку не происходит и все частицы стартовой плазмы покидают центральную ловушку транзитом.

Более реалистичной является ситуация с захватом части потока стартовой плазмы из-за отражения частиц от магнитной пробки в результате их рассеяния по углу во время пребывания в центральной ловушке. В этом случае плотность и радиус плазмы в ловушке будут определяться и другими процессами, в том числе поперечной диффузией. В качестве консервативной оценки можно принять коэффициент увеличения плотности в ловушке по сравнению с чисто транзитным случаем $K = R^{1/2}/2 \approx 2$, где R = 15 — пробочное отношение центральной ловушки. Таким образом, учет только рассеяния частиц по углу фор-

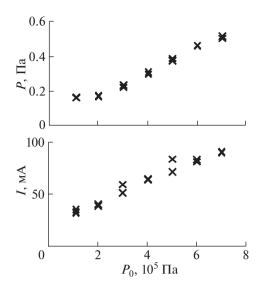


Рис. 8. Зависимость увеличения давления P_1 во входном расширителе в момент времени t=2.5 мс (после выключения тока пушки) и среднего тока насыщения I двойного ленгмюровского зонда на интервале t=1-1.5 мс на z=2.6 м от величины давления P_0 над клапаном пушки. Ток катода пушки ~ 9.5 кА.

мально дает величину $nL \sim 1.8 \times 10^{18} \, \mathrm{m}^{-2}$. Однако в экспериментах на установке ГДЛ [23] наблюдалось и дополнительное накопление плазмы в ловушке при использовании плазменной пушки аналогичной конструкции, при этом радиус стартовой плазмы был существенно больше, чем формально рассчитанная проекция плазменной пушки в центральной плоскости ГДЛ. В нашем случае, еще один дополнительный коэффициент масштаба 1.5 может дать более оптимальная фор-

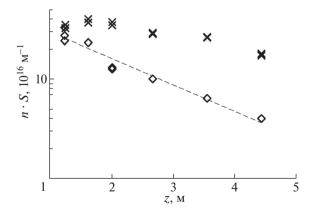


Рис. 9. Распределение линейной плотности плазмы в зависимости от режима работы системы подачи рабочего газа. Крестики — результаты данной публикации с оптимизированной подачей газа, ромбики — результаты первой плазменной кампании на установке ГОЛ-NВ [16].

ма силовых линий магнитного поля вблизи плазменной пушки при увеличении магнитной индукции в секциях сильного поля с нынешних B=1.8 Тл до проектной величины B=4.5 Тл.

Отметим, что основной целью представленного исследования являлась оптимизация режимов работы плазменной пушки с целью снижения потерь плазмы при ее транспортировке. Полученные параметры плазменного потока позволяют начать эксперименты по нагреву плазмы после завершения монтажа установки в проектной конфигурации с центральной ловушкой газодинамического типа и двумя нагревными инжекторами. Работы по максимизации плазменного потока в представленном исследовании не проводились. При этом зависимости, приведенные на рис. 7 и 8, позволяют рассчитывать на увеличение потока плазмы при одновременном увеличении газонапуска в плазменную пушку и тока разряда. В любом случае, в экспериментах с инжекцией нейтральных пучков в центральную ловушку ГОЛ-NB предполагается использование дополнительной системы газонапуска для поддержания баланса вещества. Обсуждение такой системы выходит за тематику данной работы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе первого этапа экспериментов на установке ГОЛ-NВ была успешно запущена система формирования плазмы, предназначенная для заполнения мишенной плазмой центрального пробкотрона. Плазменный поток формируется в дуговой пушке, расположенной в относительно слабом магнитном поле. Далее он сжимается в нарастающем магнитном поле и затем транспортируется на расстояние около 4 м. В работе описана конструкция плазменной пушки. Оптимизация режимов и сценариев работы системы создания стартовой плазмы позволила снизить газовую нагрузку на вакуумную систему установки, что позитивно сказалось на уменьшении потерь, связанных с наличием газа, увлекаемого вместе с плазмой. Поток плазмы на выходе из секции сильного поля увеличен приблизительно в 4 раза по сравнению с результатами первой плазменной кампании [16]. Обсуждается роль лимитеров и других внутрикамерных электродов в формировании плазменного потока. В полной проектной конфигурации многопробочной ловушки ГОЛ-NB достигнутые параметры плазменного потока будут достаточными для начала экспериментов по нагреву плазмы нейтральными пучками.

Сооружение и эксплуатация установки ГОЛ-NВ комплекса открытых ловушек ДОЛ финансировались Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. Исследование режимов работы плазменной пушки и влияния внутрикамерных электродов на свойства старто-

вой плазмы выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках проекта № 20-42-540012.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Burdakov A., Azhannikov A., Astrelin V., Beklemishev A., Burmasov V., Derevyankin G., Ivanenko V., Ivanov I., Ivantsivsky M., Kandaurov I., Konyukhov V., Kotelnikov I., Kovenya V., Kozlinskaya T., Kuklin K., Kuznetsov A., Kuznetsov S., Lotov K., Timofeev I., Makarov A., Mekler K., Nikolaev V., Popov S., Postupaev V., Polosatkin S., Rovenskikh A., Shoshin A., Shvab I., Sinitsky S., Sulyaev Yu., Stepanov V., Trunyov Yu., Vyacheslavov L., Zhukov V., Zubairov Ed. // Fusion Sci. Technol. 2007. V. 51. P. 106.
 - https://doi.org/10.13182/FST07-A1327
- 2. Bagryansky P.A., Anikeev A.V., Denisov G.G., Gospodchikov E.D., Ivanov A.A., Lizunov A.A., Kovalenko Yu.V., Malygin V.I., Maximov V.V., Korobeinikova O.A., Murakhtin S.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Savkin V.Ya., Shalashov A.G., Smolyakova O.B., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V., Zaytsev K.V. // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. P. 053009. https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/5/053009
- 3. Gota H., Binderbauer M.W., Tajima T., Putvinski S., Tuszewski M., Deng B.H., Dettrick S.A., Gupta D.K., Korepanov S., Magee R.M., Roche T., Romero J.A., Smirnov A., Sokolov V., Song Y., Steinhauer L.C., Thompson M.C., Trask E., Van Drie A.D., Yang X., Yushmanov P., Zhai K., Allfrey I., Andow R., Barraza E., Beall M., Bolte N.G., Bomgardner E., Ceccherini F., Chirumamilla A., Clary R., DeHaas T., Douglass J.D., DuBois A.M., Dunaevsky A., Fallah D., Feng P., Finucane C., Fulton D.P., Galeotti L., Galvin K., Granstedt E.M., Griswold M.E., Guerrero U., Gupta S., Hubbard K., Isakov I., Kinley J.S., Korepanov A., Krause S., Lau C.K., Leinweber H., Leuenberger J., Lieurance D., Madrid M., Madura D., Matsumoto T., Matvienko V., Meekins M., Mendoza R., Michel R., Mok Y., Morehouse M., Nations M., Necas A., Onofri M., Osin D., Ottaviano A., Parke E., Schindler T.M., Schroeder J.H., Sevier L., Sheftman D., Sibley A., Signorelli M., Smith R.J., Slepchenkov M., Snitchler G., Titus J.B., Ufnal J., Valentine T., Waggoner W., Walters J.K., Weixel C., Wollenberg M., Ziaei S., Schmitz L., Lin Z., Ivanov A.A., Asai T., Baltz E.A., Platt J.C., and the TAE Team // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 112009. https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab0be9
- 4. Beklemishev A., Anikeev A., Astrelin V., Bagryansky P., Burdakov A., Davydenko V., Gavrilenko D., Ivanov A., Ivanov I., Ivantsivsky M., Kandaurov I., Polosatkin S., Postupaev V., Sinitsky S., Shoshin A., Timofeev I., Tsidulko Yu. // Fusion Sci. Technol. 2013. V. 63. P. 46. https://doi.org/10.13182/FST13-A16872
- Bagryansky P.A., Beklemishev A.D., Postupaev V.V. // J. Fusion Energy. 2019. V. 38. P. 162. https://doi.org/10.1007/s10894-018-0174-1
- 6. *Будкер Г.И.*, *Мирнов В.В.*, *Рютов Д.Д.* // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 320.
- 7. Logan B.G., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A., Makhijani A. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 144. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.144

- 8. *Mirnov V.V., Lichtenberg A.J.* // Reviews of Plasma Physics / Ed. by *B.B. Kadomtsev*. N. Y.: Consultants Bureau, 1996. V. 19. P. 53.
- 9. Бурдаков А.В., Поступаев В.В. // УФН. 2018. Т. 188. С. 651
- Koidan V.S., Arzhannikov A.V., Astrelin V.T., Burdakov A.V., Derevyankin G.E., Ivanenko V.G., Ivanov I.A., Ivantsivsky M.V., Konyukhov V.V., Kuznetsov S.A., Makarov A.G., Mekler K.I., Nikolaev V.S., Polosatkin S.V., Postupaev V.V., Rovenskikh A.F., Shoshin A.A., Sinitsky S.L., Sulyaev Yu.S., Zubairov Eh.R. // Fusion Sci. Technol. 2005. V. 47. P. 35. https://doi.org/10.13182/FST05-A605
- 11. Burdakov A.V., Arzhannikov A.V., Astrelin V.T., Beklemishev A.D., Ivanov A.A., Kotelnikov I.A., Kruglyakov E.P., Polosatkin S.V., Postupaev V.V., Sinitsky S.L., Timofeev I.V., Zhukov V.P. // Fusion Sci. Technol. 2011. V. 59. P. 9.
 - https://doi.org/10.13182/FST11-A11564
- Postupaev V.V., Burdakov A.V., Ivanov A.A. // Fusion Sci. Technol. 2015. V. 68. P. 92. https://doi.org/10.13182/FST14-846
- Поступаев В.В., Юров Д.В. // Физика плазмы. 2016.
 Т. 42. С. 966.
- Postupaev V.V., Batkin V.I., Beklemishev A.D., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Chernoshtanov I.S., Gorbovsky A.I., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Yurov D.V. // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. P. 036012. https://doi.org/10.1088/1741-4326/57/3/036012
- Ivanov I.A., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Kuklin K.N., Mekler K.I., Polosatkin S.V., Postupaev V.V., Sidorov E.N., Rovenskikh A.F. // AIP Advances. 2017. V. 7. P. 125121. https://doi.org/10.1063/1.5009528
- Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N. // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2020. V. 62. P. 025008. https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab53c2

- Mirnov V.V., Ryutov D.D. // Nuclear Fusion. 1972.
 V. 12. P. 627. https://doi.org/10.1088/0029-5515/12/6/001
- Давыденко В.И., Иванов А.А., Шульженко Г.И. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 1004. https://doi.org/10.7868/S0367292115110049
- Ivanov I., Ustyuzhanin V., Sudnikov A., Inzhevatkina A. // J. Plasma Phys. 2021. V. 87. P. 845870201. https://doi.org/10.1017/S0022377821000131
- Аржанников А.В., Бурдаков А.В., Бурмасов В.С., Иванов И.А., Кузнецов С.А., Куклин К.Н., Меклер К.И., Полосаткин С.В., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф., Синицкий С.Л., Скляров В.Ф. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 935. https://doi.org/10.7868/S0367292115110013
- 21. Akhmetov T.D., Belkin V.S., Bespamyatnov I.O., Davydenko V.I., Dimov G.I., Kovalenko Y.V., Krivenko A.S., Potashov P.A., Razorenov V.V., Reva V.B., Savkin V.Ya., Shulzhenko G.I. // Fusion Sci. Technol. V. 43. P. 58. https://doi.org/10.13182/FST03-A11963563
- Tuszewski M., Smirnov A., Thompson M.C., Akhmetov T., Ivanov A., Voskoboynikov R., Barnes D., Binderbauer M.W., Brown R., Bui D.Q., Clary R., Conroy K.D., Deng B.H., Dettrick S.A., Douglass J.D., Garate E., Glass F.J., Gota H., Guo H.Y., Gupta D., Gupta S., Kinley J.S., Knapp K., Korepanov S., Longman A., Hollins M., Li X.L., Luo Y., Mendoza R., Mok Y., Necas A., Primavera S., Ruskov E., Schmitz L., Schroeder J.H., Sevier L., Sibley A., Song Y., Sun X., Trask E., Van Drie A.D., Walters J.K., Wyman M.D., and TAE Team // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 056108. https://doi.org/10.1063/1.3694677
- Ivanov A.A., Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Bocharov V.N., Deichuli P.P., Karpushov A.N., Maximov V.V., Pod'minogin A.A., Rogozin A.I., Salikova T.V., Tsidulko Yu.A. // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. P. 1529. https://doi.org/10.1063/1.870704