

УДК-537.52,621.384

Экспериментальные исследования разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях с замкнутым холловским током

Д. Н. Новичков, А. Н. Ермилов, В. А. Сафонов

ГУП "Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина", Москва, Россия

Приведены результаты экспериментальных работ устройства, предназначенного для исследования интенсивного газового разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях, а также режимов самостоятельного и несамостоятельного разрядов. Экспериментальные результаты сравниваются с положениями бесстолкновительной теории газового разряда с замкнутым холловским током.

Работа основана на теоретических представлениях о бесстолкновительном механизме разряда в скрещенных полях, частично изложенных в описании к патенту Российской Федерации [1], а также в теоретической работе [2]. Экспериментальные исследования направлены на уточнение базовых положений теоретического анализа и проведение комплексных измерений параметров устройства, являющегося прообразом плазменного ускорителя, формирующего моноэнергетическую остросфокусированную выходную струю.

Следующие теоретические представления положены в основу данных экспериментальных исследований разряда.

• Рассмотрение уравнений движений, баланса энергии и максвелловских уравнений позволяет получить соотношение между реактивным и магнитным давлением в струе плазмы

$$f = j_i M v_i = \frac{H_o^2 - H_k^2}{8\pi},$$

где j_i — ток ионов в частицах;

M — масса иона (в атом. ед.);

v_i — скорость иона на выходе из канала;

H_o — однородное магнитное поле, формируемое катушкой;

H_k — суммарное магнитное поле на выходе из канала, определяемое суммой магнитного поля, создаваемого катушкой, и поля, образованного диамагнитным эффектом в результате протекания холловского тока.

Максимальное магнитное давление получается при полном размагничивании в ускоряющем промежутке с полной разностью потенциалов φ_0 , т. е. при $H_k \rightarrow 0$, тогда

$$H_o = \sqrt{8\pi j_i} \sqrt[4]{\varphi_0 \frac{M}{2}} \approx 194 \sqrt{\varphi_0 M} \cdot \sqrt{j_i}, \quad (1)$$

где φ_0 — ускоряющее напряжение, В;

j_i — плотность тока, А/см².

• Толщина слоя, в котором формируется холловский ток, должна быть равна длине магнетронной отсечки электронов, которая в широком диапазоне параметров φ_i , j_i и H равна

$$R_H \approx 4\rho_{e_0} \approx 4 \frac{mv_{e_0}}{eH_0}; \quad v_{e_0} = \sqrt{\frac{2e\varphi_0}{m}},$$

т. е. глубина проникновения электронов приблизительно равна четырем ларморовским радиусам электрона, ускоренного до полной разности потенциалов.

• В работе [2] показано, что максимальная вероятность ионизации рабочего вещества (РВ), поступающего с анода, реализуется на расстоянии магнетронной отсечки, считая от среза двигателя, и достигает величины, близкой к единице.

• Процесс ускорения ионов происходит в слое, располагающемся ближе к срезу двигателя, за зоной максимальной ионизации РВ. Как показал теоретический анализ, возможны два случая устойчивого решения:

двойной электрический слой имеет толщину порядка ленгмюровской длины (Е-слой);

толщина слоя имеет порядок ларморовского радиуса электрона, т. е. сравнима с длиной ускорительного канала (Н-слой).

Как показано в [2], формирование того или другого двойного слоя зависит от концентрации катодной плазмы. Очевидно, что для реализации моноэнергетической струи с малой дивергенцией Е-слой является предпочтительным.

• Для обеспечения поперечной однородности плазмы в разрядном канале необходимо гарантировать однородную подачу РВ через торцевую анодную поверхность. При наличии квазинейтрального однородного потока ионов и магнитных силовых линий, перпендикулярных его боковой поверхности, распределение потенциала отличается от однородного лишь на краях потока, где формируется дебаевский пристеночный слой толщиной не более пяти радиусов Дебая, т. е. для характерных параметров плазмы ($T_e \sim 2$ эВ, $n_e \sim 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³) толщина составляет $1,5 \cdot 10^{-3}$ см.

Таким образом, на наружную поверхность канала должна приходиться ничтожная доля ионного потока ($\sim 10^{-3}$), создающая быстро расширяющийся ореол, из которого складываются потери на стенку канала. При этом центральное ядро квазинейтрального ионного пучка расширяется с тепловой скоростью. В этих предположениях неравномерность потока РВ должна удовлетворять условию:

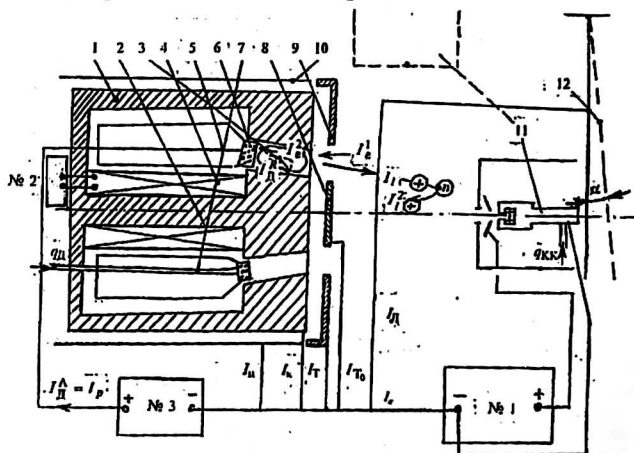
$$\Delta q_0 / q_0 \leq T_g / T_e,$$

где T_e , T_g — температура электронов и газа, соответственно.

На базе перечисленных теоретических представлений был выполнен макет ускорителя, конструктивная схема которого показана на рис. 1.

Рис. 1. Блок-схема макета ускорителя плазмы:

- 1 — внешний магнитопровод;
- 2 — внутренний магнитопровод из сплава АРМКО;
- 3 — разрядная камера (ускорительный канал);
- 4 — катушка, создающая магнитодвижущую силу;
- 5 — анод из пироуплотненного графита;
- 6 — пористая диафрагма из композиционного углерод-углеродного материала;
- 7 — система подачи РВ;
- 8—10 — приемные электроды;
- 11 — катод-компенсатор (КК);
- 12 — система для измерения тяги



При сечении ускорительного канала $\sim 10 \text{ см}^2$, полном токе ионов $\text{Ag} \sim 2 \text{ А}$ и ускоряющем напряжении 300 В величина оптимального значения напряженности магнитного поля в канале по (1) равна 90 Э . Ларморовский радиус электрона в этих условиях составляет $\rho_e = 0,65 \text{ см}$, а длина магнетронной отсечки $R_H \cong 2,6 \text{ см}$. Поэтому в первоначальном варианте величина заглубления анодной поверхности от среза устройства составляла $2,1 \text{ см}$ для обеспечения варьирования соотношения L/R_H в пределах $0,8-4,0$ за счет изменения магнитного поля. Изготовленная магнитная система допускала регулирование магнитного поля в кольцевом зазоре от 0 до 600 Э . Распределение магнитного поля вдоль разрядного канала близко к однородному. Незначительное увеличение магнитного поля на выходе связано с конусностью магнитопровода, что должно обеспечивать формирование сходящегося плазменного пучка на выходе из него (угол схождения осей канала выбирался равным 6°).

Для получения предварительной катодной плазмы за срезом устройства устанавливался разработанный и изготовленный катод-компенсатор (КК), работающий как полый самокалящийся катод с внешним анодом и независимым источником питания. Основной элемент КК — наборный полый катод из LaB_6 . В конструкции предусмотрена система подачи РВ в полость КК. Выходное отверстие КК диаметром $0,2-0,8 \text{ мм}$ и конусный анод, установленный на расстоянии $\sim 1 \text{ мм}$ от катода, обеспечивали стабильное горение вспомогательного разряда при токе $2-3 \text{ А}$ и напряжении горения $18-24 \text{ В}$, при расходе газа через него $q_{\text{КК}} = 0,5-0,8 \text{ А}$.

Электрическая схема ускорителя включает в свой состав три основных источника питания, обеспечивающих работу КК (№ 1), создание и регулирование магнитного поля (№ 2) и источник для мощного разряда в поперечном магнитном поле (№ 3). На схеме показаны также измеряемые в экспериментах токи.

В представленной конфигурации разрядного промежутка, где радиальное магнитное поле H_0 перпендикулярно продольному электрическому полю, эквипотенциали которого "привязаны" к магнитным силовым линиям [3], за исключением тонкого дебаевского слоя у стенок канала, разрядный ток I_p складывается из электронного тока из КК (I_e) и тока электронов, рожденных в канале. При этом электроны рождаются парами с ионами (см. рис. 1), и разрядный ток равен

$$I_p = I_e + \sum I_i, \quad (2)$$

где

$$\sum I_i = I_k + I_{T_0} + I_T + I_{\text{ц}} + I_a \quad (3)$$

суммарный ионный ток, поступающий на элементы конструкции;

I_k — ток ионов, попадающий на стенки канала, из потока ускоренных ионов. При этом надо иметь в виду, что они рекомбинируют на стенки и могут еще раз принять участие в процессе ионизации;

I_n — ток ионов, долетевших до мишени (выполненной в виде лепестков, регистрирующих отклонения от передаваемого ионами импульса);

I_T , I_{T_0} и $I_{\text{ц}}$ — ток медленных ионов, образовавшихся в процессе перезарядки быстрых ионов, ускорившихся в канале, соответственно.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) разряда исследовались в двух режимах:

в режиме самостоятельного разряда (без КК);

в режиме несамостоятельного разряда (при формировании предварительной катодной плазмы из КК).

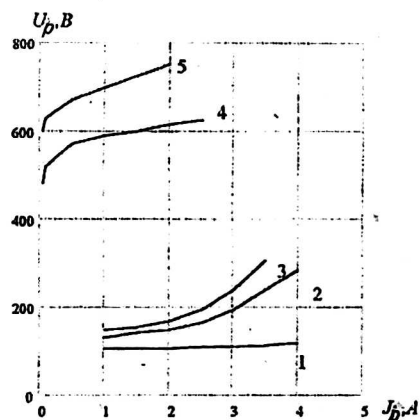
Следует отметить, что кривые зависимости напряжения зажигания самостоятельного разряда от магнитного поля в данной конфигурации подобны левой ветви кривой Пашена, поскольку ларморовский радиус электронов порядка или больше длины статической силовой линии в разрядном канале. Поэтому пробивное напряжение ~ 1 кВ достигается при давлениях $\geq 10^{-3}$ торр. При меньшем давлении самостоятельный разряд не загорается. Напряжение горения самостоятельного разряда в диапазоне давлений от 10^{-3} до $2 \cdot 10^{-2}$ торр сильно зависит от величины разрядного тока. Характер зависимости $U_p(I_p)$ меняется от резко растущих (вертикальных ВАХ) до плавно меняющихся (горизонтальных ВАХ) по мере увеличения давления в канале разряда. При постоянном напряжении горения зависимость разрядного тока от давления p имеет вид $I_p \approx kp^2$, (k — коэффициент пропорциональности), что характерно для самостоятельного ЕН-разряда [4].

При несамостоятельном разряде, когда КК стационарно обеспечивает подачу катодной плазмы на входе в разрядную камеру, ВАХ имеют вид, представленный на рис. 2. При больших расходах через анод ($q_A \geq 2,0$ А) разрядной камеры ВАХ практически горизонтальная, т. е. напряжение горения U_p практически не зависит от величины разрядного тока I_p . При таких расходах концентрация нейтралов в канале разрядной камеры может достигать величины порядка $n_k \sim 5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, что соответствует длине свободного пробега для электронов что существенно больше характерных размеров системы. Однако обеспечить в таком режиме 100%-ную вероятность ионизации невозможно из-за низкого напряжения в разрядном промежутке.

$$\lambda_e \approx \frac{1}{n\sigma_0} \approx 10 \text{ см,}$$

Рис. 2. Вольт-амперные характеристики несамостоятельного разряда при $H = 512$ Э:

- 1 — $q_A = 2$ А; 2 — $q_A = 1,1$ А;
3, 4 — $q_A = 0,9$ А; 5 — $q_A = 0,8$ А;
 $q_{КК} = 0,7$ А (во всех случаях)



При снижении расхода ($q_A \sim 1,1$ А) ВАХ напоминает характеристики, наблюдавшиеся в СПД [5], т. е. U_p при увеличении тока I_p начинает увеличиваться до 250—300 В и становится неустойчивой настолько, что перескакивает на ВАХ, близкую к режиму самостоятельного разряда, как показано на рис. 3, а (кривая 3—4). При еще меньших расходах $q_A < 1,0$ А ($6 \cdot 10^{18}$ ч/с) загорается разряд, аналогичный самостоятельному. По-видимому в этом случае происходит разрушение “плазменного мостика”, снабжающего электронами разрядный канал интенсивного ЕН-разряда. В процессе горения несамостоятельного разряда проводились измерения различных составляющих тока, представленных в выражениях (2), (3).

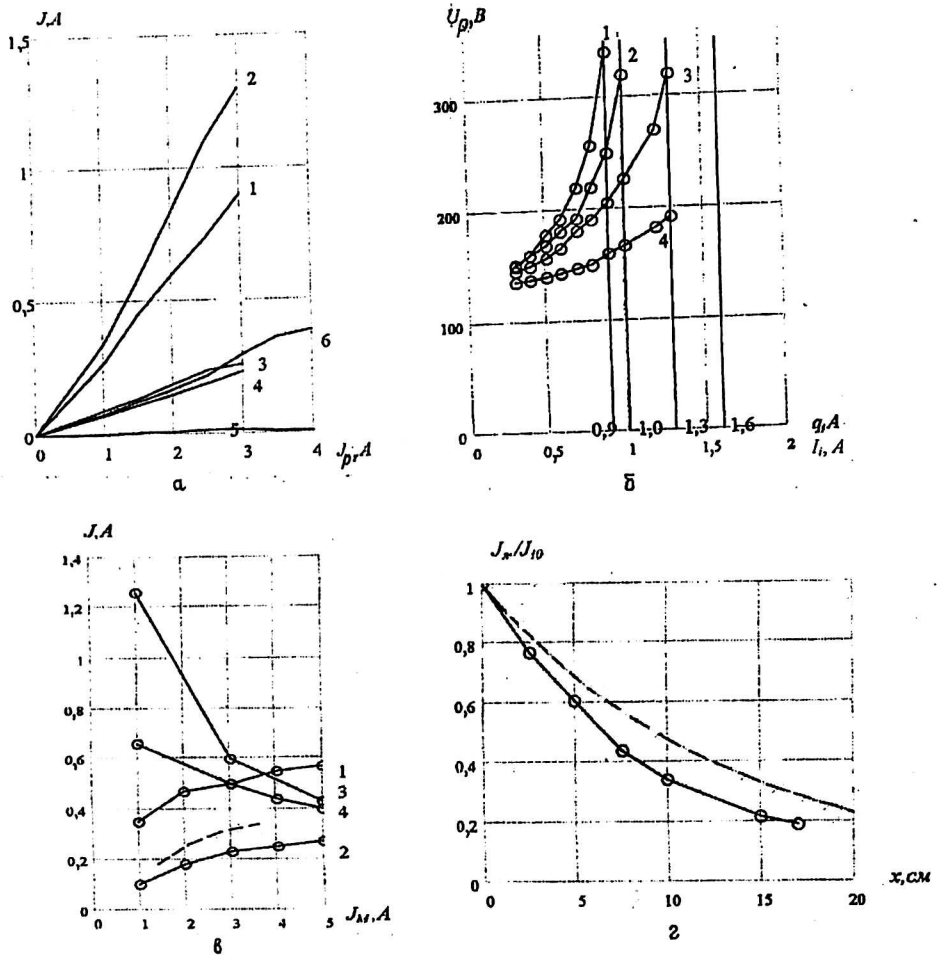


Рис. 3. Зависимость:

а — составляющих ионного тока от величины разрядного тока:
 1 — I_e ; 2 — I_k ; 3 — I_T ; 4 — I_{T0} ; 5 — $I_ц$; 6 — $I_л$;

б — напряжения на разряде от величины ионного тока, выходящего из канала ускорителя:

1 — $q_d = 0,9$ А; 2 — $q_d = 1,0$ А; 3 — $q_d = 1,3$ А; 4 — $q_d = 1,6$ А при $q_{KK} = 0,7$ А;

в — от магнитного поля ($J_M = 1$ А \approx 141 Э) токов при $I_p = 2$ А:

1 — I_k ; 2 — I_e ; при $I_p = 1$ А: 3 — I_k ; 4 — I_e ; пунктирная кривая — расчетная;

г — ионного тока, достигающего коллектора на расстоянии x .

Пунктирная кривая рассчитана по формуле (8)

Зависимости этих составляющих от тока разряда I_p представлены на рис. 3, а. Предварительный анализ показывает, что около 25 % разрядного тока составляет ток из КК (I_e); ~ 30 % составляет ток, оседающий на стенках разрядного канала (I_k) и только 35 % составляет ток быстрых ионов, улавливаемый мишенью ($I_л$) и претерпевший процесс перезарядки ($I_T, I_{T0}, I_ц$).

Если в качестве аргумента использовать ионный ток, выходящий из канала I_i , который в соответствии с вышеприведенными соображениями равен

$$I_i = I_p - I_e - I_k,$$

то напряжение на разряде U_p резко увеличивается, как представлено на рис. 3, б. При приближении величины тока ускоренных ионов к расходу РВ реализуется ситуация, когда вероятность ионизации близка к 1,0.

При изменении магнитного поля доля ионов, попадающих на стенки камеры I_k , растет, а доля электронов, поступающих из катодной плазмы и достигающих анода I_e , уменьшается, как показано на рис. 3, в. Наконец, ток ускоренных в канале разряда ионов, которые достигают коллектора, установленного на расстоянии x от среза разрядной камеры, представлен на рис. 3, г. Как неоднократно было показано другими авторами [6], этот спад обусловлен процессом резонансной перезарядки и хорошо описывается зависимостью

$$\frac{I_l}{I_{i_0}} = \exp\left(-\frac{x}{\lambda_p}\right), \quad (4)$$

где λ_p — длина резонансной перезарядки.

Эта зависимость представлена при значениях $n_g \sim 2,4 \cdot 10^{13}$ и $\sigma_p = 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ [7] для аргона при энергии ускоренных ионов $\sim 300 \text{ эВ}$. В (4) предполагается, что концентрация нейтралов и ток ионов постоянны вдоль x . На самом деле и та, и другая величины падают, и поэтому экспериментальные точки лежат ниже расчетной кривой.

Помимо токовых измерений в работе проводились измерения тяговых характеристик исследуемого разряда. Для этого на пути ускоренного ионного потока подвешивались лепестки заданной массы. По отклонению лепестка на угол α можно было оценить тяговые усилия, развиваемые ионным потоком, по формуле

$$F_{\text{тяг}} = \frac{M l_g S_p \text{tg} \alpha}{l_{\text{цм}} S_l},$$

где M — масса лепестка;

l_g — плечо действия силы тяги;

$l_{\text{цм}}$ — плечо центра массы лепестка;

S_p — площадь потока ионов из разрядной камеры;

S_l — площадь лепестка, на которую падает поток ускоренных частиц;

α — угол отклонения лепестка.

Измеренное таким образом тяговое усилие следовало сравнить с измеренными характеристиками в ЕДН-разряде, которые определяются как $F = M v_i I_i$, где M , v_i , I_i — масса, скорость и полный ток ускоренного ионного потока, соответственно.

В эксперименте было показано, что $F_{\text{тяг}}$ линейно растет с разрядным током и слабо растет с увеличением магнитного поля в канале.

Для конкретного режима, когда расход газа через анод равен $q_D = 1,2 \text{ А}$, $q_{\text{КК}} = 0,8 \text{ А}$, $p_k = 4,3 \cdot 10^{-4} \text{ торр}$ и $H = 500 \text{ Э}$ и параметров разряда $I_p = 3,5 \text{ А}$, $U_p = 285 \text{ В}$, $I_e = 1,41 \text{ А}$, $I_k = 1,02 \text{ А}$ следует, что $I_i \cong 1,0 \text{ А}$ и расчетное значение $F = 0,93 \text{ г}$. При этих условиях отклонение лепестков массой $1,17 \text{ г}$ составило 6 град, т. е. $F_{\text{тяг}} \cong 0,82 \text{ г}$, что хорошо согласуется с приведенной оценкой.

Выводы

1. В режимах, когда напряжение горения несамостоятельного разряда достигает величины ~ 300 В, реализуются условия с вероятностью ионизации, близкой к единице. На это указывают кривые рис. 3, б, показывающие, что величина тока ускоренных ионов асимптотически стремится к расходу РВ (в токовых единицах).

2. Доля электронов, поступающих из катодной плазмы, обеспечивающих процессы формирования зоны ионизации и достигающих анода, снижается с увеличением магнитного поля. По-видимому, реализуется бесстолкновительный механизм с возвратом влетающих электронов назад в катодную плазму, после поворота на 180 град в зоне магнетронной отсечки. Чем больше H , тем короче длина магнетронной отсечки, и "первичные" электроны выносятся назад без соударений. Проходящие к аноду электроны, в силу снижения классической поперечной проводимости, которая уменьшается в 20 раз (при росте H со 100 до 500 Э), не достигают анода, что иллюстрируют кривые 3, 4 на рис. 3, в. Если считать проводимость по Бому, то она уменьшается в 4,5 раза, что лучше согласуется с экспериментом.

3. Если предположить, что засев ионами боковой поверхности канала происходит в зоне анодной плазмы, находящейся под потенциалом анода и обусловленной ленгмюровским током на стенке, и положить грубо, что толщина слоя равна не $5 \lambda_D$, как полагали в [1], а величине зазора между анодом и боковой поверхностью ($\sim 0,7$ мм), то ток ионов по "закону $3/2$ " на стенку при изменении магнитного поля будет определяться расчетной кривой (см. пункт на рис 3, в). Эта кривая хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемыми кривыми 1 и 2. Это означает, что квазинейтральную зону анодной плазмы (между анодом и зоной отсечки первичных электронов) при больших магнитных полях H_0 следует уменьшать для снижения потерь на стенку. Увеличение тока засева с ростом тока разряда, по-видимому, связано с ростом концентрации плазмы в канале. Измерений n_e в канале не проводилось, но на выходе из канала концентрация линейно растет с I_p , как показали зондовые измерения.

4. На данном этапе не удалось исследовать зону ускорения ионов в разрядном канале. Однако сравнение тяговых усилий, полученных из расчета F и $F_{\text{тяг}}$, где v_i определялось из полной разности потенциала, указывает, что энергия ускоренных ионов определяется приложенным напряжением. Предварительные измерения ионной части зондовых характеристик катодной плазмы указывают, что потенциал катодной плазмы близок к потенциалу анода КК, т. е. $\sim 18-20$ В, а концентрация плазмы на выходе $\sim 10^{12}$ см $^{-3}$ и линейно растет с током разряда.

Кроме того, если засев боковой поверхности происходит из зоны без продольного поля (как показано в п. 3), то зона ускорения должна располагаться ближе области магнетронной отсечки, а это означает, что, по-видимому, реализуется Н-слой.

5. Измерение тока на коллекторе, расположенном на различных расстояниях (см. рис. 3, г), и измерение тяговых усилий указывают, что не наблюдается сильного расхождения пучка ускоренных частиц в данной конфигурации.

Л и т е р а т у р а

1. Пат. 2156555 РФ. Способ получения и ускорения плазмы и ускоритель плазмы с замкнутым дрейфом электронов для его осуществления/Власов М. А., Ермилов А. Н., Жаринов А. В., Коваленко Ю. А., Новичков Д. Н. Международная публикация W0 00/70928 A2. (30.11.2000).
2. Власов М. А., Жаринов А. В., Коваленко Ю. А. К теории разряда в скрещенных полях// ЖТФ (в печати).
3. Вопросы теории плазмы. — М.: Атомиздат, 1974. Вып. 8.
4. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Т. II. — М.: Наука, 1971.
5. Энциклопедия низкотемпературной плазмы/Под ред. акад. В. Е. Фортова. Т. III. Разд. IX. Плазмодинамика.
6. Koturasaki K., Sakurai Y., Kusamoto D. AIAA98-3638. Japan, Nagoya.
7. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. — М.: Атомиздат, 1968.

Авторы выражают глубокую благодарность профессору А. В. Жаринову за постановку данной работы, Ю. А. Коваленко и В. П. Шумилину — за обсуждение экспериментальных результатов, В. А. Моторину — за сборку и доводку экспериментального макета и В. П. Шеметову — за создание экспериментального стенда.

Experimental researches discharge in crossed electrical and magnetic fields with closed Halls current

D. N. Novichkov, V. A. Safonov, A. N. Yermilov
The Lenin's All-Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

The outcomes of experimental researches device intended for a research of the heavily gas discharge in crossed electrical and magnetic fields are indicated. The modes of the independent and dependent discharge are investigated. The experimental outcomes are compared to positions of non-collision theory of gas discharge with closed Halls current.