
ИОННАЯ АКТИВНОСТЬ В КВАЗИНЕЙТРАЛЬНЫХ ТОКОВЫХ СЛОЯХ И ПЛАЗМЕ РАЗРЯДОВ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

ION ACTIVITY IN QUASI-NEUTRAL CURRENT SHEETS AND DISCHARGE PLASMA IN CROSSED ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS

Н.А. Строкин

Иркутский национальный исследовательский
технический университет,
Иркутск, Россия, strokin85@inbox.ru

N.A. Strokin

Irkutsk National Research Technical University,
Irkutsk, Russia, strokin85@inbox.ru

Аннотация. В рамках краткого обзора выполнен тематический анализ и приведена информация о четырех, обнаруженных в эксперименте плазменных эффектах, в которых проявилось неожиданное поведение ионной компоненты и для которых нет принятой интерпретации. 1. Ионы с наибольшими для квазинейтрального токового слоя энергиями зарегистрированы в О-точке (острове), причем направление их движения противоположно электрическому полю в Х-точке. 2. В плазме разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ разряд) генерируется большое количество ионов с энергиями, значительно превышающими энергии, эквивалентные разрядному напряжению. 3. Обнаруженная область эффективной ионизации — анодный слой — при росте давления скачком перемещается из одной области плазмы в другую, что сопровождается скачком плотности ионов до 16 раз. Увеличение индукции магнитного поля приводит, наоборот, к скачку анодного слоя в обратном направлении с падением плотности ионов в 3–4 раза. 4. На функциях распределения ионов в $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ разряде выделяются скачки плотности ионов в узких диапазонах энергий, источниками которых являются локальные пространственные зоны в разрядном промежутке, где магнитное поле практически постоянное. Относительные амплитуды изомгнитных скачков составляют от ~30 до 80 % полного тока ионов на выделенной энергии.

Учет аномального поведения ионов в плазме квазинейтральных токовых слоев и разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях позволит лучше понять процессы в космической плазме, физику коронального нагрева и формирования солнечного ветра.

Ключевые слова: ускорение ионов, квазинейтральный токовый слой, плазма разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Abstract. As part of a brief review, a classification is made and information is provided about four experimentally discovered plasma effects, where unexpected behavior of the ionic component appeared and for which there is no unambiguous interpretation. 1. Ions with the highest energies for a quasi-neutral current sheet were recorded at the O-point (island) with the direction of their movement opposite to the electric field at the X-point. 2. In a self-sustaining discharge in crossed electric and magnetic fields ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ discharge), a large number of ions (not the tails of the distribution function) with energies significantly exceeding the energies equivalent to the discharge voltage are generated. This occurs in a certain range of pressures of the plasma-forming gas and magnetic fields. 3. The discovered region of effective ionization — the “anode layer”, with increasing pressure, moves abruptly from one plasma region to another, which is accompanied by a jump in the ion density up to 16 times. An increase in the magnetic field induction causes, on the contrary, the “anode layer” to jump in the opposite direction with the ion density decreasing 3–4 times. 4. Ion distribution functions in the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ discharge contain isomagnetic density jumps with a relative amplitude from ~30 to 80 % of the total current at the released energy. Taking into account the “anomalous” behavior of ions in the plasma of quasi-neutral current sheets and discharges in crossed electric and magnetic fields will provide further insight into the processes in space plasma, the physics of coronal heating, and the formation of the solar wind.

Keywords: ion acceleration, quasi-neutral current sheet, discharge plasma in crossed electric and magnetic fields.

ВВЕДЕНИЕ

Как наиболее энергоемкая часть плазмы ионная компонента привлекает особое внимание исследователей. В процессах, реализуемых в космической и лабораторной плазме, проявляются эффекты, связанные с неожиданным поведением ионов. Так, в ходе

взрывных процессов на Солнце происходит генерация протонов с энергиями, превышающими $W \sim 100$ МэВ. Информацию об этом получают при регистрации γ -излучения ядерных линий и непосредственном измерении потоков частиц приборами космических аппаратов [Aschwanden, 2019; Gopalswamy et al.,

2021]. Спектр γ -излучения может иметь прерывистый во времени характер, что может говорить о наличии более одного источника высокоэнергетических протонов или их доускорения [Kocharov et al., 2021]. В стандартной модели вспышки исходным затравочным процессом ускорения ионов принимают магнитное пересоединение в квазинейтральном токовом слое (КНТС — токовый слой, в котором есть поперечная к плоскости слоя компонента магнитного поля) корональной петли с антипараллельными силовыми линиями магнитного поля, когда изменяется топология магнитного поля [Priest, Forbes, 2000; Shibata, Magara, 2011; Aschwanden, 2022]. Для солнечных вспышек «потребность» в наличии нулевых точек (мест, в которых электроны могут ускоряться в индуцированных электрических полях биполярных пятен), впервые отмечается в работе [Giovannelli, 1946, 1948]. Набранная здесь электронами энергия превышает потенциалы возбуждения атомов, что объясняет наблюдаемый поток излучения плазмы Солнца во время хромосферных вспышек. В [Dungey, 1953] введено понятие X-точек нулевого магнитного поля и областей замкнутых силовых линий — O-точек (островов). Кроме того, рассмотрены процессы разрыва и соединения вновь силовых линий магнитного поля, когда общая их длина и энергия поля уменьшаются, а частицы набирают энергию $W = e|\vec{u}| |\vec{H}| l / c$ в индуцированном электрическом поле $\vec{E} = -\vec{u} \times \vec{H} / c$, где u — скорость частицы; H — напряженность магнитного поля на расстоянии l от нулевой точки. В [Dungey, 1953] показано также, что вблизи нейтральной точки неустойчивость магнитного поля приводит к формированию дискретных нитей (филаментов), что позволило автору работы [Sweet, 1958] показать, что при гидростатическом давлении $P_M > \lambda_3 H_0^2 / (4\pi)$ максимальная плотность тока в сформированном столкновительном слое $j_{\max} > c\lambda_1 H_0 / (4\pi L)$, где H_0 , L — типичные напряженность поля и линейные размеры области поля; λ_1 , λ_3 — константы. Паркер ввел понятие пересоединения и показал, что скорость диссипации противоположно направленных магнитных полей по Свиту — стационарное пересоединение в случае высокой, но конечной проводимости $\sigma \sim 10^{13}$ См при характерном солнечном масштабе $L = 10^9$ см и плотности 10^{-21} г/см³ становится много больше диффузионной скорости [Parker, 1957]. Такая неустойчивость КНТС, названная тиринг-модой, развивается, если есть возмущение проводимости с длиной волны, большей чем толщина слоя, а время резистивной диффузии магнитного поля в слое $\tau_R = l^2 / (\mu\sigma) \gg \tau_A = l / V_A$, где τ_A — альфвеновское время пересечения КНТС, $2l$ — толщина КНТС, $\gamma_m \approx \sqrt{S} = \sqrt{\tau_R / \tau_A}$ — максимальный инкремент [Furth et al., 1963]. Более высокие скорости пересоединения получают при учете диссипации за счет холловских движений и учета кинетических эффектов [Aschwanden, 2019]. Другой подход — переход к большим аспектным отношениям L/l и турбулент-

ной среде [Loureiro et al., 2009; Uzdensky, Loureiro, 2016]. Турбулентное внешнее возмущение, локально усиливающее развитие тиринг-моды, характеризуется мощностью турбулентности ϵ на единицу площади. Эффективная скорость пересоединения относительно скорости пересоединения в ламинарном случае $\gamma_{\text{eff}} / \gamma_{\text{SP}} \sim \epsilon^\alpha$, где $\alpha \approx 0.15 \div 0.25$. КНТС колеблется относительно своего положения, и в нем формируются вторичные острова — растущие в размере плазмоиды. Эта неустойчивость была названа плазмодной с $\gamma\tau_A \sim S^{1/4}$, где S — число Лундквиста. В [Uzdensky, Loureiro, 2016] показано, что плазмодная неустойчивость в многоостровном режиме (Коппи-режим) может развиваться в процессе формирования КНТС.

Выделение энергии с разной скоростью при изменении проводимости плазмы происходит и при слиянии двух островов [Biskamp, Welter, 1980] или в процессе множественного пересоединения [Potter et al., 2019]. При слиянии островов вертикальный размер структур, соответствующий X-линии, может значительно превышать инерционную длину иона, поэтому ионы и электроны предварительно нагретой плазмы внутри сливающихся островов импульсно с $\tau \sim 10\omega_{\text{Hi}}^{-1}$ (ω_{Hi} — ионная гирочастота) нагреваются [Nakamura et al., 2023]. Формирование различных плазмодов в постоянно растягивающемся КНТС было зарегистрировано в солнечной вспышке 19 июля 2012 г. [Lu et al., 2022]. Потоки в области пересоединения и плазмоды выделены на EUV-изображениях (131 Å). Данные рентгеновских измерений (1–8 Å — потоки электронов с энергией 6–100 кэВ) показали источники нетеплового излучения в нижней части вертикального КНТС, предположительно, в большом плазмоде с захваченными энергичными электронами. В радиодиапазоне (скорости дрейфа 0.68, 1.22 и 1.96 МГц·с⁻¹) наблюдались восходящая (~ 1035 км·с⁻¹) и движущаяся вниз (~ 640 км·с⁻¹) пульсирующие структуры. Необычная пара противоположно дрейфующих плазмодов имела начальные высоты $3.4 \cdot 10^5$ и $3.1 \cdot 10^5$ км. Предполагается, что эти структуры отображают эволюцию первичных и вторичных плазмодов, образующихся в КНТС, и процесс каскадного магнитного пересоединения.

Скрещенные электрическое и магнитное поля типичны как для атмосферы Солнца, так и для разрядов в устройствах земного происхождения, таких как плазменные ускорители [Zhurin, 1999; Choueiri, 2001; Goebel, Katz, 2008; Abolmasov, 2012; Kaganovich et al., 2020], потоки ионов из которых применяют, например, для коррекции орбит космических аппаратов [Kim et al., 2007]. Это стационарные плазменные двигатели (СПД) и ускорители с анодным слоем (УАС) [Zhurin et al., 1999; Choueiri, 2001; Kim et al., 2007; Goebel, Katz, 2008; Garrigues, Coche, 2011; Abolmasov, 2012; Kaganovich et al., 2020; Simmonds, Raitses, 2021], в которых горит стационарный аномальный тлеющий разряд в скрещенных электрическом и магнитном полях ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ разряд).

В предлагаемой работе представлены данные экспериментов в токовой и разрядной плазме с магнитным и электрическим полями, в результате проведения

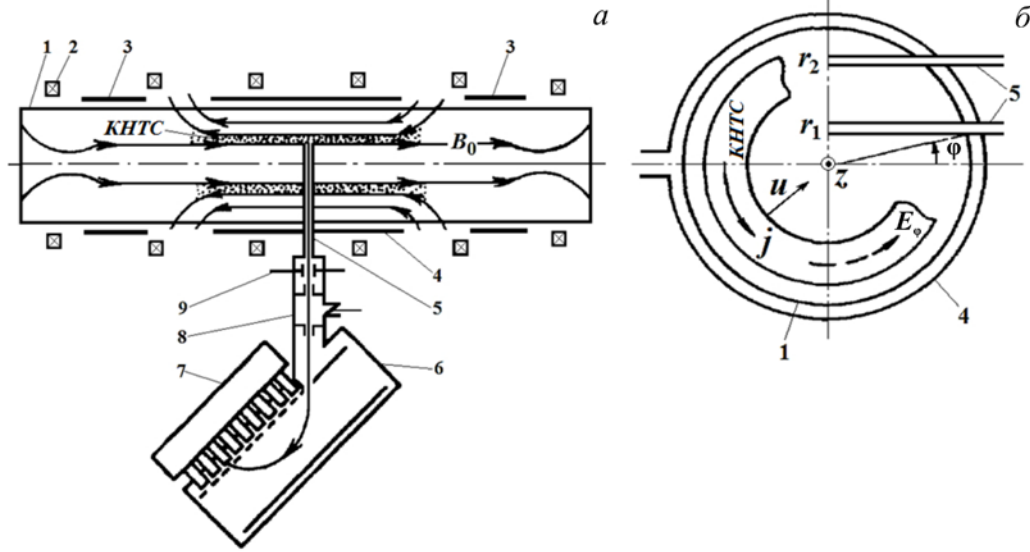


Рис. 1. Схема установки θ -пинч «УН-Феникс»: вид сверху (а), диаметрально сечение (б). 1 — кварцевый вакуумный объем, 2 — катушки Гельмгольца, 3 — витки предварительной ионизации, 4 — ударный виток, 5 — каналы вывода нейтралов, 6 — многоканальный энергоанализатор ионов, 7 — блок ФЭУ, 8 — камера обдирки, 9 — конденсатор очистки пучка атомов от ионов. Адаптировано из [Koshilev et al., 1977]

которых обнаружены значительные потоки аномальных заряженных частиц — ионов, ускоренных до энергий, превышающих равновесные. Цель работы — обратить внимание исследователей на общие черты рассматриваемых объектов: 1) макроскопический характер механизмов генерации ионов; 2) ускорение основного количества ионов до высоких энергий происходит в областях стационарных или движущихся скачков электростатического потенциала, которые формируются с параметрами, определяемыми, в том числе, коллективными механизмами диссипации энергии; 3) триггерами ускорительных процессов являются те или иные формирующиеся конфигурации и величины электрического и магнитного полей.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

Результаты, приводимые в данной статье, получены в экспериментах на двух установках и их модификациях. Хронологически первая из них — это установка типа θ -пинч «УН-Феникс» [Koshilev et al., 1977] (рис. 1), в которой КНТС создавался в предварительно созданной в цилиндрическом кварцевом объеме (длина 1 м, диаметр 0.18 м) водородной плазме с начальной концентрацией $n_0 = 10^{18} \div 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и начальной температурой электронов и ионов $T_{0e} \approx T_{0i} \approx 1 \div 5 \text{ эВ}$. Квазистационарное однородное магнитное поле ($B_0 = 0.01 \div 0.1 \text{ Тл}$; период $T_0 \approx 1 \text{ мс}$) было направлено вдоль оси системы. Предварительно созданная плазма на длине 30 см в центральной области рабочего объема подвергалась воздействию цилиндрического магнитного поршня — поля B_1 в виде аperiодического импульса длительностью на полувысоте $\sim 3.5 \text{ мкс}$, нарастающего по синусоидальному закону за время $\Delta t \approx 450 \text{ нс}$ до величины $B_1 \approx 0.14 \text{ Тл}$ и направленного навстречу полю B_0 . Формировался

КНТС толщиной $\Delta \approx 2 \text{ см}$, вначале движущийся к оси системы, а затем останавливающийся на некотором расстоянии от нее. Измерялись энергетические спектры ионов, движущихся по отношению к плоскости КНТС по различным направлениям, — радиальному (см. рис. 1, а), азимутальному (рис. 1, б) и вдоль КНТС.

Вторая установка — это одно- или двухступенчатый плазменный ускоритель с анодным слоем [Bardakov et al., 2014; Strokin et al., 2019a], который является источником одно- или многокомпонентного потока ионов (рис. 2). Радиус центральной траектории выходного окна для ионов в катоде УАС $R = 90 \text{ мм}$, ширина окна 5–6 мм. Пример распределения радиальной компоненты магнитного поля в разрядном промежутке одноступенчатого УАС приведен на рис. 2, б. Рабочие разрядные напряжения устанавливались в диапазоне $U_d = 300 \div 2000 \text{ В}$. При заданных B , U_d и давлении плазмообразующего газа (газов) $P = 5 \cdot 10^{-5} \div 3 \cdot 10^{-4} \text{ торр}$ токи разряда $I_d \leq 300 \text{ мА}$.

На рис. 3 показана схема двухступенчатого УАС, который использовался в экспериментах по ускорению

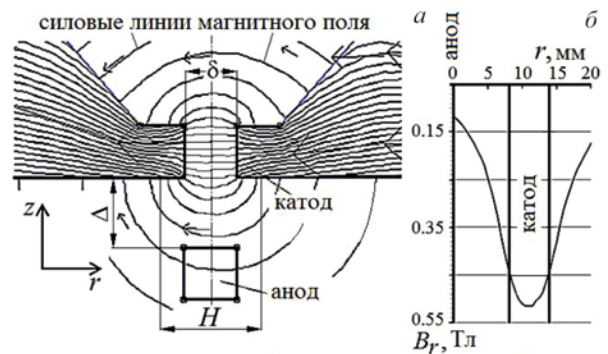


Рис. 2. Схема разрядного промежутка УАС (а); пример распределения магнитной индукции вдоль разрядного промежутка (б): $\delta \approx 6 \text{ мм}$, $\Delta \approx 10 \text{ мм}$, $H \approx 14 \text{ мм}$ — область электронной эмиссии с поверхности катода

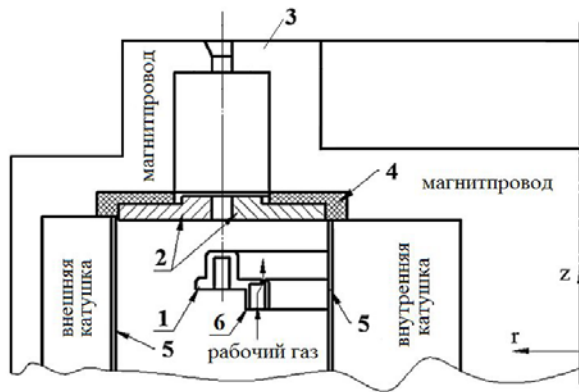


Рис. 3. Схема двухкамерного УАС: 1 — анод-1, 2 — анод-2, 3 — катод-магнитопровод, 4 — изолятор, 5 — экраны, 6 — газораспределитель

ионов. Анод-2 (позиция 2), выполненный из немагнитной стали, можно было электрически изолировать от катода-магнитопровода (3). В этом случае на него или подавался электрический потенциал U_{A2} , или он мог находиться под плавающим потенциалом $U_{\text{п}}$. При этом УАС становился двухступенчатым.

Разрядная камера в области анод-1 — анод-2 ограничена металлическими экранами 5, которые заземлялись или находились под плавающим потенциалом. Расстояние анод-1 — анод-2 составляло 8 мм, анод-2 — катод — 30 мм. Рабочие газы: гелий, азот и аргон. В промежутке анод-1—анод-2, где радиальная компонента магнитного поля B_r монотонно нарастала, величина продольной B_z -компоненты не превышала 13 % от B_r . Работа проводилась при различных значениях магнитной индукции, которая определялась токами во внутренней и внешней катушках УАС. Диапазон расхода газов составлял 0.1–0.8 мг/с; при этом давление на выходе УАС не превышало $2 \cdot 10^{-4}$ торр. Плотность плазмы в ближнем факеле не превышала $n = 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Температура электронов T_e составляла 20–27 эВ. Распределения плотности, электронной температуры и потенциала плазмы неоднородны по радиусу и отслеживают перемещение потока ионов по радиусу.

2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Спектры протонов по энергии в КНТС восстанавливались из энергетических распределений нейтральных частиц перезарядки со схемой процесса: $\vec{H}^+ + H^0 \rightarrow \vec{H}^0 + H^+$, где стрелка отмечает быструю частицу. Нейтральные частицы (водород), несущие информацию об энергетическом спектре протонов, преобразовывались в протоны на газовой мишени в обдирочной камере 8 (см. рис. 1) и анализировались в электростатическом поле. В работе применялись 9- и 8-канальные энергоанализаторы нейтральных частиц перезарядки [Koshilev et al., 1977; Борзенко и др., 1978], которые включают многоканальный электростатический анализатор ионов: отражающее зеркало 6 и систему регистрации 7, которая является совокупностью ионно-электронные преобразователи — сцинтилляторы — фотоэлектронные умножители. Временное разрешение 8-канального

энергоанализатора нейтральных частиц составляло 4–160 нс. Распределения ионов по энергии на выходе УАС измерялись с помощью энергоанализатора ионов с задерживающим потенциалом (ЭЗП), работающего совместно с системой управления, регистрации и первичной обработки данных [Bardakov et al., 2015]. Величина и временной профиль электростатического потенциала в движущихся КНТС измерялись с помощью двойных плавающих электрических зондов, опорный электрод которых находился в начальной (невозмущенной) плазме. Второй электрод имел вид плоскости, ориентированной перпендикулярно нормали к КНТС. Распределение потенциала в стационарной плазме измерялось с помощью эмиссионных зондов. Начальная концентрация плазмы n_0 контролировалась с помощью тройного ленгмюровского зонда. Температура электронов T_e оценивалась из вольт-амперной характеристики ленгмюровских зондов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Ускорение ионов в квазинейтральном токовом слое

За время от 80 до 200 нс в движущемся к оси в плазме установки «УН-Феникс» примерно со скоростью V_A КНТС в результате развития тиринг-неустойчивости формируются магнитные острова. Типичная топология магнитного поля после остановки КНТС ($t \geq 200$ нс) на радиусе $r \approx 6$ см показана на рис. 4, а. Явно выделяются два острова, объединенные общими силовыми линиями и разделенные X-точкой. В интервале $300 \leq t \leq 1200$ нс магнитная структура остается практически неизменной. Поле B_1 на границе плазмы после достижения максимума в момент времени $t_m \approx 450$ нс медленно спадало по амплитуде и к моменту $t_1 \approx 1.5$ мкс приближалось к уровню квазистационарного поля B_0 [Altyntsev et al.,

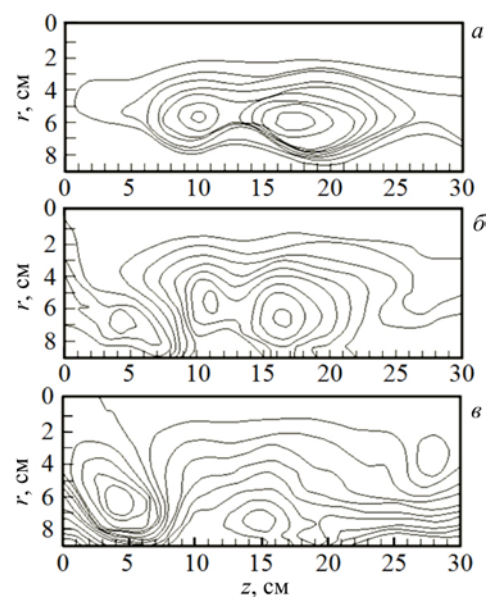


Рис. 4. Изолинии магнитного потока: $t=300$ (а), 1200 (б), 1600 (в) нс. Шаг нанесения изолиний $1000 \text{ Гс}\cdot\text{см}^2$, $B_0=0.031 \text{ Тл}$, $n_0=1.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $z=0$ — стенка. Адаптировано из [Altyntsev et al., 1988]

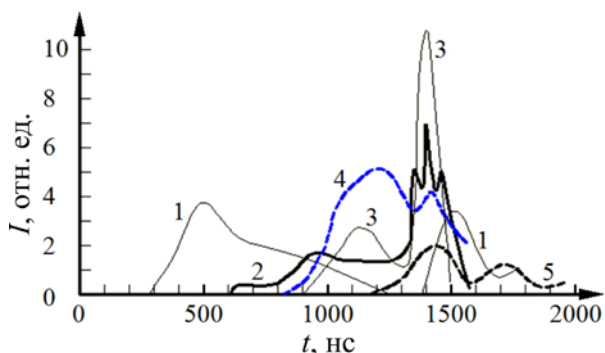


Рис. 5. Сигналы с коллекторов анализатора ионов по энергии: 1 — 410, 2 — 778, 3 — 1165, 4 — 1461, 5 — 4697 эВ; радиальные измерения ($\alpha=90^\circ$), $z=18$ см. Адаптировано из [Altynsev et al., 1990]

1988, 1990]. При этом внешняя граница острова сдвигалась к стенке рабочего объема и замкнутая магнитная конфигурация раскрывалась (рис. 4, б, в). Время раскрытия составляет $(2\div 3)t_A$, где t_A — транзитное альфвеновское время поперек острова.

Сигналы с нескольких детекторов энергоанализатора нейтральных частиц перезарядки с каналом вывода частиц, установленным радиально напротив большого острова ($z=18$ см), показаны на рис. 5. Последовательно регистрировались ионы с все большими энергиями (кривые 1–5). При раскрытии (перестройке) магнитной структуры ($t \geq 1400$ нс) наблюдался мощный всплеск ионного излучения во всем рабочем энергетическом диапазоне анализатора. При этом ускоренные ионы двигались в направлении, противоположном электрическому полю в X-точке.

По сигналам, изображенным на рис. 5, построены энергетические спектры ионов (рис. 6), по которым вычислен темп набора энергии протонами $dW/dt = (2\div 6) \cdot 10^9$ эВ/с. Таким образом, при вынужденном разрушении острова старой магнитной структуры ионами набирается с высокой скоростью максимальная из зарегистрированных в КНТС энергия.

3.2. Плазма в скрещенных E×B полях. Ускорение ионов до энергий, превышающих энергии, эквивалентные разрядному напряжению

Схема используемого в данном эксперименте двухкамерного УАС показана на рис. 3 [Bardakov et al., 2016, 2018]. Измерение функций распределения ионов по энергии проводилось трехсеточным ЭЗП на выходе из УАС. Были обнаружены anomalно ускоренные до энергий $W > eU_d$ ионы. Примеры данных, когда плазмообразующим газом был аргон, показаны на рис. 7.

Смещение спектров в сторону высоких энергий в пределах, определяемых разрядным напряжением, было ожидаемым. Оно связано с движением зон ионизации и ускорения в пространстве анод — катод УАС (спектры 1 и 2). Однако при увеличении давления выше $P \approx 9 \cdot 10^{-5}$ торр (спектры 3–5) функция распределения ионов по энергии перемещалась за границу $W = eU_d = 1100$ В (жирная вертикальная ли-

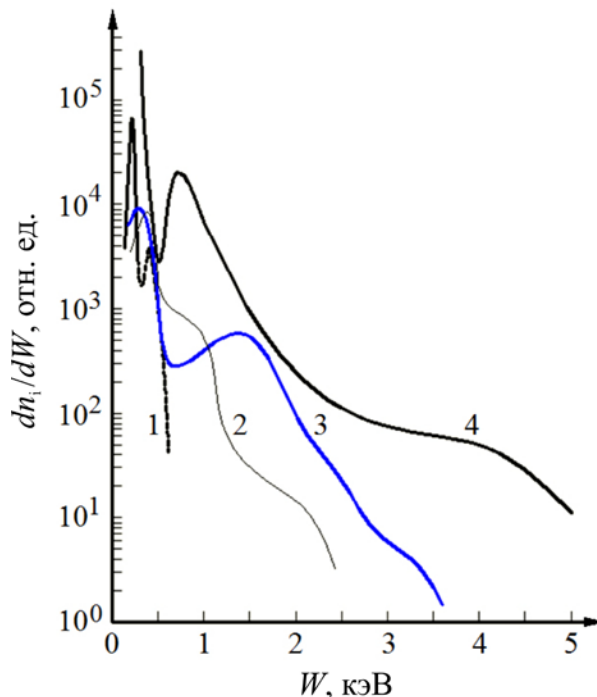


Рис. 6. Распределения ионов по энергии: 1 — $t=140$, 2 — $t=700$, 3 — $t=1000$, 4 — $t=1400$ нс. Адаптировано из [Altynsev et al., 1990]

ния) в результате работы неидентифицированного плазменного механизма ускорения ионов.

Зависимость наиболее вероятной энергии ионов W_m от величины индукции магнитного поля в УАС показана на рис. 8. Видно, что ионов с $W_m > eU_d$ нет при $P = 9 \cdot 10^{-5}$ торр для всех магнитных полей рабочего диапазона. Когда $P \geq 1.2 \cdot 10^{-4}$ торр, сверхускоренные ионы появляются при $B_{r1A} \geq 2.7 \cdot 10^{-2}$ Тл. При индукции на аноде $B_{r1A} \geq 4.1 \cdot 10^{-2}$ Тл генерация ионов с $W_m > eU_d$ подавляется.

3.3. Плазма E×B разряда. Скачки анодного слоя

В самостоятельном E×B разряде обнаружили [Strokin et al., 20196] резкие изменения функции распределения ионов по энергии, определяемые положением анодного слоя (АС) в промежутке анод — катод однокаскадного УАС (см. рис. 2). АС понимается здесь как ограниченная вдоль оси УАС область в межэлектродном пространстве, где происходит эффективная ионизация нейтралов при их столкновениях с электронами. Прыжки АС из прианодной области в прикатодную сопровождалась скачкообразным (до 16 раз) увеличением плотности ионов с 10^6 до $1.6 \cdot 10^7$ см⁻³ (рис. 9, вставка). Распределения ионов по энергии при этом скачком уходили в сторону низких энергий: $756 \rightarrow 328$ эВ, а наиболее вероятная энергия падала от $W_{m1} \approx 756$ до $W_{m5} \approx 328$ эВ. При $P \approx 1.2 \cdot 10^{-4}$ торр нагрев электронов до энергии ~ 30 эВ обеспечивался уже в прикатодной зоне, что приводило к экспоненциальному росту сечения ионизации атомов аргона при электронном ударе, перебросу зоны ионизации и ускорения к катоду и скачку плотности ионов.

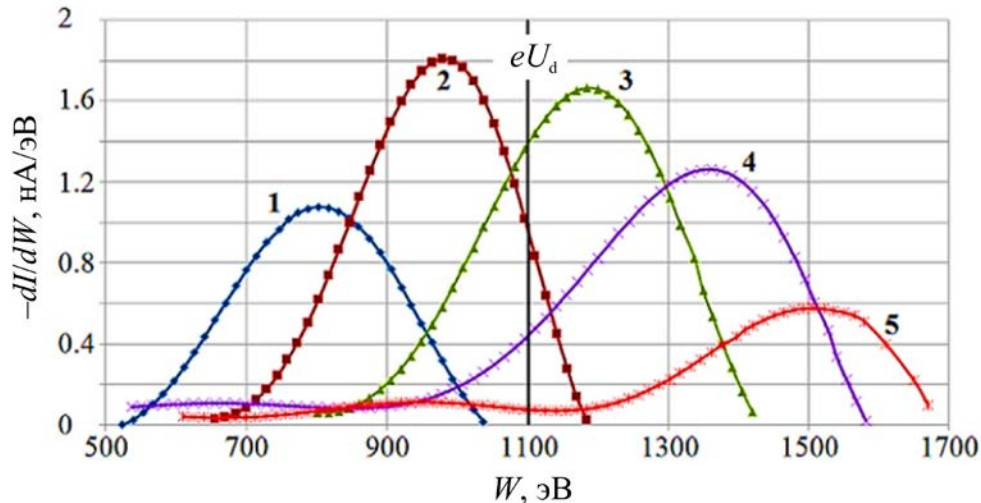


Рис. 7. Эволюция распределений ионов аргона по энергии при изменении давления: 1 — $P=7 \cdot 10^{-5}$, 2 — $8 \cdot 10^{-5}$, 3 — $9 \cdot 10^{-5}$, 4 — $1 \cdot 10^{-4}$, 5 — $1.2 \cdot 10^{-4}$ торр; $U_d=1100$ В; радиальная компонента магнитного поля на аноде-1 $B_{r1A} \approx 3.78 \cdot 10^{-2}$ Тл; анод-2 находится под плавающим потенциалом $U_{A2}=U_{\Pi}$

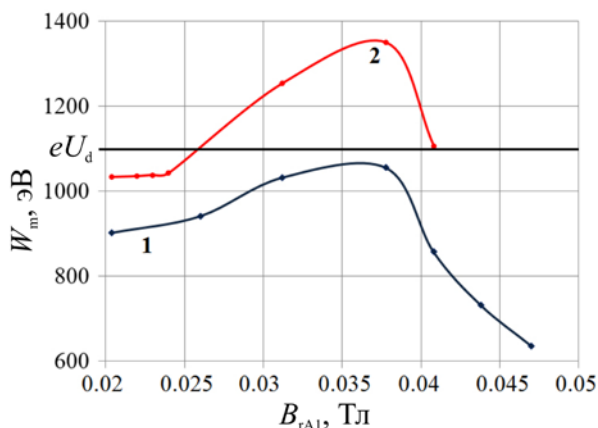


Рис. 8. Зависимость наиболее вероятной энергии ионов аргона от величины индукции магнитного поля в области первого анода: кривая 1 — $P=9 \cdot 10^{-5}$, 2 — $1.2 \cdot 10^{-4}$ торр; горизонтальная линия соответствует eU_d

3.4. Плазма E×B разряда. Изомагнитные скачки плотности

Пороговые эффекты наблюдались для плотности и распределений ионов по энергии и при изменении индукции магнитного поля в разряде [Strokin et al., 20196]. Падение плотности в 3–4 раза наблюдалось при росте радиальной компоненты магнитного поля на аноде B_{rA} (и при соответствующем изменении поля на катоде) лишь на ~2–9 процентов — это изомагнитные, происходящие при практически постоянном B_{rA} скачки плотности. При этом происходят и скачки наиболее вероятных энергий ионов в область высоких значений (рис. 10). При обработке кривых задержки ЭЗП без усреднения на спектрах, которые им соответствуют, видна тонкая энергетическая структура — пространственно-ограниченные (оценка дает аксиальный размер порядка десятых долей миллиметра) стационарные области с большой продольной напряженностью электрического поля — один или два изомагнитных скачка потенциала, которые являются генераторами скачков плотно-

сти ионов. На спектрах это проявляется в виде всплесков функции распределения в узких энергетических диапазонах. Изомагнитные скачки передвигаются вместе со спектром вверх или вниз по энергии при изменении B_{rA} . Относительная амплитуда ионного тока в скачках составляет от ~30 до 80 % полного тока ионов на выделенной энергии. Примеры спектров с одним изомагнитным скачком показаны на рис. 11, а; на панели б дан фрагмент спектра с двумя большими по амплитуде изомагнитными скачками.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Пересоединение силовых линий магнитного поля является фундаментальным физическим процессом и происходит во многих астрофизических и лабораторных плазменных объектах, в том числе как элемент ключевого энерговыделения и драйвер в сложной цепи событий. Так, в [Melrose, 1990; Drake et al., 2006; Kocharov et al., 2021] в качестве ускорительных механизмов в солнечных вспышках рассматривались стохастическое ускорение, диффузионное и дрейфовое ускорение на фронтах ударных волн, генерируемых корональными выбросами массы, резонансное ускорение, ускорение в двойных слоях и ускорение при магнитном пересоединении: коллапс в X-точке и слияние островов (O-точек), ускорение в сжимающихся магнитных островах и коллапсирующих магнитных ловушках.

В перечисленных работах отсутствует эффективный механизм ускорения ионов в островах, в том числе разрушающихся, который обнаружен в наших лабораторных экспериментах [Altynsev et al., 1988, 1990]. В атмосфере Солнца практически постулируется трехмерное турбулентное пересоединение при развитии плазмодной неустойчивости [Drake et al., 2006; Shibata, Magara, 2011; Uzdensky, Loureiro, 2016; Potter et al., 2019; Lu, et al., 2022]. В процессе фрагментарного магнитного пересоединения, по-видимому, возможна топология магнитного поля во фрактальном КНТС, когда магнитное поле на границе какого-либо

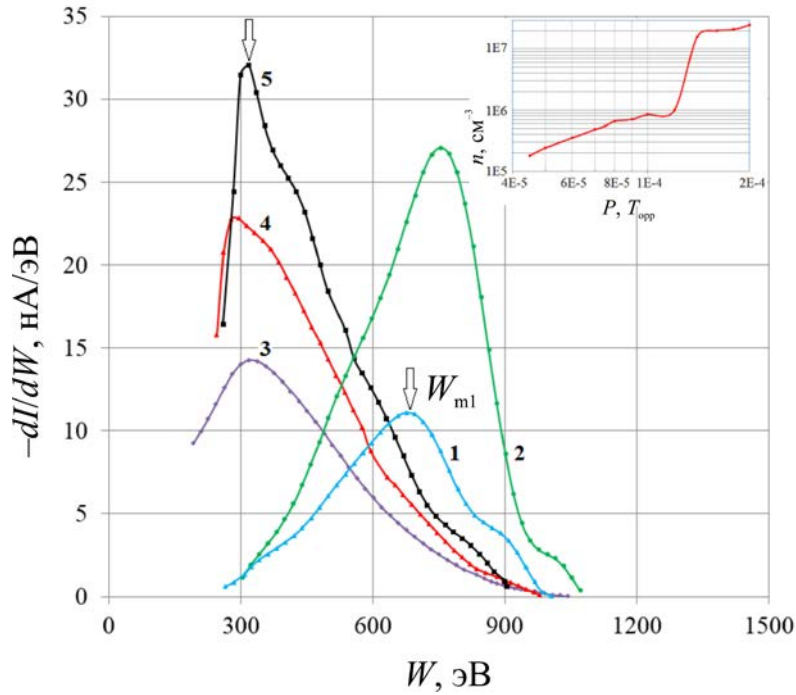


Рис. 9. Скачкообразное изменение энергии ионов и скачок плотности (вставка). Рабочий газ аргон, $B_{iA}=0.097$ Тл, $U_d=1100$ В. Кривая 1 — $P=7 \cdot 10^{-5}$, 2 — $1.2 \cdot 10^{-4}$, 3 — $1.4 \cdot 10^{-4}$, 4 — $1.8 \cdot 10^{-4}$, 5 — $2 \cdot 10^{-4}$ торр. Амплитуды кривых 1 и 2 умножены на 20

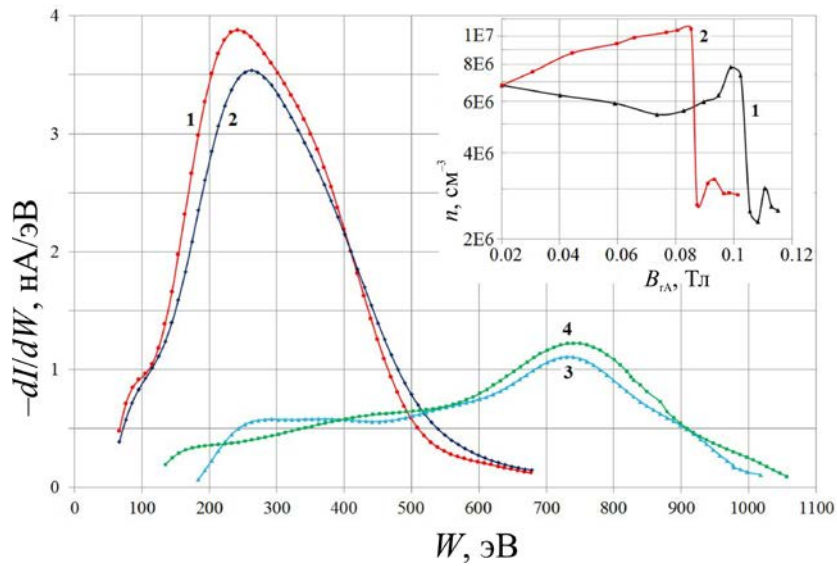


Рис. 10. Энергетические спектры ионов на выходе УАС. Рабочий газ аргон, $U_d=1100$ В, $P=9 \cdot 10^{-5}$ торр. Кривая 1 — $B_{iA}=0.02$, 2 — 0.04 , 3 — 0.11 , 4 — 0.115 Тл. Вставка — зависимость плотности ионов на выходе УАС от величины индукции магнитного поля на аноде. Кривая 1 — токи в двух катушках, формирующих поле в УАС, одинаковые $I_1=I_2$, 2 — $I_1 > I_2$

острова будет уменьшаться, приводя, как в [Altyntsev et al., 1988, 1990], к разрушению острова и генерации ускоренных ионов в направлении, противоположном электрическому полю в X-точке. Поэтому к ускорительным механизмам имеет смысл добавить и проанализировать еще один — генерацию ускоренных ионов в процессе вынужденного разрушения островов старой магнитной структуры КНТС.

Обратим внимание по аналогии со вспышками, что в лабораторном КНТС, наряду с уже названным, идентифицировано еще несколько механизмов уско-

рения ионов. В динамическом состоянии проявляются два регулярных механизма ускорения: отражение от скачка электростатического потенциала и серфотронный механизм ускорения. Энергии радиально движущихся отраженных ионов $W_{ref} \leq W_{dir} = 4MU^2/2$, где U — скорость движения КНТС; при серфотронном ускорении $W_s \leq 80W_{dir}$ при азимутальном движении. Энергия ионов, распространяющихся вдоль КНТС, определяется величиной амбиполярного скачка потенциала на границе холодной плазмы вне слоя и горячей плазмы КНТС и составляет $W_{max} \leq 2$ кэВ [Altyntsev

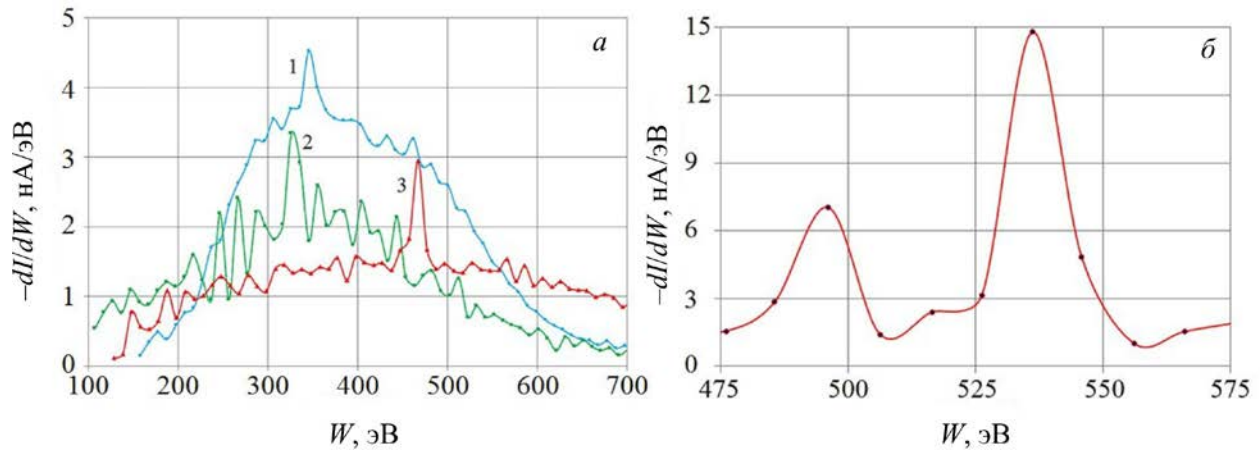


Рис. 11. Примеры распределений ионов по энергии на выходе УАС: $P=9 \cdot 10^{-5}$ торр, $U_d=1100$ В; а — неон, кривая 1 — $B_{1A} \approx 0.02$, 2 — $B_{1A} \approx 0.059$, 3 — $B_{1A} \approx 0.11$ Тл, $I_1=I_2$; б — аргон, $B_{1A} \approx 0.09$ Тл, $I_1 \neq I_2$

et al., 1988, 1990]. Влияние магнитного поля на набор ионами энергии, фрагментарно, было также определено для плазменного диода [Shibata, Magara, 2011], в котором W_m ионов магния уменьшалась на 25 % при росте продольного магнитного поля от 0 до $1.7 \cdot 10^{-2}$ Тл. Имея экспериментальные количественные подтверждения эффективности ускорения ионов в процессе отражения от скачка электростатического потенциала в движущемся КНТС, и ускорения ионов, захваченных движущимся поперек магнитного поля скачком потенциала вдоль токового слоя, можно более уверенно называть их в качестве основных причин генерации быстрых ионов.

При проведении исследований в будущем для разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях нужно найти механизм разделения зарядов в разрядном промежутке УАС и корональной плазме — условие формирования виртуального анода, скачок потенциала в котором будет превышать разрядное напряжение. Тогда результаты [Bardakov et al., 2016] станут понятными.

Исследования [Strokin et al., 2019a, б] дополнили перечень явлений и процессов, характеризующих аномальный самостоятельный $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ разряд. Зарегистрирована трансформация функции распределения ионов, плотности и потенциала при изменении давления плазмобразующего газа — скачки из области высоких энергий в низкие. Когда возрастала индукция магнитного поля, наблюдались обратные перебросы — из низких энергий в высокие. Функции распределения ионов по энергии, потенциал и электрическое поле, как оказалось, имеют сложную тонкую структуру в виде изомагнитных скачков. Причины подобных перестроек должны в области разряда, где происходит перестройка, иметь пороговую зависимость от локальной плотности и/или энергии электронов, обеспечивающих ионизацию нейтралов. Возможным кандидатом, обеспечивающим нагрев электронов за время нескольких обратных инкрементов $\gamma^{-1} \approx \omega_{UH}^{-1}$ (ω_{UH} — нижнегибридная частота) до энергии, превышающей потенциал ионизации, может быть электронно-циклотронная дрейфовая неустойчивость [Cavalier et al., 2013]. Неустойчивые моды нелокальных градиентно-дрейфовых неустой-

чивостей $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ разрядов формируют зоны с высоким аксиальным градиентом потенциала, которые можно назвать изомагнитными скачками [Romadanov et al., 2016]. Они могут рассматриваться как причины резких изменений хода зависимостей $n=f(B)$ и функции распределения ионов по энергии. Для плазмы атмосферы Солнца изменение величины и топологии магнитного поля — типичное состояние, которое не может не вызывать отслеживающих это пороговых изменений энергии заряженных частиц и плотности плазмы. Результаты, полученные в плазме $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ разряда, дают определенную уверенность в постановке задач моделирования подобных процессов в корональной и хромосферной плазме.

В данной статье после проведения тематического анализа, отобранные и суммированы впервые наблюдаемые в экспериментах научных групп с участием автора плазменные эффекты, в которых зарегистрировано эффективное ускорение ионной компоненты плазмы. Предполагается, что учет аномального поведения ионов в плазме квазинейтральных токовых слоев и разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях позволит лучше понять процессы в космической плазме, физику коронального нагрева и формирования солнечного ветра. Необходимость и возможность этого обеспечиваются все возрастающей способностью прямого измерения мелкомасштабных событий в атмосфере Солнца с помощью космических аппаратов, наиболее ярким из которых сейчас является Parker Solar Probe [Kasper et al., 2021].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Борзенко В.П., Кошилев Н.А., Парфенов О.Г., Строкин Н.А. Многоканальный энергоанализатор нейтральных частиц перезарядки с высоким временным разрешением. *ЖТФ*. 1978. Т. 48, № 6. С. 1174–1177.
- Abolmasov S.N. Physics and engineering of crossed-field discharge devices. *Plasma Sources Science and Technology*. 2012. Vol. 21, no. 035006. DOI: [10.1088/0963-0252/21/3/035006](https://doi.org/10.1088/0963-0252/21/3/035006).
- Altyntsev A.T., Lebedev N.V., Strokin N.A. Acceleration of ions in a current sheet with magnetic islands. *Phys. Lett. A*. 1988. Vol. 129, no. 5-6. P. 326–328. DOI: [10.1016/0375-9601\(88\)90342-8](https://doi.org/10.1016/0375-9601(88)90342-8).

- Altyntsev A.T., Lebedev N.V., Strokin N.A. Ion acceleration in a quasi-neutral current sheet. *Planet. Space Sci.* 1990. Vol. 38, no. 6. P. 751–763. DOI: [10.1016/0032-0633\(90\)90034-n](https://doi.org/10.1016/0032-0633(90)90034-n).
- Aschwanden M.J. *New Millennium Solar Physics*. Springer Cham: Switzerland AG. 2019. P. 714. DOI: [10.1007/978-3-030-13956-8](https://doi.org/10.1007/978-3-030-13956-8).
- Aschwanden M.J. Particle acceleration and kinematics in solar flares. A Synthesis of recent observations and theoretical concepts. *Space Sci. Rev.* 2022. Vol. 101, P. 1–227. DOI: [10.1023/A:1019712124366](https://doi.org/10.1023/A:1019712124366).
- Bardakov V.M., Ivanov S.D., Strokin N.A. Advances and problems in plasma-optical mass-separation. *Phys. Plasmas*. 2014. Vol. 21, no. 033505. DOI: [10.1063/1.4846898](https://doi.org/10.1063/1.4846898).
- Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., Strokin N.A. A noise-immune hardware-software complex for data acquisition and preprocessing in experiments on plasma-optical mass separation. *Instruments and Experimental Techniques*. 2015. Vol. 58, no. 3. P. 359–363. DOI: [10.1134/S0020441215030045](https://doi.org/10.1134/S0020441215030045).
- Bardakov V., Ivanov S., Kazantsev A., Strokin N., Stupin A. “Super-acceleration” of ions in a stationary plasma discharge. *Phys. Lett. A*. 2016. Vol. 380, no. 42. P. 3497–3499. DOI: [10.1016/j.physleta.2016.06.028](https://doi.org/10.1016/j.physleta.2016.06.028).
- Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., et al. Anomalous acceleration of ions in a plasma accelerator with an anodic layer. *Plasma Sci. Technol.* 2018. Vol. 20, no. 035501. DOI: [10.1088/2058-6272/aa97cc](https://doi.org/10.1088/2058-6272/aa97cc).
- Biskamp D., Welter H. Coalescence of Magnetic Islands. *Phys. Rev. Lett.* 1980. Vol. 44, no. 16-21. P. 1069–1072. DOI: [10.1103/PhysRevLett.44.1069](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.44.1069).
- Cavalier J., Lemoine N., Bonhomme G., et al. Hall thruster plasma fluctuations identified as the $E \times B$ electron drift instability: Modeling and fitting on experimental data. *Phys. Plasmas*. 2013. Vol. 20, no. 082107. DOI: [10.1063/1.4817743](https://doi.org/10.1063/1.4817743).
- Choueiri E.Y. Fundamental difference between the two Hall thruster variants. *Phys. Plasmas*. 2001. Vol. 8, no. 8. P. 5025–5033. DOI: [10.1063/1.1409344](https://doi.org/10.1063/1.1409344).
- Drake J.F., Swisdak M., Che H., Shay M.A. Electron acceleration from contracting magnetic islands during reconnection. *Nature*. 2006. Vol. 443, no. 11. P. 553–556. DOI: [10.1038/nature05116](https://doi.org/10.1038/nature05116).
- Dungey J.W. Conditions for the occurrence of electrical discharges in astrophysical systems. *The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science: Ser. 7*. 1953. Vol. 44, no. 354. P. 725–738. DOI: [10.1080/14786440708521050](https://doi.org/10.1080/14786440708521050).
- Furth H.P., Killeen J., Rosenbluth M.N. Finite-resistivity instabilities of a sheet pinch. *Physics of Fluids*. 1963. Vol. 6, no. 4. P. 459–484. DOI: [10.1063/1.1706761](https://doi.org/10.1063/1.1706761).
- Garrigues L., Coche P. Electric propulsion: comparisons between different concepts. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2011. Vol. 53, no. 124011. DOI: [10.1088/0741-3335/53/12/124011](https://doi.org/10.1088/0741-3335/53/12/124011).
- Giovannelli R.G. A theory of chromospheric flares. *Nature*. 1946. No. 4003. P. 81–82. DOI: [10.1038/158081a0](https://doi.org/10.1038/158081a0).
- Giovannelli R.G. Chromospheric flares. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1948. Vol. 108, no. 2. P. 163–176. DOI: [10.1093/mnras/108.2.163](https://doi.org/10.1093/mnras/108.2.163).
- Goebel D.M., Katz I. *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters*. John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2008. P. 486. DOI: [10.1002/9780470436448](https://doi.org/10.1002/9780470436448).
- Gopalswamy N., Yashiro S., Mäkelä P., et al. The Common Origin of High-energy Protons in Solar Energetic Particle Events and Sustained Gamma-Ray Emission from the Sun. *Astrophys. J.* 2021. Vol. 915, no. 82. P. 1–9. DOI: [10.3847/1538-4357/ac004f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac004f).
- Kaganovich I.D., Smolyakov A., Raitsev Y., et al. Physics of $E \times B$ discharges relevant to plasma propulsion and similar technologies. *Phys. Plasmas*. 2020. Vol. 27, no. 120601. DOI: [10.1063/5.0010135](https://doi.org/10.1063/5.0010135).
- Kasper J.C., Klein K.G., Lichko E., et al. Parker Solar Probe Enters the Magnetically Dominated Solar Corona. *Phys. Rev. Lett.* 2021. Vol. 127, no. 255101. DOI: [10.1103/PhysRevLett.127.255101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.255101).
- Kim V., Kozubsky K.N., Murashko V.M., Semenkina A.V. History of the Hall Thrusters Development in USSR. *Proceedings of the 30th International Electric Propulsion Conference IEPC-2007-142, Florence, Italy, September 17–20, 2007*.
- Kocharov L., Omodei N., Mishev A., et al. Multiple Sources of Solar High-energy Protons. *Astrophys. J.* 2021. Vol. 915, no. 12. P. 1–9.
- Koshilev N.A., Masalov V.L., Strokin N.A., Shishko A.A. Measurements of the ion energy spectrum in a collisionless neutral current sheet. *Sov. Phys. JETP*. 1977. Vol. 45, no. 6. P. 1108–1113.
- Loureiro N.F., Uzdensky D.A., Schekochihin A.A., et al. Turbulent magnetic reconnection in two dimensions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2009. Vol. 399, no. 1. P. 146–150. DOI: [10.1111/j.1745-3933.2009.00742.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2009.00742.x).
- Lu L., Li F., Warmuth A., et al. Observational signatures of tearing instability in the current sheet of a Solar flare. *Astrophys. J. Lett.* 2022. Vol. 924, no. L7. DOI: [10.3847/2041-8213/ac42c6](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac42c6).
- Melrose D.B. Particle Acceleration Processes in the Solar Corona. *Australian Journal of Physics*. 1990. Vol. 43, no. 6. P. 703–754. DOI: [10.1071/PH900703](https://doi.org/10.1071/PH900703).
- Nakamura T.K.M., The W.-L., Zenitani S., et al. Spatial and time scaling of coalescing multiple magnetic islands. *Phys. Plasmas*. 2023. Vol. 30, no. 022902. DOI: [10.1063/5.0127107](https://doi.org/10.1063/5.0127107).
- Parker E.N. Sweet’s mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. *JGR*. 1957. Vol. 62, no. 4. P. 509–520. DOI: [10.1029/JZ062i004p00509](https://doi.org/10.1029/JZ062i004p00509).
- Potter M.A., Browning P.K., Gordovskyy M. Forced magnetic reconnection and plasmoid coalescence I. Magnetohydrodynamic simulations. *Astron. Astrophys.* 2019. Vol. 623, no. A15. DOI: [10.1051/0004-6361/201833565](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833565).
- Priest E., Forbes T. Magnetic reconnection. MHD theory and applications. Cambridge University Press: Cambridge. *Great Britain*, 2000. P. 600. DOI: [10.1017/CBO9780511525087](https://doi.org/10.1017/CBO9780511525087).
- Romanov I., Smolyakov A., Raitsev Y., et al. Structure of nonlocal gradient-drift instabilities in Hall $E \times B$ discharges. *Phys. Plasmas*. 2016. Vol. 23, no. 122111. DOI: [10.1063/1.4971816](https://doi.org/10.1063/1.4971816).
- Shibata K., Magara T. Solar flares: Magnetohydrodynamic Processes. *Living Rev. Solar Phys.* 2011. Vol. 8, no. 6. P. 99. DOI: [10.12942/lrsp-2011-6](https://doi.org/10.12942/lrsp-2011-6).
- Simmonds J., Raitsev Y. Ion acceleration in a wall-less Hall thruster. *J. Appl. Phys.* 2021. Vol. 130, no. 093302. DOI: [10.1063/5.0062607](https://doi.org/10.1063/5.0062607).
- Strokin N.A., Bardakov V.M. Development of Idea of Plasma-Optical Mass Separation. *Plasma Physics Reports*. 2019a. Vol. 45, no. 1. P. 46–56. DOI: [10.1134/S1063780X19010148](https://doi.org/10.1134/S1063780X19010148).
- Strokin N.A., Kazantsev A.V., Bardakov V.M., et al. Jumping the anode layer in the zone of the $E \times B$ discharge. *Phys. Plasmas*. 2019b. Vol. 26, no. 073501. DOI: [10.1063/1.5093778](https://doi.org/10.1063/1.5093778).
- Sweet P.A. The neutral point theory of solar flares. *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics. Proceedings of the International Astronomical Union*. 1958. Vol. 6. P. 123–134. DOI: [10.1017/S0074180900237704](https://doi.org/10.1017/S0074180900237704).
- Uzdensky D.A., Loureiro N.F. Magnetic Reconnection Onset via Disruption of a Forming Current Sheet by the Tearing Instability. *Phys. Rev. Lett.* 2016. Vol. 116, no. 105003. DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.105003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.105003).
- Zhurin V.V., Kaufman H.R., Robinson R.S. Physics of closed drift thrusters. *Plasma Sources Sci. Technol.* 1999. Vol. 8, no. R1-R20. DOI: [10.1088/0963-0252/8/1/021](https://doi.org/10.1088/0963-0252/8/1/021).
- Как цитировать эту статью:*
Строкин Н.А. Ионная активность в квазинейтральных токовых слоях и плазме разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях. *Солнечно-земная физика*. 2024. Т. 10, № 1. С. 12–20. DOI: [10.12737/szf-101202402](https://doi.org/10.12737/szf-101202402).