

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНОГО ПЕННИНГОВСКОГО ИОННОГО ИСТОЧНИКА

© 2020 г. Н. В. Мамедов^{a, b, *}, С. П. Масленников^{a, b}, А. А. Солодовников^a, Д. И. Юрков^{a, b}

^a Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

^b Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*e-mail: m_nikitos@mail.ru

Поступила в редакцию 21.02.2019 г.

После доработки 05.08.2019 г.

Принята к публикации 22.08.2019 г.

Для пеннинговского ионного источника исследованы зависимости амплитудно-временных характеристик разрядного и вытягиваемого токов от величины и конфигурации магнитного поля при импульсном режиме питания напряжения на аноде.

Ключевые слова: пеннинговский ионный источник, режимы горения пеннинговского разряда, амплитудно-временные характеристики, миниатюрный линейный ускоритель

DOI: 10.31857/S0367292120020067

1. ВВЕДЕНИЕ

Разряд с осциллирующими электронами во внешнем магнитном поле (пеннинговский разряд) был предложен Ф. Пеннингом в 1936 г. для использования в качестве манометра [1, 2]. В 1937 г. Ф. Пеннинг и Дж. Моубис впервые употребили такой разряд в качестве ионного источника в миниатюрном линейном ускорителе для осуществления ядерной D–D-реакции и получения нейтронов [3].

Структура разрядной ячейки для зажигания данного типа разряда проста: два катода с отрицательным потенциалом относительно анода (обычно выполненным в виде кольца или цилиндра) помещают в продольное магнитное поле, направленное параллельно оси системы. В отсутствие магнитного поля первичные электроны, выходя из катода, движутся к аноду по радиальным траекториям. При наложении магнитного поля, параллельного оси электродной системы, траектории электронов искривляются, что приводит к удлинению их пути и повышению эффективности ионизации рабочего газа внутри разрядной ячейки.

Благодаря своей простоте и универсальности разряд в скрещенных электрическом и магнитном полях нашел широкое применение в различных областях науки и техники. Разрядные ячейки Пеннинга составляют основу различных типов магнито-разрядных манометров [4] и ионных насосов [5], они используются в магнетронных напылительных системах [6], в системах плазмен-

ной сепарации отработавшего ядерного топлива [7], в источниках калиброванного светового излучения [8], в источниках гипертермальных пучков нейтральных частиц [9]. Отдельно стоит отметить эффективность применения пеннинговского разряда в качестве ионных источников: для напылительных установок [10], в качестве источников металлических ионов [11], в источниках, применяемых в спектроскопии ионного рассеяния [12, 13], для миниатюрных линейных ускорителей (нейтронных трубок) [14], для космических ионных двигателей [15]. Благодаря такому многообразию областей применения продолжают активные экспериментальные исследования пеннинговских ионных источников (ПИИ) [16–29].

Следует отметить, что в перечисленных выше работах, посвященных ПИИ, исследовались, как правило, условия горения разряда в стационарном режиме питания [18–29]. Кроме того, в большинстве работ предполагалось, что магнитное поле во всей разрядной ячейке однородно и направлено строго по оси. В то же время в работах, касающихся создания ПИИ для миниатюрных линейных ускорителей, прослеживается тенденция к применению торцевых магнитов для создания слабо расходящегося магнитного поля в разрядной ячейке [21–29]. Подобные исследования проводились для решения двух основных задач: уменьшение габаритных размеров ПИИ (и всего ускорителя в целом) и оптимизация режима горения разряда, который обеспечивает необходимый вытягиваемый ток уже при давлениях $\sim 10^{-4}$ Торр. При этом для повышения однородности магнит-

ного поля (с торцевым магнитом) применяют магнитные вставки вблизи антикатода. Однако в статьях практически нет обоснования выбора величины магнитного поля. Его значения изменяются в достаточно широком диапазоне: от 0.03 до 0.3 Тл. Зачастую в работах отсутствуют данные об абсолютных значениях и распределении магнитного поля внутри разрядной ячейки, а приводятся характеристики поля только в прикатодной области [11, 12, 17, 18, 22–24]. В цитируемых работах рассматриваются разные по габаритам и структуре ПИИ с неопределенной конфигурацией магнитного поля. В этих условиях крайне затруднительно проводить сравнительный анализ экспериментальных данных, полученных из разных источников, и на практике использовать полученные в них результаты и выводы.

В то же время для ПИИ, применяемых в газонаполненных нейтронных трубках [30], ключевыми параметрами являются стабильность и амплитудно-временная характеристика вытягиваемого тока, который напрямую зависит от условий формирования плазмы газового разряда в ионном источнике.

В настоящей работе исследуются зависимости амплитудно-временных характеристик (АВХ) от давления в импульсном ПИИ при различной величине и конфигурации аксиально-симметричного магнитного поля, создаваемого с помощью соленоида.

2. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕННИНГОВСКОГО РАЗРЯДА

В обзорных статьях [31, 32] и ряде публикаций [33–35] обобщены результаты исследований пеннинговского разряда применительно к манометрам и ионным насосам. В зависимости от напряжения на аноде (рассматривался случай постоянного питания анода), величины магнитного поля и давления рабочего газа выявлены следующие режимы (моды) горения разряда (см. рис. 1): таунсендовский режим (или область зажигания) — Т (Townsend), режим слабого магнитного поля — LMF (low magnetic field), режим сильного магнитного поля — HMF (high magnetic field), переходной режим — ТМ (transition mode), режим высокого давления — НР (high pressure) и область тлеющего разряда GD (glow discharge) [31, 32].

Общепринятым считается [36] такое разбиение по режимам горения:

I. Высоковольтный разряд при низком давлении. Данный режим осуществим при характерном давлении $p \leq 10^{-4}$ Торр (средняя длина свободного пробега электронов много больше размеров электродной системы) и напряжении горения разряда больше 1 кВ. Как видно из рис. 1, в него входят

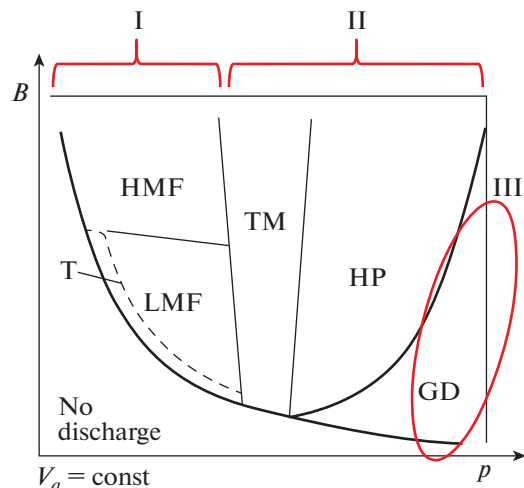


Рис. 1. Диаграмма режимов горения разряда с осциллирующими электронами в координатах B и p при $U_a = \text{const}$ [31]. B — величина магнитного поля, p — давление рабочего газа, U_a — напряжение на аноде.

моды Т, LMF и HMF. При плотности тока разряда менее 10 мкА/см^2 практически нет искажения распределения потенциала внутри разрядной ячейки (см. рис. 2) и разряд находится в Т моде. При увеличении индукции магнитного поля, вследствие того, что электроны начинают двигаться по азимутальным дрейфовым траекториям и перемещаться к аноду только в результате соударений с атомами газа, между катодами образуется облако отрицательного заряда. Ионы же свободно, почти без соударений, движутся к катоду вдоль линий электрического поля, не испытывая серьезного влияния магнитного поля.

В зависимости от величины магнитного поля выделяют моды LMF и HMF. В LMF моде зависимость разрядного тока от магнитного поля линейна. Распределение отрицательного пространственного заряда в анодном цилиндре практически равномерно. Формируются области катодного и анодного падения потенциала, см. рис. 2.

По мере увеличения магнитного поля растет отрицательный объемный заряд, что в итоге приводит к падению потенциала на оси вплоть до катодного. В обзоре [32] говорится, что данное “электронное облако” вращается вокруг оси. Период обращения электронного облака порядка десятков наносекунд, поэтому при измерениях в стационарном режиме питания распределение электронов принимают “равномерным” (т.е. равномерным по азимуту и радиусу). При дальнейшем увеличении B_z происходит уменьшение радиальной протяженности области анодного падения потенциала. При этом разряд переходит в режим HMF. Вокруг оси образуется область плаз-

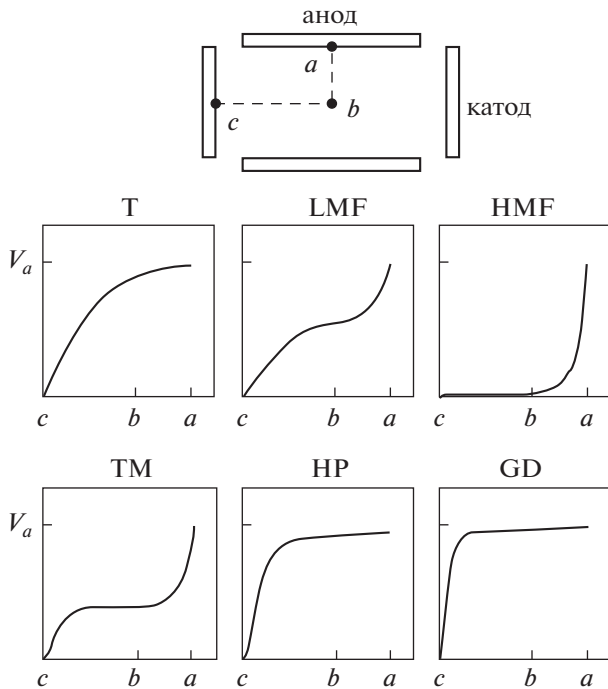


Рис. 2. Распределение потенциала внутри разрядной ячейки (по радиусу — от точки *a* до точки *b*, по оси — от точки *b* до точки *c*) в различных модах горения разряда [31]. Обозначения режимов горения оговорены в тексте.

мы, свободная от электрического поля, окруженная электронным облаком, прилегающим к аноду. При этом, как утверждает в [35], скорость ухода ионов на катоды становится сравнима со скоростью ухода электронов на анод. В НМФ моде ток разряда относительно слабо зависит от магнитного поля [36] (или в некоторых случаях уменьшается с ростом магнитного поля B [31]). Характерные плотности разрядного тока, как правило, несколько мА/см^2 .

II. Переходная форма разряда. Согласно рис. 1 сюда входят моды ТМ и НР. При давлениях $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ Торр (данная величина давления зависит от значения магнитного поля, напряжения на аноде и геометрических параметров разрядной ячейки) общее число ионизирующих и неионизирующих соударений электронов не изменяется, а уменьшается лишь время пребывания электрона в объеме разряда. Согласно [31] плотность электронов не меняется, а концентрация ионов возрастает — в разряде возникает квазинейтральная плазма. В ТМ моде все еще сохраняется прианодная электронная оболочка с неравномерным азимутальным распределением заряда, но уже существует характерный для тлеющего разряда резкий прикатодный слой [32]. Напряжение горения разряда остается высоким и составляет несколько

киловольт, а ток может достигать нескольких десятков миллиампер (в зависимости от рода газа).

При переходе к НР анодное падение скачкообразно исчезает, плотность разрядного тока скачком растет с $\sim \text{мА/см}^2$ до $\sim \text{А/см}^2$, распределение потенциала становится похожим на распределение в нормальном тлеющем разряде. Отличие состоит в наличии сильного аксиального электрического поля в центральной плазме.

III. Тлеющий отражательный разряд. При более высоких давлениях (в [36] при $p \gg 10^{-3}$ Торр) магнитное поле уже не играет определяющей роли для поддержания разряда. Длина свободного пробега электрона становится меньше длины ячейки, возникает тлеющий разряд (GD) с необычной конфигурацией электродов. При разрядных токах с плотностью $\sim \text{А/см}^2$ и при отсутствии катодных пятен разряд подобен аномальному тлеющему разряду с положительным столбом в магнитном поле.

С ростом тока и образованием катодного пятна тлеющий отражательный разряд переходит в дугу (дуговой отражательный разряд [36]).

К сожалению, в упомянутых обзорах приведено недостаточно информации о поведении вытягиваемого тока, извлекаемого из плазмы ионного источника, при изменении режима горения разряда (при вариации давления, напряжения и магнитного поля).

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА

3.1. Экспериментальное оборудование и методика измерений

Опытные образцы ПИИ подключаются к вакуумной системе диагностического комплекса (рис. 3) с помощью стандартных откачных штенгелей. Вакуумная схема комплекса построена с использованием вакуумного креста Swagelok SS-400-4, четырех клапанов Swagelok SS-4Н, двух широкодиапазонных датчиков давления Pfeiffer PKR 251 и Varian FRG-702. Откачная система состоит из турбомолекулярного насоса Pfeiffer TC600 и безмасляного мембранного насоса Vacuubrand MZ-2D.

Давление в ПИИ измерялось широкодиапазонным датчиком давления Pfeiffer PKR 251. Для определения взаимосвязи истинного давления непосредственно в объеме ПИИ с показаниями вакуумметра были проведены соответствующие расчетные оценки и экспериментальные калировки с использованием дополнительного “мерного” объема (металлостеклянный баллон с собственным встроенным геттером) и широкодиапазонного датчика давления Varian FRG-702. Рабочим газом является дейтерий. Предельно-

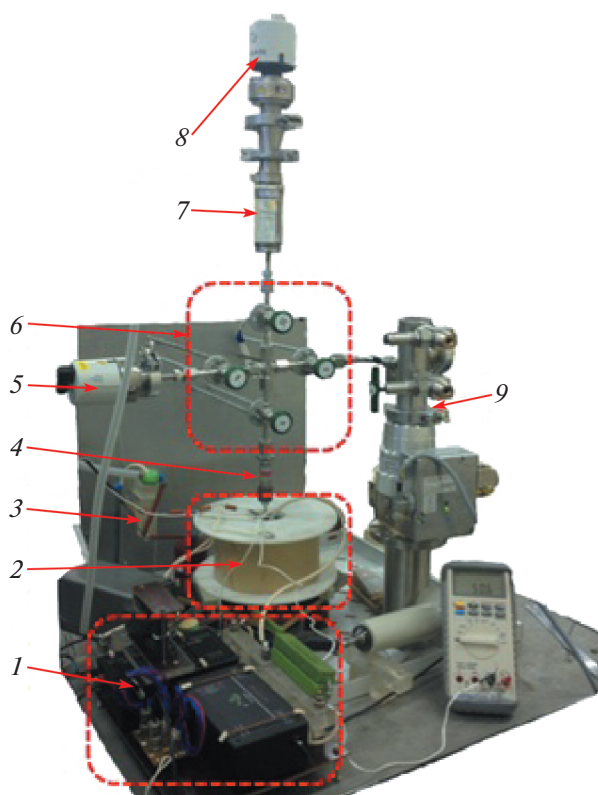


Рис. 3. Вакуумный экспериментальный стенд: 1 – импульсный блок питания, 2 – соленоид, 3 – система измерения тока с мишени, 4 – диэлектрик для гальванической развязки корпуса газонаполненной трубки и вакуумной установки, 5 – широкодиапазонный датчик давления Pfeiffer PKR 251, 6 – крест-трубный обжимной фитинг Swagelok SS-400-4 (с вентилями Swagelok SS-4H), 7 – “мерный” объем (металлостеклянный баллон), 8 – широкодиапазонный датчик давления VarianFRG-702, 9 – турбомолекулярный насос Pfeiffer TC600. Исследуемый образец ПИИ скрыт за соленоидом.

остаточное давление составляло $\sim 10^{-6}$ Торр, рабочее давление варьировалось от 0.1 до 10 мТорр.

Экспериментальный стенд оборудован набором контрольных датчиков для одновременного измерения импульсных напряжений на аноде ионного источника, импульсных токов в анодной, катодной ветви ПИИ, напряжения смещения и вытягиваемого импульсного тока на мишени. Система электропитания комплекса (рис. 4) обеспечивает условия для проведения исследований ПИИ в режимах как постоянного, так и импульсного электропитания.

Импульсный блок питания экспериментальных схем, обеспечивающий формирование импульсов напряжения амплитудой до 4 кВ, построен на основе твердотельных коммутаторов типа HVS-6-10. Коммутаторы объединены в формирователь импульсов (ФИ) с внешней синхронизацией по двум каналам от задающего генератора

(ЗГ), в качестве которого использован Tektronix AFG3022B. ЗГ определяет длительность и частоту следования импульсов напряжения, прикладываемых к аноду ИИ. Электропитание выходного каскада ФИ обеспечивается высоковольтным блоком питания (ВВБП1), в качестве которого используется источник постоянного тока типа SpellmanSL10P300. Зарядка емкостного накопителя (C1) в схеме ФИ осуществляется через индуктивно-резистивную цепочку (Z1). Максимальное зарядное напряжение накопителя энергии составляет +4кВ. Регистрация импульсов напряжения на аноде ИИ (U_a) проводится с помощью высоковольтного делителя напряжения Tektronix P6015A, подключаемого к выходу импульсного блока питания. Для измерения параметров импульсных токов в анодной и катодной ветвях ПИИ (I_d , I_c) используются резистивные шунты (Sh1, Sh2). Параллельно омическим сопротивлениям шунтов установлены двунаправленные защитные диоды, которые ограничивают выбросы напряжения при протекании коротких импульсов емкостного тока. Сопротивление резистивных шунтов (0.1–1 кОм) подбирается при настройке оборудования с учетом амплитуд импульсов на активной фазе разряда в ПИИ и допустимой длительности выброса импульсов емкостного тока. Постоянное экстрагирующее напряжение задается с помощью высоковольтного блока питания (ВВБП2), в качестве которого используется источник напряжения Spellman STR150N6. Емкостной накопитель энергии в цепи питания мишени (C2) заряжается через цепочку высоковольтных резисторов Z2 (~ 1 МОм). Импульсный вытягиваемый ток (I_{ex}) измеряется с помощью резистивного шунта (Sh3), номинальное сопротивление которого составляет 1.2 кОм. Электропитание цепи накала геттера, служащего резервуаром рабочего газа, осуществляется источником напряжения БПГ (АКИП-1129) через резистор Z3, что повышает плавность регулировки мощности накала.

Работа систем управления, сбора и обработки данных диагностического комплекса автоматизирована. Программа управления установкой создана в среде National Instruments LabVIEW. Разработанная система управления позволяет: дистанционно управлять режимами работы блоков питания ПИИ и экстрагирующего напряжения; регистрировать анодный, катодный и вытягиваемый токи, а также амплитудно-временные и вольтамперные характеристики разряда и вытягиваемого тока.

3.2. Варианты магнитной системы

ПИИ, ранее описанный в [20, 37], сделан из нержавеющей стали, за исключением катода и антикатода, изготовленных из магнитопроводя-

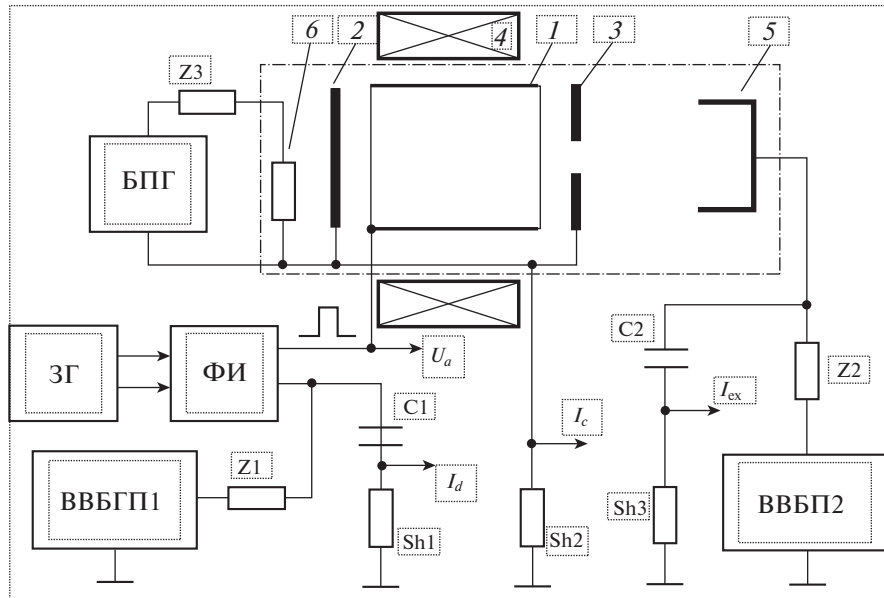


Рис. 4. Система электропитания комплекса для исследований режимов горения разрядов в ПИИ с заземлением вывода встроенного геттера: 1 – анод; 2 – катод; 3 – антикатод; 4 – соленоид; 5 – ускоряющий электрод и мишень; 6 – нагреватель геттера.

шего материала – ковара (29НК). Эти электроды существенно влияют на распределение магнитного поля внутри разрядной ячейки. Для создания аксиально-симметричного магнитного поля (различной величины и конфигурации) в ПИИ применялся токовый соленоид (число витков 1000), см. рис. 3. Для питания катушки использовался стабилизированный по току источник АК ИП-1129 с максимальным выходным током 14.4 А. В зависимости от положения ионного источника относительно середины соленоида проводились замеры распределения магнитного поля при различных значениях тока, текущего через катушку. Измерение магнитной индукции по оси ПИИ производилось при помощи миллитеслометра ТП2-2У.

Первоначально центр соленоида совмещался с центром анода ПИИ для получения квазиоднородного распределения магнитного поля внутри разрядного промежутка ПИИ. При смещении центра соленоида относительно ПИИ на некоторое расстояние l (расстояние между центром соленоида и центром анода) в сторону катода моделировались режимы работы ПИИ в магнитных полях с различной степенью неоднородности их распределения. На рис. 5 приведены результаты измерений распределения магнитного поля внутри разрядного промежутка ПИИ для трех конфигураций размещения соленоида. Магнитная конфигурация № 1 реализуется при $l = 0$ мм, в этих условиях формируется однородное распределение поля вдоль оси ячейки. Для магнитной конфигурации № 2 соленоид смещен вдоль оси в сто-

рону катода на $l = 15$ мм. При этом формируется “слабо” неоднородное распределение поля со спадом магнитной индукции в направлении антикатада на величину около 10%. Конфигурация № 3, с более выраженной неоднородностью поля, соответствует смещению соленоида относительно центра ПИИ на $l = 35$ мм, спад индукции поля в ячейке при этом составляет около 20%. На рисунках схематично показаны координаты расположения электродов.

Как видно из графиков, при смещении соленоида в сторону катода распределение магнитного поля на оси ПИИ в области анода линейно спадает от “катодного” к “антикатодному” краю анода. С увеличением смещения разница между величиной магнитного поля у краев анода достигает ~ 10 мТл для магнитной конфигурации № 2 и ~ 20 мТл для конфигурации № 3. Например, при токе в катушке $I_{coil} = 12$ А значение поля (для конфигурации № 3) у катодного края анода ~ 100 мТл ($z = 4$ мм), а у антикатодного края – ~ 80 мТл ($z = 18$ мм). Разница величины магнитного поля между краями анода немного увеличивается при увеличении тока через катушку. В ходе дальнейшего изложения значения магнитного поля в разрядной ячейке будут указаны для координаты катодного края анода ($z = 4$ мм). На рис. 6 представлено распределение магнитного поля в разрядной ячейке в зависимости от положения токового соленоида.

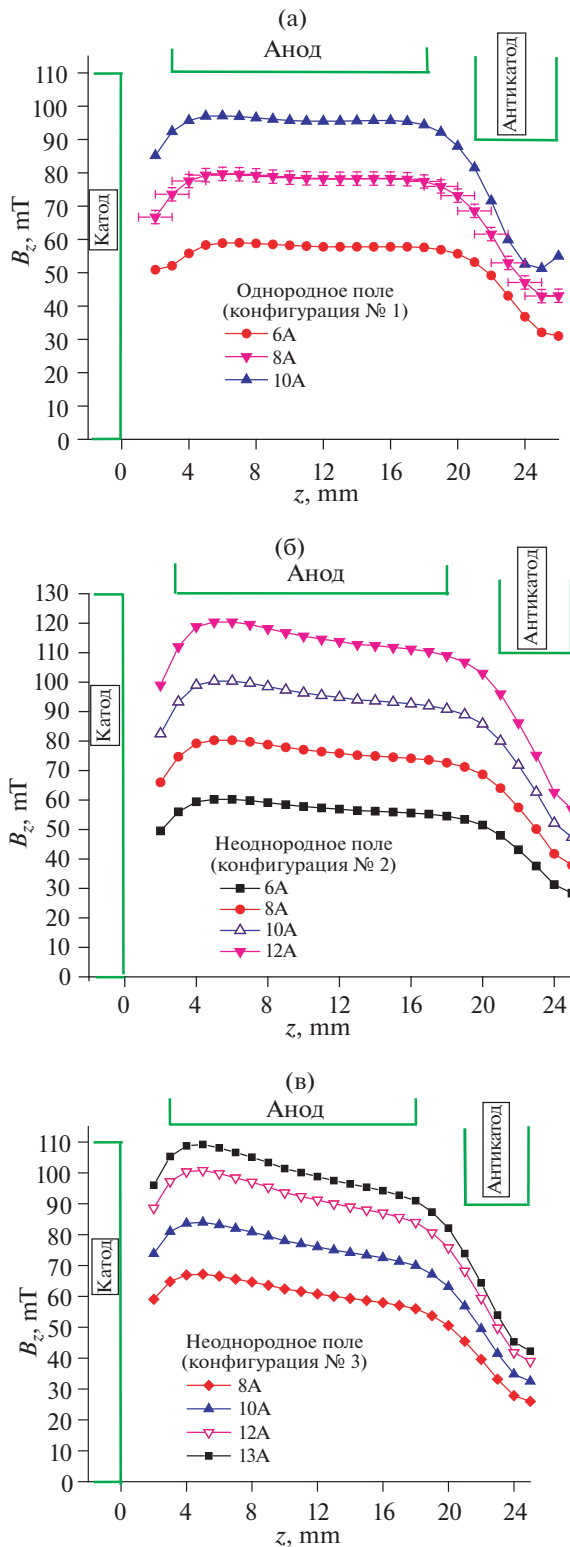


Рис. 5. Распределение магнитного поля $B_z(z)$ по оси ПИИ в разрядной области при различных положениях соленоида и различных значениях тока в катушке. а) – магнитная конфигурация № 1, однородное поле, $l = 0$ мм; б) – магнитная конфигурация № 2, слабо спадающее неоднородное поле, $l = 15$ мм; в) – магнитная конфигурация № 3, сильно спадающее неоднородное поле, $l = 35$ мм.

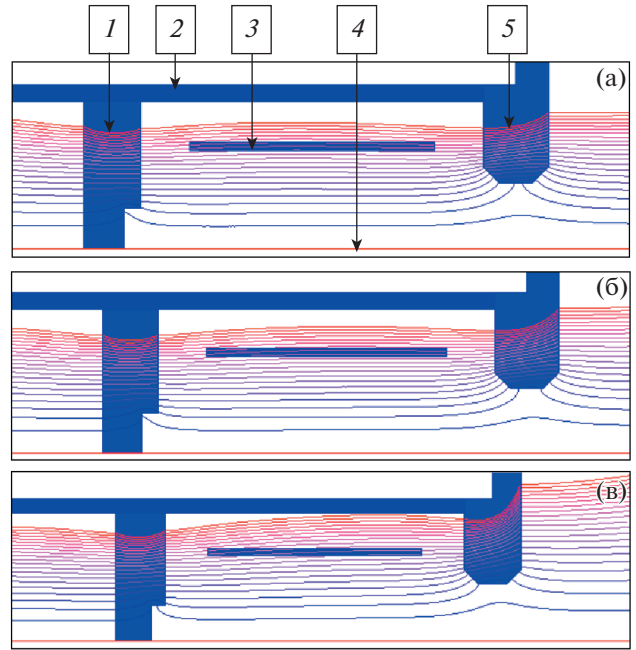


Рис. 6. Распределение магнитного поля в разрядной области в зависимости от положения токового соленоида. а) – магнитная конфигурация № 1, однородное поле, $l = 0$ мм; б) – магнитная конфигурация № 2, слабо спадающее неоднородное поле, $l = 15$ мм; в) – магнитная конфигурация № 3, сильно спадающее неоднородное поле, $l = 35$ мм. 1 – катод, 2 – корпус ПИИ, 3 – анод, 4 – ось ПИИ, 5 – антикатод.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальные исследования режимов работы ПИИ были проведены в импульсно-периодическом режиме питания при частоте следования импульсов $f = 10$ кГц и длительности $t_{vp} = 31$ мкс. Амплитуда напряжения, подаваемого на анод ПИИ (U_a), равнялась 2.0 кВ, на ускоряющий электрод подавалось напряжение $U_{ex} = -20$ кВ. Измерения амплитудных и временных параметров тока разряда (I_d) и экстрагируемого из ПИИ тока ионов (I_{ex}) были выполнены в диапазоне давлений газа $P = 0.1 - 10$ мТорр. В ходе исследований импульсных режимов работы были проведены измерения времени задержки токовой вспышки разряда (t_{dd}) и вытягиваемого тока (t_{dex}), а также длительностей нарастания переднего фронта разрядного (t_{rd}) и экстрагируемого (t_{rex}) импульсных токов. Время задержки токовой вспышки определялось как интервал времени между моментом подачи на анод ИИ импульса напряжения и фронтом импульса тока (10% от максимальной величины). Фронт импульса тока определялся как интервал времени между 10% и 90% от максимальной токовой величины (более подробное описание можно найти в [37]).

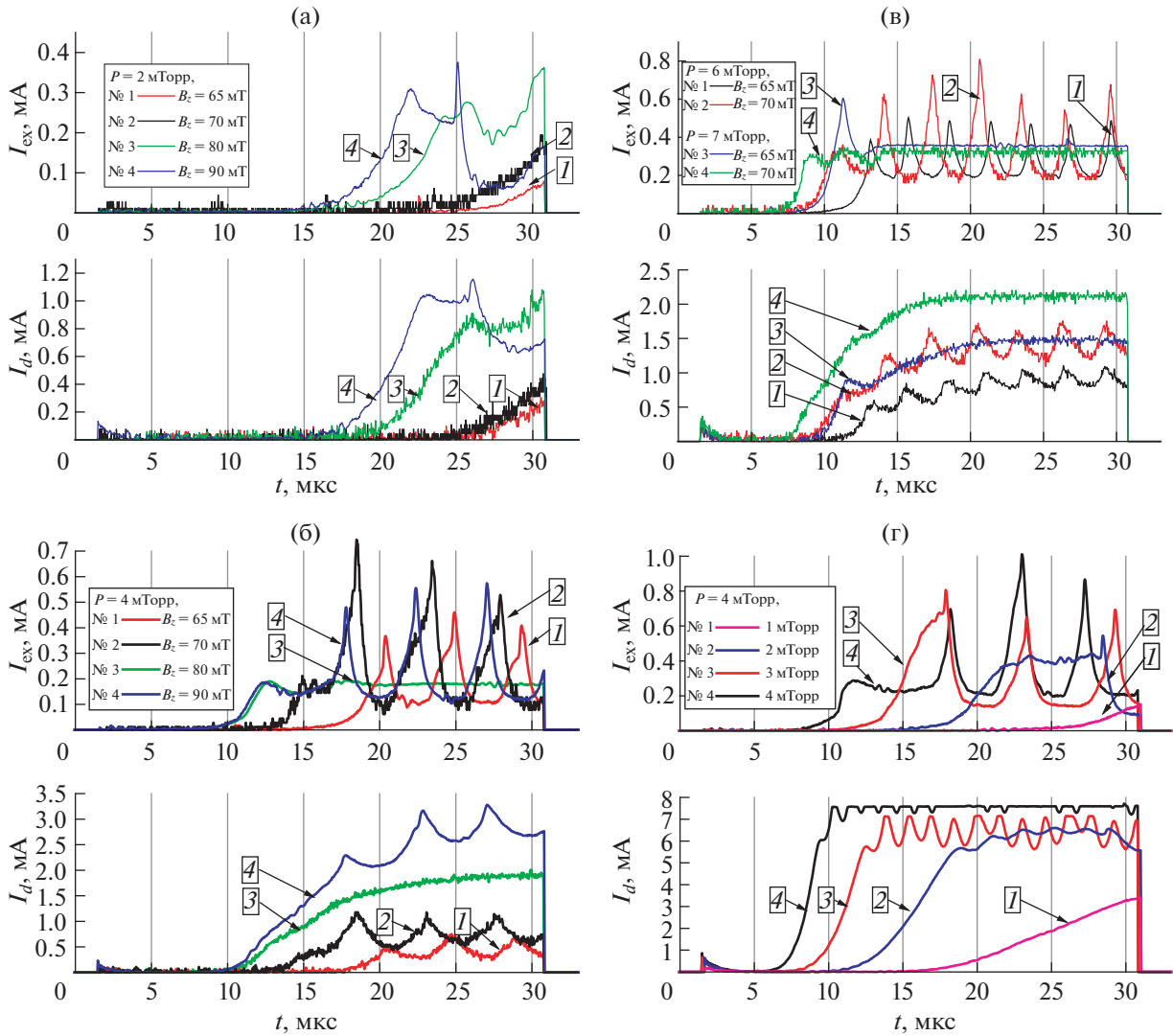


Рис. 7. Примеры осциллограмм токовых всплесков (ток разряда I_d и экстрагируемый ток I_{ex}) при различных давлениях и величине однородного магнитного поля.

Исследованы зависимости АВХ разрядного и вытягиваемого токов от величины и конфигурации магнитного поля при импульсном режиме питания напряжения на аноде.

4.1. Магнитная конфигурация № 1. Однородное поле

Исследования режимов горения разряда Пеннинга для случая однородного распределения магнитного поля проведены с использованием магнитной системы, в которой центр токовой катушки совмещен с центром ПИИ (конфигурация № 1). Соответствующие зависимости $B_z(z)$ по оси ПИИ приведены на рис. 5а.

На рис. 7 представлены характерные примеры токовых осциллограмм I_{ex} и I_d при различных зна-

чениях индукции магнитного поля и давлениях рабочего газа. Полученные результаты показывают, что при неизменном давлении газа увеличение индукции магнитного поля приводит к тому, что разряд зажигается раньше по времени и горит с большей интенсивностью.

Во всем исследованном диапазоне регулирования давления не фиксировалось зажигание разряда за время действия импульсного напряжения ($t_{vp} = 30$ мкс) при индукции магнитного поля менее 65 мТл. Нижняя граница диапазона давлений, при которой наблюдался режим нестабильного формирования разряда с задержкой зажигания разряда более 15–20 мкс, составила около 1–2 мТорр (см. рис. 7а). В этих условиях импульсы разрядного и вытягиваемого тока были треуголь-

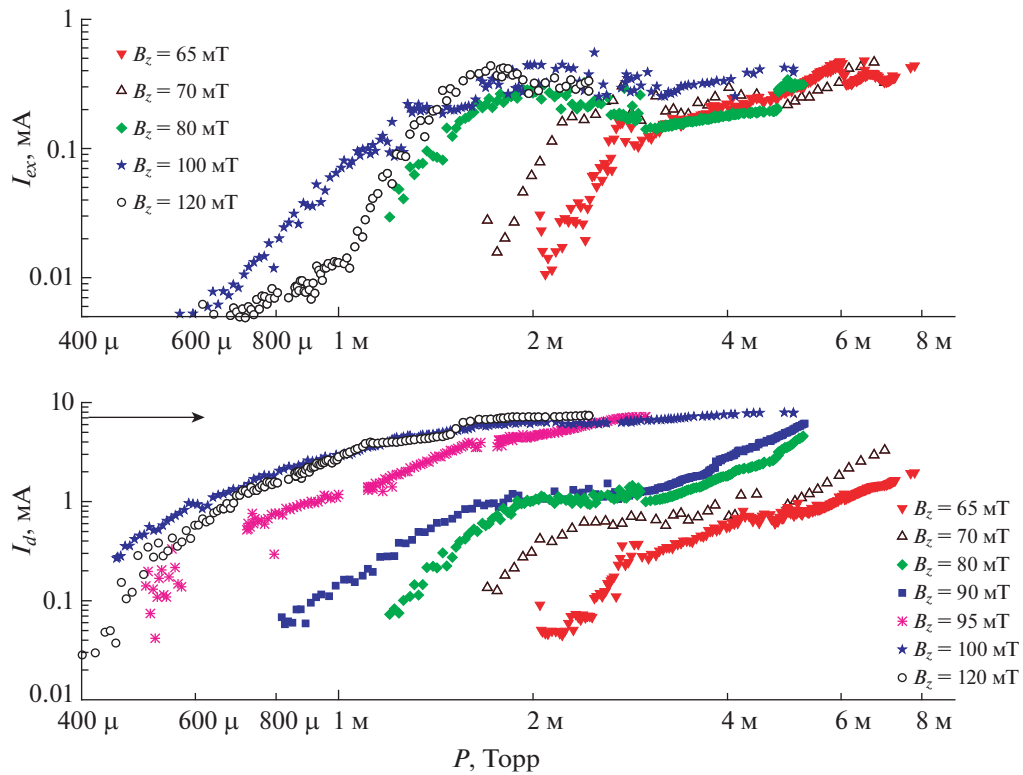


Рис. 8. Зависимость тока разряда I_d и вытягиваемого тока I_{ex} от давления при импульсном напряжении для различных значений однородного магнитного поля в разрядном промежутке.

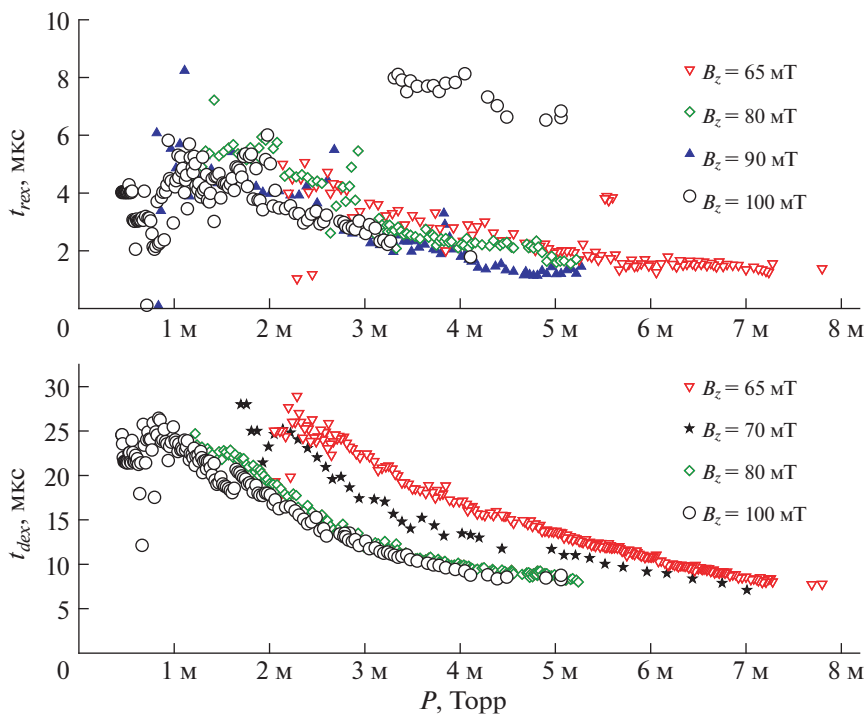


Рис. 9. Зависимость времени нарастания фронта t_{rex} (а) и времени задержки t_{dex} (б) от давления при импульсном напряжении для различных значений однородного магнитного поля в разрядном промежутке.

ной формы или имели треугольные периодические выбросы.

При давлении газа выше ~ 4 мТорр и индукции поля порядка 80 мТл в ПИИ фиксировались импульсы вытягиваемого тока трапецевидной формы с $I_{ex} \sim 0.15$ мА, $t_{rex} \sim 3$ мкс, $t_{dex} \sim 12$ мкс (рис. 7б). Коэффициент экстракции, определяемый как отношение вытягиваемого тока к току разряда ($\alpha = I_{ex}/I_d$), не превышает 15%.

При меньших значениях индукции поля наблюдалось формирование характерных колебаний тока разряда (и вытягиваемого тока), которые повторялись с частотой $\sim 100\text{--}500$ кГц. Стоит заметить, что данные колебания не связаны с плазменной неустойчивостью (диокотронным эффектом или диокотронной неустойчивостью), обусловленной вращением сгустка электронов вокруг оси разрядной ячейки, которое происходит с частотами от 50 до 400 МГц [36]. Как видно из осциллограмм, чем ниже значение магнитного поля, тем при больших давлениях происходит этот переход от нестабильных токовых вспышек к прямоугольным токовым импульсам. По аналогии с работами [38–40] можно предположить, что выявленные нестабильности разряда, проявляющиеся в формировании характерных кратковременных выбросов на его токовых осциллограммах, обусловлены колебаниями между соседними режимами (модами) горения разряда. Разряд переходит из режима LMF в режим ТМ. Таким образом, граничное значение индукции однородного магнитного поля по оси ячейки составило примерно 80 мТл; при меньших значениях магнитного поля колебания тока разряда происходят даже при давлениях 6–7 мТорр, см. рис. 7в.

Диапазон измеряемых разрядных токов в наших экспериментальных условиях ограничивался сверху величиной $I_d \sim 7.5$ мА. Поэтому, в частности, по результатам исследований при индукции поля 80 и 90 мТл здесь приведены данные об измерениях разрядных токов для давлений газа ниже 5 мТорр. При индукции поля около 100 мТл измерения проводились при давлениях ниже ~ 4 мТорр (рис. 7г). При таком магнитном поле ток разряда достигал миллиамперных значений уже при давлениях около 1 мТорр, при этом уровень вытягиваемого тока был ниже ~ 0.1 мА. Одновременно фиксировалась значительная задержка по времени между началом импульса напряжения и фронтом импульса тока разряда, а также между фронтами импульсов разрядного и вытягиваемого тока.

На основании экспериментальных данных построены соответствующие зависимости I_{ex} и I_d (см. рис. 8), а также зависимости t_{dex} и t_{rex} (рис. 9) от давления в объеме ПИИ при варьировании величины индукции однородного магнитного поля в ячейке Пеннинга.

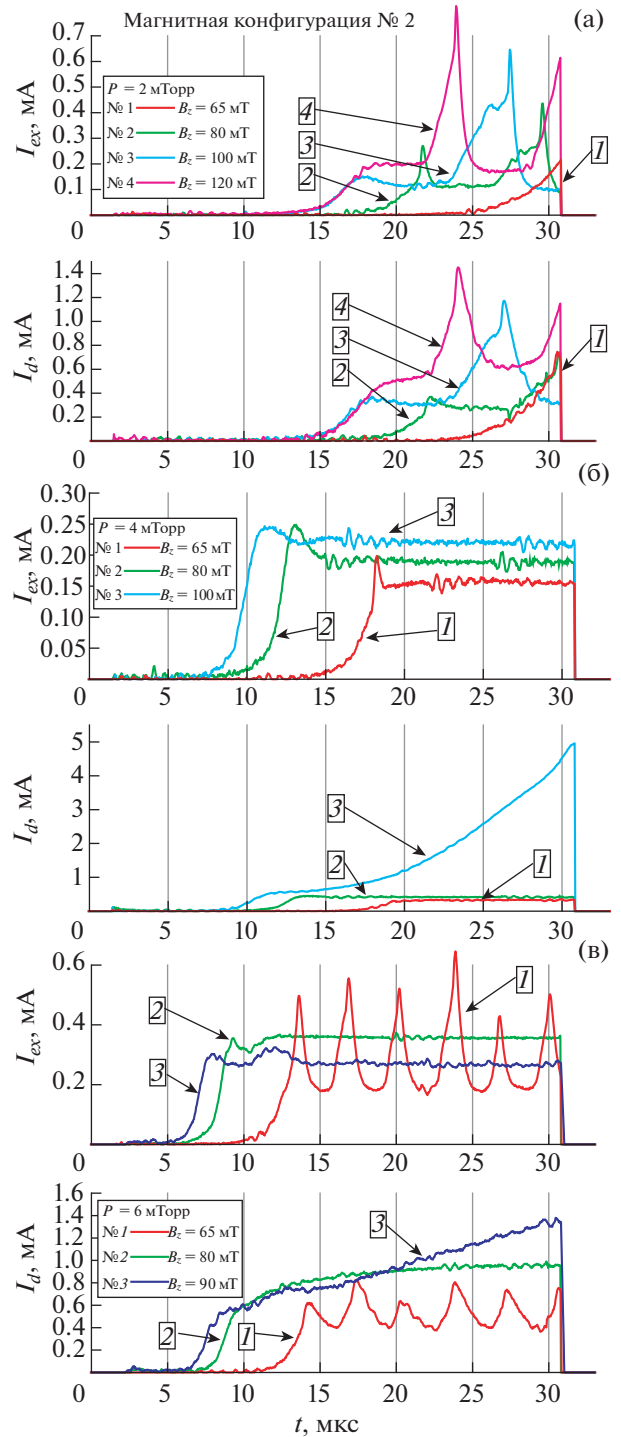


Рис. 10. Примеры осциллограмм токовых вспышек при различных давлениях и величине неоднородного магнитного поля. Магнитная конфигурация № 2, слабо спадающее неоднородное поле, $l = 15$ мм.

Полученные данные показывают, что по мере увеличения индукции магнитного поля нижняя граница диапазона зажигания разряда смещается в область меньших давлений, одновременно уве-

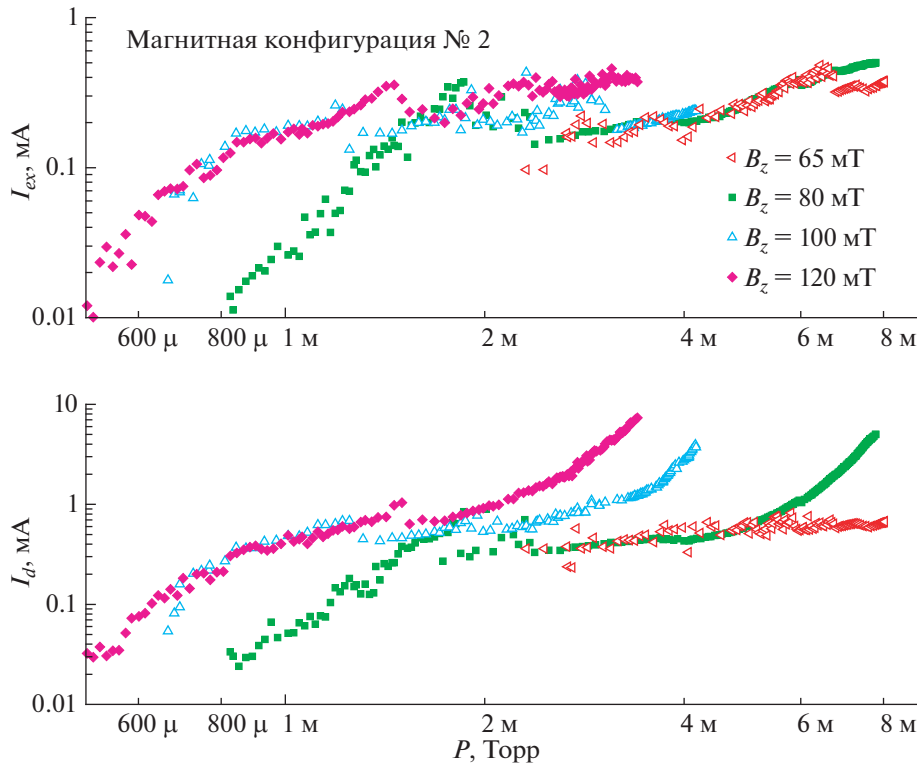


Рис. 11. Зависимость тока разряда I_d и вытягиваемого тока I_{ex} от давления при импульсном напряжении для различных значений слабо спадающего неоднородного магнитного поля в разрядном промежутке, $l = 15$ мм.

личиваются амплитудные значения тока разряда (рис. 8). При этом максимальные значения вытягиваемого тока практически не изменяются, что указывает на снижение эффективности извлечения ионов из ПИИ. Анализ временных характеристик разряда указывает на то, что время задержки зажигания разряда уменьшается лишь при увеличении магнитного поля с 65 мТл до 80 мТл и остается неизменным при 80–120 мТл (рис. 9).

Таким образом, видно, что хотя увеличение однородного магнитного поля повышает амплитудные значения импульса разрядного тока, но при этом значимого улучшения временных характеристик, т.е. уменьшения времени задержки и времени переднего фронта, не наблюдается. Также видно, что увеличение разрядного тока выше 1.5 мА по амплитуде не приводит к существенному росту вытягиваемого тока. Наблюдаемые эффекты могут определяться тем, что при повышении индукции магнитного поля увеличивается и область отрицательного объемного заряда, что приводит к падению потенциала на оси вплоть до катодного (т.е. до нулевого значения) [32]. Таким образом, как описано выше, разряд переходит из моды LMF в моду HMF (при значениях магнитного поля выше ~ 100 мТл). Уменьшение потенциала на оси приводит к образованию области

нулевого аксиального поля $E_z = 0$, которая может охватить всю длину ячейки (см. рис. 2). Область ионизации смещается на некоторое расстояние в радиальном направлении от оси [31]. Таким образом, образовавшиеся ионы начинают совершать радиальные колебания и медленно дрейфовать вдоль оси z с тепловыми скоростями [40]. Этим можно объяснить увеличение времени задержки между импульсами тока разряда и вытягиваемого тока при увеличении однородного магнитного поля выше 90 мТл (ср. рис. 7б и 7г). Ионы бомбардируют катоды под скользящим углом, а в некоторых случаях (см. [40]) вообще не попадают в центр катода. То есть ионный вытягиваемый ток будет крайне мал по сравнению с разрядным.

4.2. Магнитная конфигурация № 2. Слабо спадающее неоднородное поле

Неоднородное магнитное поле моделировалось путем смещения соленоида в сторону катода относительно центра источника. На рис. 10 представлены характерные примеры осциллограмм токовых импульсов при различных значениях неоднородного магнитного поля (при смещении соленоида на 15 мм в сторону катода в данных экспериментах).

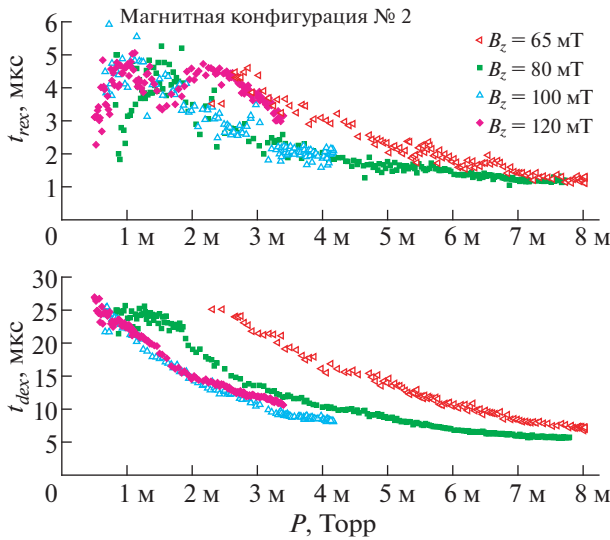


Рис. 12. Зависимости от давления: а) времени задержки t_{dex} , б) времени нарастания фронта t_{rex} — при импульсном напряжении для различных значений неоднородного магнитного поля (конфигурация № 2) в разрядном промежутке. Параметр — ток в катушке соленоида.

На рис. 11 представлены зависимости экстрагируемого тока I_{ex} и тока разряда I_d от давления в данных экспериментах. На рис. 12 показаны зависимость времени задержки и зависимость времени нарастания фронта от давления при импульсном напряжении для различных значений неоднородного магнитного поля. Как видно из графиков (см. рис. 11 и 12), смещение положения магнитного поля привело к уменьшению разрядного тока в среднем в 2 раза в диапазоне давлений 1–5 мТорр. Возможное объяснение влияния неоднородности магнитного поля на ток разряда дается на примере магнито-разрядных насосов в монографии [5]. Если силовые линии магнитного поля имеют “седлообразный” вид в разрядной области и пересекают поверхность анода (см. рис. 6), то электроны будут быстро перехватываться, и разряд в этой области не сможет поддерживаться.

Как видно из рис. 10 и 12, уменьшение разрядного тока не привело к уменьшению вытягиваемого тока. Полученные результаты показывают, что увеличение магнитного поля приводит к резкому росту тока разряда при меньших значениях давления. Область зажигания смещается в область давлений ~ 0.5 мТорр, причем, начиная со значения поля ~ 100 мТл, нет изменения границы зажигания по давлению.

При значениях магнитной индукции поля менее 65 мТл (ток через катушку 6.5 А) разряд не зажигается до давлений 10 мТорр. Характерные времена задержки и длительности переднего

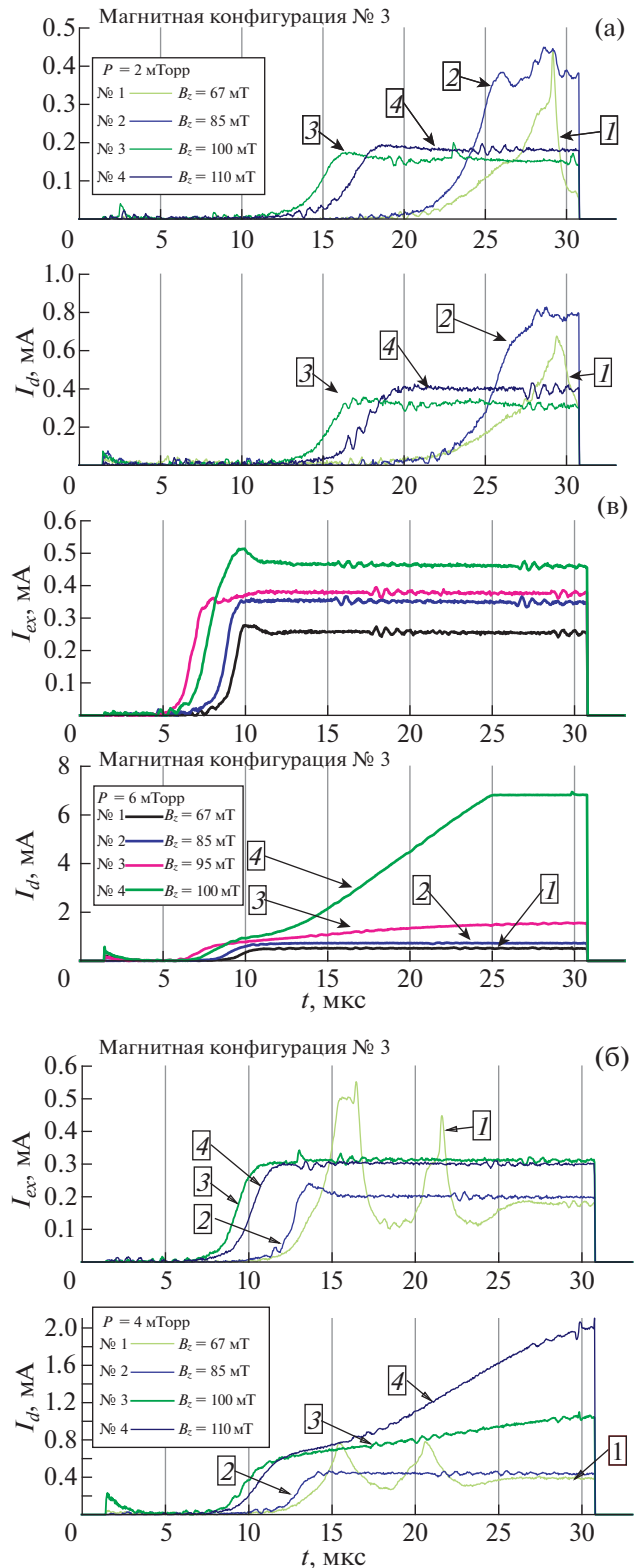


Рис. 13. То же, что на рис. 10, для магнитной конфигурации № 3. Сильно спадающее неоднородное поле, $l = 35$ мм.

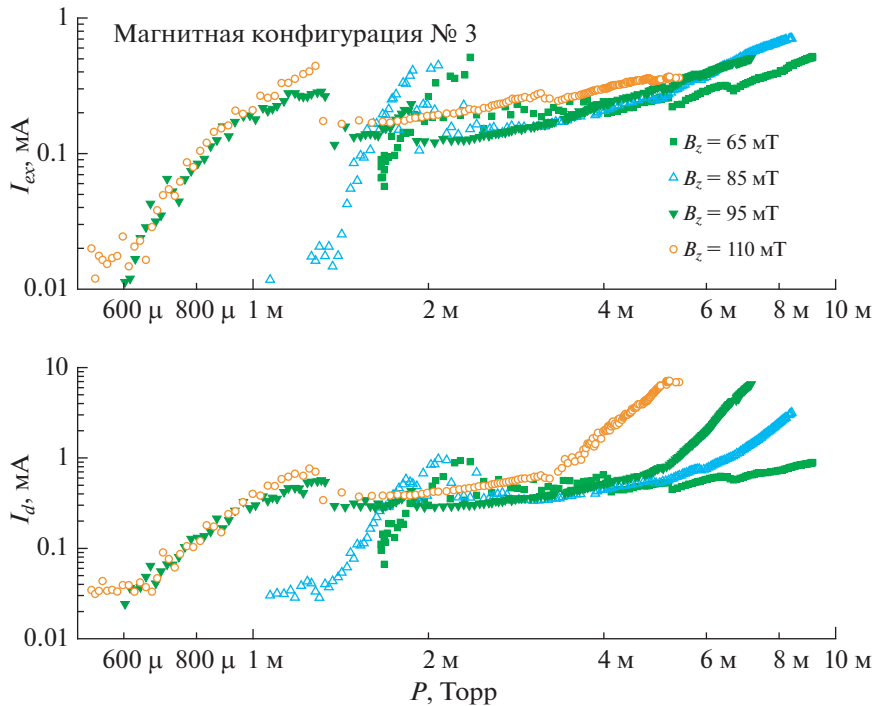


Рис. 14. Зависимость тока разряда I_d и вытягиваемого тока I_{ex} от давления при импульсном напряжении для различных значений сильно спадающего неоднородного магнитного поля в разрядном промежутке, $l = 35$ мм.

фронта не уменьшаются при увеличении магнитного поля выше 90 мТл. Следует отметить тот факт, что при магнитных полях свыше 100 мТл (при токе 10 А) и при давлениях 2–3 мТорр наблюдаются колебания вытягиваемого тока, при этом форма вспышки тока разряда треугольная (с высокими значениями максимума амплитуды). При магнитных полях 80–90 мТл в диапазоне

давлений 4–7 мТорр форма вспышки вытягиваемого тока прямоугольная, причем при увеличении давления время токовой задержки падает с 10 до 5 мкс, время переднего фронта падает с 2 до 1 мкс. При таких магнитном поле и давлении коэффициент экстракции может достигать 40–50%.

При магнитном поле 80–90 мТл и давлениях 6–7 мТорр достигаются параметры: времена нарастания переднего фронта прямоугольной токовой вспышки ~1 мкс, длительность токового импульса >20 мкс и средний вытягиваемый ток ~100 мкА. При магнитных полях выше 110 мТл и давлениях 4–5 мТорр ток разряда превышает 3 мА, при этом задержка токовой вспышки остается на уровне 5–7 мкс и время переднего фронта увеличивается до ~2 мкс (за счет более долго развития разряда, см. рис. 10).

Таким образом, применение в разрядной ячейке слабо неоднородного магнитного поля с индукцией ~80–90 мТл, возрастающей в направлении катода, улучшает амплитудно-временные характеристики ПИИ по сравнению с однородным магнитным полем.

4.3. Магнитная конфигурация № 3. Сильно спадающее неоднородное поле

Измеренные амплитудно-временные зависимости от давления для различных величин неоднородного магнитного поля при смещении соле-

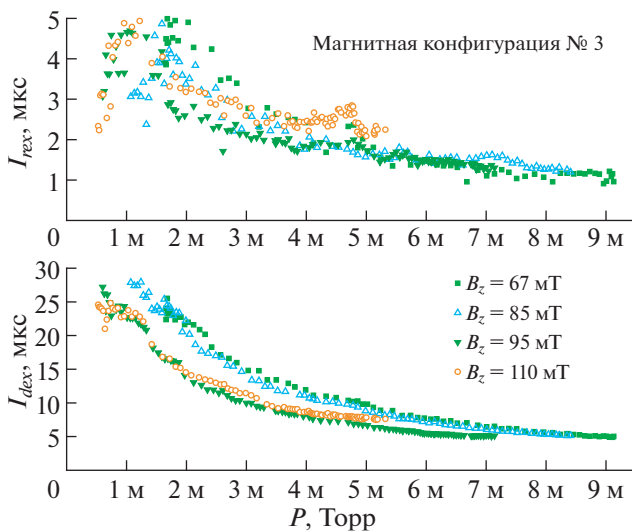


Рис. 15. То же, что на рис. 12, для конфигурации № 3.

ноида к катоду на 35 мм приведены на рис. 13, 14, 15. Для зажигания разряда необходим ток 8 А, что соответствует полю ≈ 70 мТл у катода и 55 мТл у антикатада. Область зажигания разряда лежит при давлениях 1 – 2 мТорр. Эта ситуация меняется при увеличении магнитного поля. Видно, что при магнитных полях ~ 90 –100 мТл (т.е. при токах 11–12 А) условия для получения прямоугольной формы импульса токовой вспышки обеспечиваются уже при давлениях ~ 3 мТорр, при этом время задержки составляет порядка 10 мкс, а время нарастания переднего фронта не превышает 2 мкс. При увеличении магнитного поля до 110 мТл (при токе 13 А) улучшаются (увеличиваются) амплитудные параметры вспышки, однако ухудшаются временные: увеличивается задержка зажигания разряда.

Следует также обратить внимание на то, что ширина заднего фронта (среза) во всех диапазонах давлений и конфигураций магнитного поля не превышает 1.3 мкс (при погрешности измерений ± 0.3 мкс) [37].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально определены амплитудно-временные характеристики ионного источника, зависящие от условий формирования плазмы газового разряда Пеннинга. Измерены параметры разрядного и вытягиваемого токов в однородных и неоднородных магнитных полях при варьировании величины индукции поля и давления газа.

На основании полученных экспериментальных данных показано существование допустимых диапазонов регулировки индукции магнитного поля и давления (~ 70 – 90 мТл; ~ 4 – 7 мТорр), в пределах которых импульсы разрядного и вытягиваемого из источника токов обладают квази-прямоугольной формой с выраженной плоской вершиной. Вне указанных диапазонов регулировки магнитного поля и давления в разряде Пеннинга фиксировалось возбуждение неустойчивостей, проявляющихся в формировании кратковременных осцилляций на импульсах тока.

Проведенные эксперименты показали, что наиболее быстрое зажигание разряда (~ 5 – 10 мкс) и максимальные значения коэффициента экстракции (до 40%) обеспечивались в условиях, когда на разрядную ячейку накладывалось слабо неоднородное магнитное поле с относительным спадом индукции поля на длине ячейки около 10%.

При работе ПИИ в однородном магнитном поле на фоне повышения абсолютных значений разрядных токов было зафиксировано увеличение времени задержки зажигания разряда (>10 мкс) и одновременное снижение коэффици-

ента экстракции, который в наилучших случаях не превышал 15%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Penning F.M. // Physica. 1936. III. № 9. P. 873.
2. Penning F.M. // Physica. 1937. IV. № 2. P. 71.
3. Penning F.M., Moubis J.H.A. // Physica. 1937. IV. № 11. P. 71.
4. Пакулин В.Н., Потехин С.Л., Месеняшин В.И. Обзор по электронной технике. Сер. 7 “Технология, организация производства и оборудования”. Вып. 10 (1035). М.: Изд. ЦНИИ “Электроника”, 1984.
5. Васильев Г.А. Магниторазрядные насосы. М.: Энергия, 1970.
6. Кузьмичёв А.И. Магнетронные распылительные системы. Киев: Аверс, 2008.
7. Liziakin G.D., Gavrikov A.V., Murzaev Y.A., Usmanov R.A., Smirnov V.P. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. 123502.
8. Prakash R., Lal Vyas G., Jain J., Prajapati J., Pa U.N., Chowdhuri M.B., Manchanda R. // Rev. Sci. Instr. 2012. V. 83. 123502.
9. Abolmasov S.N., Samukawa S. // Rev. Sci. Instr. 2007. V.78. 073302.
10. Hillis D.L., Morgan P.D., Ehrenberg J.K., Groth M., Stamp M.F., Von Hellermann M., Kumar V. // Rev. Sci. Instr. 1999. V. 70. P. 359.
11. Kolodko D.V., Mamedov N.V., Sinelnikov D.N., Khodachenko G.V., Kaziev A.V., Tumarkin A.V., Pisarev A.A. // Physics Procedia. 2015. V. 71. P. 150. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2015.08.338>
12. Мамедов Н.В., Курнаев В.А., Визгалов И.В., Синельников Д.Н. // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4. С. 436. <https://doi.org/10.1134/S2079562913050096>
13. Bulgadaryan D., Sinelnikov D., Kurnaev V., Efimov N., Borisyuk P., Lebedinskii Y. // Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. B. 2019. V. 438. P. 54. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2018.10.043>
14. Valkovic V. 14 MeV Neutrons. Physics and Applications. CRC Press Taylor&Francis Group. Boca Raton, London, New York, 2016.
15. Shi Y., Raitses Y., Diallo A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27 (10). 104006. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aae42b>
16. Liberman A.D., Chen F.K. // Proc. SPIE 2339. 1995. P. 188.
17. Li G., Zhang Z., Chi Q., Liu L. // Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. B. 2012. V. 290. P. 64. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2012.09.001>
18. Sy A., Ji Q., Persaud A., Waldmann O., Schenkel T. // Rev. Sci. Instr. 2012. V. 83. 02B309. P. 1.
19. Мамедов Н.В., Щитов Н.Н., Каньшин И.А. // ПТЭ. 2016. № 6. С. 1. [N. Mamedov, N. Shchitov, I. Kanchshin // Instruments and Experimental Techniques. 2016. V. 59. P. 868]
20. Мамедов Н.В., Щитов Н.Н., Колдко Д.В., Сорокин Л.А., Синельников Д.Н. // ЖТФ. 2018. Т. 88. С. 1164. [Mamedov N.V., N.N. Shchitov, D.V. Kolodko, L.A. Sorokin, D.N. Sinelnikov // Technical Phys-

- ics. 2018. V. 63. P. 1129]
<https://doi.org/10.1134/S1063784218080121>
21. *Bernarder H., Codechot X.L.M., Lejeune C.A.* Device for perfecting an ion source in a neutron tube. 1992, Apr. 14. US Patent 5 104 610 [Online]. Available: <http://www.google.com/patents/US5104610>.
22. *Yan F., Jin D., Chen L., Xiao K.* // Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. A. 2018. V. 906. P. 110.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.07.071>
23. *Das B.K., Shyam A., Das R., Rao A.D.P.* // Instruments and Experimental Techniques. 2013. V. 56. P. 130.
24. *Rovey J.L., Ruzic B.P., Houllahan T.J.* // Rev. Sci. Instr. 2007. V. 78. 106101.
25. *Rovey J.L.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V. 17. 035009.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/17/3/035009>
26. *Das B.K., Shyam A.* // Rev. Sci. Instr. 2008. V. 79. 123305.
<https://doi.org/10.1063/1.3054268>
27. *Liu W., Li M., Gao K., Gu D.* // Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. A. 2014. V. 768. P. 120.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.09.052>
28. *Yan F., Jin D., Chen L., Wan X., Xiang W.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2018. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2018.2797362>
29. *Fathi A., Fegghi S.A.H., Sadati S.M., Ebrahimibasabi E.* // Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. A. 2017. V. 850. P. 1.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.01.028>
30. *Рачков Р.С., Пресняков А.Ю., Юрков Д.И.* // Атомная энергия. 2019. Т.126. С. 334.
31. *Schuurman W.* // Physica. 1967. V. 36. P. 136.
32. *Hooper E.B.* in: Advances in Electronics and Electron Physics. V. 27. New York: Academic Press, 1969. P. 295.
33. *Смирницкая Г.В., Нгуен Хыу Ти* // Вестник МГУ. 1969. № 1. С. 3.
34. *Рейхрудель Э.М., Смирницкая Г.В., Егиазарян Г.А.* // ЖТФ. 1973. Т. 43. С. 130.
35. *Рейхрудель Э.М., Смирницкая Г.В., Нгуен Хыу Ти* // ЖТФ. 1969. Т. 39. С. 1052.
36. *Крейндель Ю.Е.* Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. С. 144.
37. *Мамедов Н.В., Масленников С.П., Пресняков Ю.К., Солодовников А.А., Юрков Д.И.* // ЖТФ. 2019. Т. 89. С. 1367.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2019.09.48062.34-19>
38. *Knauer W.* // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. P. 602.
<https://doi.org/10.1063/1.1708223>
39. *Burns E., Bischoff G.* // AIP Conf. Proc. 1997. V. 392. P. 1207.
<https://doi.org/10.1063/1.52633>
40. *Chen F.K.* // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. P. 3191.
<https://doi.org/10.1063/1.333882>