



В преддверии Первого съезда ученых Республики Беларусь связь фундаментальной науки с прикладными исследованиями и сокращение сроков внедрения научных результатов в производство – один из наиболее часто обслуживаемых научной общественностью вопросов.

Применение в машино- и приборостроении энерго- и ресурсосберегающих технологий, обеспечивающих высокое качество изделий, определяет конкурентоспособность и экономическую перспективу производства.

В ряду таких технологий особое место занимают электронно-лучевые, которые часто являются единственно возможными для достижения требуемого качества и надежности изделий. Возможности практически безынерционного регулирования энергии и плотности мощности электронного пучка, а также площади поверхности материала, подвергаемого термическому воздействию, обусловили широкий спектр технологического применения электронных пучков: сварка, резка, плавление, термическое упрочнение, нанесение композиционных покрытий и ряд других.

УДК 537.533; 621.384

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ

*д-р техн. наук, проф. В.А. ГРУЗДЕВ, канд. физ.-мат. наук, доц. В.Г. ЗАЛЕСКИЙ
(Полоцкий государственный университет)*

Рассмотрены физические принципы формирования электронных пучков из плазмы газовых разрядов. Представлен анализ основных типов газоразрядных структур, обеспечивающих формирование эмиттирующей плазмы с требуемыми параметрами. Рассмотрены условия формирования эмиттирующей плазменной поверхности в эмиссионном канале, особенности эмиссии электронов из газоразрядной плазмы, а также механизмы переключения электронного тока из плазмы в ускоряющий промежуток. Приведен краткий обзор физических процессов в плазменных источниках электронов, влияющих на стабильность работы. Представлен способ стабилизации эмиссионного тока в плазменных источниках, формирующих электронные пучки большого сечения. Приведены некоторые конструкции источников и их основные характеристики. Показана перспективность применения плазменных источников для использования в технологических электронно-лучевых установках.

Введение. Физические основы электронно-лучевых технологий достаточно широко изучены и рассмотрены в монографиях [1 – 4], научных статьях [5 – 8] и трудах конференций, посвященных этой проблеме, которые регулярно проходят как в Беларуси¹, так и за рубежом². Одновременно с развитием электронно-лучевых технологий расширились исследования принципов формирования электронных пучков. Первоначально (в середине XX века) формирование электронных пучков осуществлялось на основе эмиссии электронов из нагретых до высокой температуры металлов (термоэмиссии). Поскольку работоспособность термокатодов могла быть реализована только при давлениях газа значительно ниже атмосферного, неотъемлемым элементом электронно-лучевых технологических установок оказались вакуумные камеры, где осуществлялось формирование электронного пучка и его взаимодействие с материалом, а также вакуумное оборудование для откачки газа. Это, конечно, создает определенные технологические неудобства, но одновременно осуществляет защиту изделий от влияния атмосферы при термическом воздействии электронного пучка.

Опыт эксплуатации термоэмиссионных электронных пушек показал достоинства и недостатки этих устройств. В частности, термоэмиссионные пушки обеспечивают высокую плотность мощности и низкую расходимость электронного пучка, что необходимо для электронно-лучевой сварки, особенно изделий большой толщины, но для обеспечения приемлемого срока службы требуют рабочего давления

¹ Plasma Physics and Plasma Technology. Proc. I, II, III, IV, V Intern. Conf. on Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk (Belarus), 1998, 2000, 2002, 2004, 2006.

² Electron beam technologies. Proc. 6-th, 7-th, 8-th. Int. conf. on electron beam technologies. – Varna (Bulgaria), 2000, 2003, 2006.

ниже 10^{-2} Па. Газоотделение и испарение материала в вакуумную камеру из деталей, обрабатываемых электронным пучком, случайные разгерметизации вакуумной камеры в процессе работы термоэмиссионных пушек в конечном итоге приводят к снижению срока службы или быстрому разрушению термокатодной пушки и необходимости его замены, что существенно снижает производительность электронно-лучевых установок с термоэмиссионными пушками. Эти недостатки термокатодных электронных пушек стимулировали исследования альтернативных принципов формирования высокоэнергетичных электронных пучков с использованием, в частности, высоковольтных тлеющих разрядов (ВТР): с большим катодным падением потенциала в разряде – электронные пушки ВТР [9]; с большим анодным падением потенциала (электронные пушки на основе разряда с электронным пучком – электронные пушки РЭП) [10]. Было установлено, что электронные пушки на основе ВТР и РЭП работают при давлениях $10^{-1} \dots 10^{-2}$ Па и вследствие отсутствия в них накаливаемых до высокой температуры элементов менее чувствительны к качеству вакуума в технологической камере и испарениям материала обрабатываемого изделия. Практически мгновенная готовность к работе таких электронных пушек позволила существенно повысить производительность технологических установок. Однако при этом пушки с ВТР и РЭП требуют достаточно высокой стабильности давления для обеспечения стабильных параметров электронного пучка в технологическом процессе, что приводит к необходимости применять сложные системы стабилизации давления. Кроме этого яркость пучка, определяющая плотность мощности в электронном пучке и его расходимость, в таких пушках оказывается ниже, чем в термокатодных пушках. В соответствии со своими достоинствами и недостатками оба типа упомянутых электронных пушек нашли свои области применения и стимулировали дальнейшее развитие электронно-лучевых технологий.

В 60-х годах XX века начались исследования еще одного типа электронно-лучевых систем – плазменных источников электронов (ПИЭЛ), в которых эмиссия электронов осуществляется из плазмы низковольтного газового разряда [11]. В них при формировании электронного пучка эмиттирующая электроны плазма образует эмиттирующую поверхность в отверстии одного из электродов, ограничивающих сравнительно небольшую область низковольтного разряда. Рабочий газ для формирования эмиттирующей плазмы подается в разрядную камеру ПИЭЛ, отделенную от области формирования и использования пучка отверстием небольшого диаметра в эмиттерном электроде. Благодаря этому обеспечивается значительный перепад давлений в области формирования эмиттирующей плазмы и в технологической камере, что, в сравнении с пушками на основе ВТР и РЭП, позволяет значительно снизить зависимость параметров электронного пучка от давления в технологической камере. Электродная структура таких ПИЭЛ для электронно-лучевой сварки подобна электродной структуре термокатодных пушек. Благодаря этому в ПИЭЛ оказалось возможным использовать опыт построения систем ускорения, фокусировки, сканирования, наведения на стык электронного пучка, разработанных для термокатодных пушек. Это в свою очередь существенно облегчило внедрение ПИЭЛ в технологию электронно-лучевой сварки [2].

К настоящему времени накоплен опыт эксплуатации электронных источников с плазменным эмиттером в лабораторных и производственных условиях (в основном в России), который позволил выявить их технологические возможности и наиболее целесообразные области применения [12; 13]. В частности, показано, что высокая эмиссионная способность плазмы обеспечивает генерацию электронных пучков, с яркостью и плотностью мощности, близкими к достигаемым в термокатодных пушках [5; 12; 13]. Наиболее широко ПИЭЛ используются в технологии электронно-лучевой сварки благодаря значительно большему их ресурсу работы, чем у термокатодных пушек при тех же условиях [9; 12]. Кроме этого, мгновенная готовность ПИЭЛ к работе и способность работать при повышенных давлениях позволяет упростить вакуумное оборудование и значительно повысить производительность электронно-лучевых установок.

Исследования, позволившие создать эффективные ПИЭЛ и достаточно успешно внедрить их в промышленность, были выполнены в основном в России. В Беларуси производство отечественных электронно-лучевых установок отсутствовало, в то время как необходимость в них в связи с развитием промышленности возрастала. С середины 90-х годов в Полоцком государственном университете начались исследования ПИЭЛ с целью создания патентоспособного отечественного электронно-лучевого комплекса. В настоящей работе кратко изложены результаты исследований и разработок, выполненных в этом направлении за последнее десятилетие.

Генерация эмиттирующей плазмы. В электронных источниках с плазменным эмиттером используется фундаментальное свойство плазмы – при определенных условиях способность эмиттировать электроны за пределы плазменного образования [9 – 11]. Плазменный эмиттер электронного источника – это, как правило, электроразрядное устройство, генерирующее плазму, из которой электроны через канал в одном из электродов или через сеточный электрод выходят в ускоряющий промежуток с низким или средним давлением остаточного газа. Поскольку газоразрядная плазма, как правило, заряжена положительно и отделена от электродов газоразрядной структуры пристеночным слоем объемного заряда [14], эмиссионная способность плазмы существенно зависит от ее потенциала относительно электрода с эмиссионным каналом (эмиттерным электродом). В технологических ПИЭЛ эмиттерный электрод может иметь относительно плазмы отрицательный катодный (несколько сотен вольт), отрицательный анодный (несколько десятков вольт) или промежуточный потенциал. Поэтому электронам, чтобы выйти из плаз-

мы в ускоряющий промежуток, необходимо преодолеть некоторый потенциальный барьер. При наличии электрического поля в ускоряющем промежутке потенциальный барьер вследствие суперпозиции поля ускоряющего электрода и поля пристеночного слоя в канале эмиттерного электрода снижается, и электроны, покидая плазму, ускоряются и формируют пучок.

Для получения электронных пучков с плотностью тока и яркостью, приближающимися к обеспечиваемым термокатодом, в разряде должна формироваться плазма, обеспечивающая высокую плотность эмиссионного тока ($\sim 100 \text{ A/cm}^2$). Это соответствует концентрации плазмы в области извлечения электронов порядка 10^{18} м^{-3} . Высокие значения концентрации плазмы нецелесообразно обеспечивать во всем объеме разрядной камеры, поскольку снижается экономичность электронного источника, возрастают тепловые нагрузки на электроды [9]. В связи с этим предпочтительным является использование разрядов с большой степенью неоднородности концентрации. Для получения эмиттирующей плазмы с высокой плотностью эмиссионного тока можно использовать различные газоразрядные системы, однако наилучшие практические результаты были достигнуты в плазменных эмиттерах на основе разрядов с полым катодом [9; 15] и в скрещенных $E \times H$ полях [8; 16].

Отличительной особенностью разрядов с полым катодом, электродная структура и вольт-амперная характеристика которого приведены на рисунке 1, является необходимость инициирования эффекта полого катода в разряде [15]. На практике это означает, что напряжение зажигания и горения инициирующего разряда ($\sim 600 \text{ В}$) значительно превышает напряжение горения разряда после инициирования эффекта полого катода, когда ток разряда резко возрастает, а напряжение горения падает до $300 \dots 400 \text{ В}$ (рис. 1, б). Для возбуждения ионизационных процессов в полым катодом используются различные системы инициирования [9; 17]. Практическое применение нашли схемы инициирования разряда с полым катодом дополнительным отражательным разрядом (рис. 1, а) [5; 11]. Применение этого разряда в качестве инициирующего позволяет обеспечить приемлемые характеристики зажигания и горения разряда с полым катодом, а также относительно простой способ повторного гарантированного инициирования при случайном погасании разряда с полым катодом. Однако необходимость инициирования разряда означает существование некоторого минимально возможного значения тока разряда, а значит и тока эмиссии. Это затрудняет получение слаботочных электронных пучков в ПИЭЛ на основе разрядов с полым катодом, которые могут быть использованы для сварки и пайки тонких материалов (фольги), а также в режиме настройки пушки – наводке на стык и при автоматическом слежении за стыком и зоной сварки.

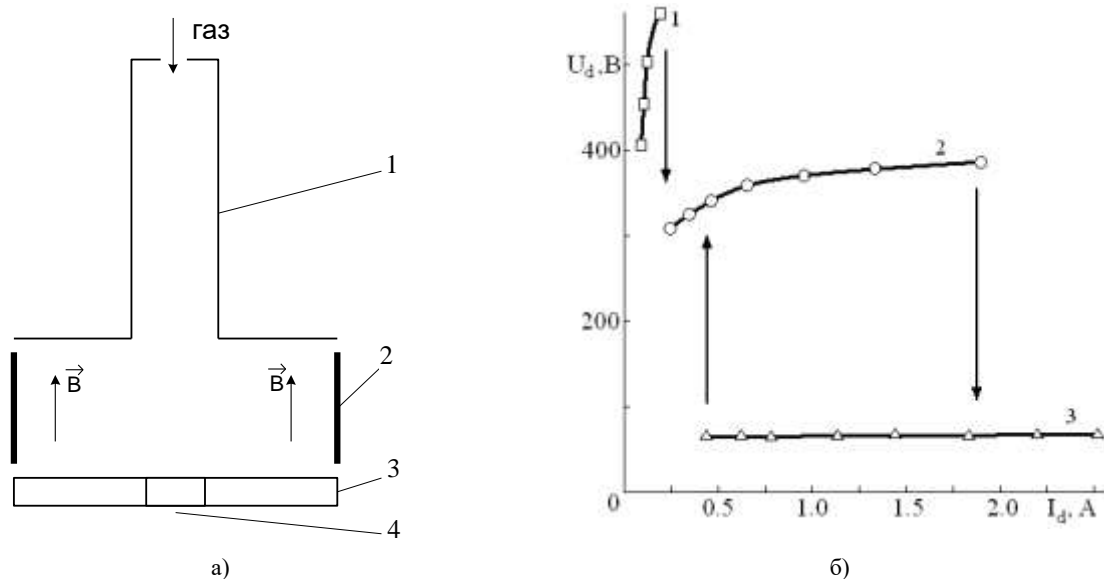


Рис. 1. Отражательный разряд с полым катодом:

- а – электродная система [18]: 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – отражательный катод; 4 – эмиссионный канал;
 б – вольт-амперная характеристика: 1 – тлеющий разряд в отсутствие эффекта полого катода;
 2 – тлеющий разряд с полым катодом; 3 – дуга с катодным пятном и холодным катодом

В качестве плазменного эмиттера также используются газовые разряды в скрещенных $E \times H$ полях. Высокими технологическими возможностями обладает газоразрядная структура, представленная на рисунке 2, а, позволяющая получать эмиттирующую плазму, отличающуюся высокой стабильностью эмиссионных свойств при повышенных рабочих давлениях [19; 20]. Формирование разряда в таких структурах не требует инициирования, поскольку эффективная ионизация газа в структуре со скрещенными $E \times H$ полями обеспечивается осциллирующими в поперечном магнитном поле электронами прак-

тически во всем объеме газоразрядной структуры. Такие условия формирования плазмы отражаются на форме вольт-амперной характеристики (рис. 2, б).

Для обоих типов названных газоразрядных структур максимально возможное значение разрядных токов в режиме аномального тлеющего разряда ограничено переходом разряда в дуговую форму при токах разряда в несколько ампер. Поэтому для получения сильноточных электронных пучков большой мощности (например, для переplava или модификации поверхности) целесообразно использовать дуговые разряды. Вольт-амперная характеристика дугового разряда, формируемого в газоразрядной структуре с полым катодом, представлена на рисунке 1, б, кривая 3. Однако в должной мере технологические конструкции ПИЭЛ на основе дугового разряда не разработаны.

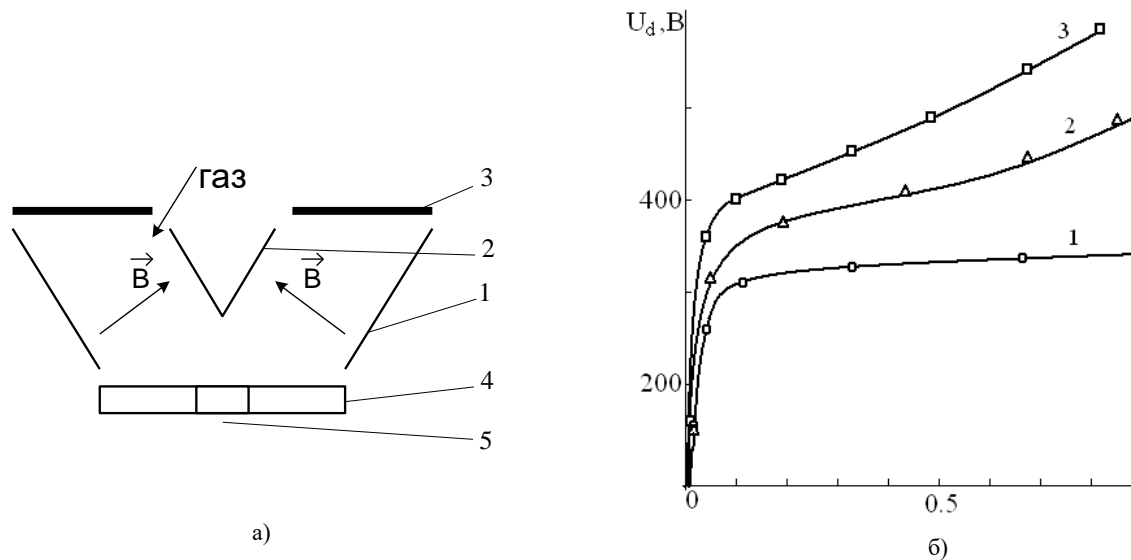


Рис. 2. Разряд в скрещенных $E \times H$ полях:

а – электродная система: 1 – внешний катод; 2 – внутренний катод;
3 – анод; 4 – эмиттерный электрод; 5 – эмиссионный канал;

б – вольт-амперная характеристика: 1 – $2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.; 2 – $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; 3 – $5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

Условия эмиссии электронов из плазмы. Для формирования электронного потока из плазмы, кроме создания эмиттирующей плазмы в области эмиссионного канала в эмиттерном электроде, необходимо обеспечить в этой области также условия для разделения тепловых потоков ионов и электронов из плазмы, в результате которого ионы возвращаются в плазму, а электроны уходят в ускоряющий промежуток.

Разделение тепловых потоков ионов и электронов может происходить в электрическом поле, ускоряющем электроны и тормозящем ионы. В разрядах, используемых для формирования эмиттирующей плазмы, электронная температура (тепловая энергия) составляет 1,5...3,5 эВ и значительно превосходит температуру (тепловую энергию) ионов. Поэтому область разделения зарядов имеет незначительную протяженность по сравнению с размерами эмиссионного канала и промежутка ускорения электронного пучка.

Область, где происходит разделение электронов и ионов, поступающих из эмиттирующей плазмы в ускоряющий промежуток, принимают за положение эмиттирующей границы плазмы [11; 13]. При этом считается, что в этой области напряженность поля (градиент потенциала) равна нулю и плотность тока эмиссии приравнивается к плотности теплового электронного тока из плазмы:

$$j_e = j_T = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}, \quad (1)$$

где n_e – концентрация плазмы в области эмиттерного электрода; T_e – электронная температура; m_e – масса электрона; k – постоянная Больцмана.

В то же время если в промежутке ускорения электронов имеется область поля с напряженностью, равной нулю, то плотность тока в промежутке подчиняется закону «степени 3/2». Поэтому положение эмиттирующей границы плазмы в приближении плоского диода определяется условием [13]:

$$en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{U_y^{3/2}}{d_y^2} \alpha_1, \quad (2)$$

где U_y – ускоряющее напряжение; d_y – протяженность ускоряющего промежутка; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, $\alpha_l = 0,6(1 + 0,5d_y/(r_k - d_{cl}))$ – коэффициент формы (поправка Левинтова) [22]; d_{cl} – толщина приэлектродного слоя; r_k – радиус эмиссионного канала.

Как упоминалось ранее, эмиттирующая плазма отделена от электродов разрядной камеры слоем объемного (обычно ионного) заряда. В случае низковольтных сравнительно сильноточных разрядов протяженность ионного приэлектродного слоя определяется равенством ионного тока из плазмы, который можно определить соотношением Бома [22] и законом «степени 3/2» для ионов:

$$0,4en_e\sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} = \frac{4}{9}\epsilon_0\sqrt{\frac{2e}{m_i}}\frac{U_{cl}^{3/2}}{d_{cl}^2}, \quad (3)$$

где U_{cl} – разность потенциалов в приэлектродном слое (потенциал положительно заряженной плазмы относительно эмиттерного электрода); m_i – масса иона.

Суперпозиция полей ускоряющего электрода и приэлектродного ионного слоя в области эмиссионного канала определяет глубину проникновения плазмы в эмиссионный канал. Эмиссионный канал, как правило, представляет собой цилиндрическое отверстие в эмиттерном электроде. С увеличением глубины проникновения плазмы в канал концентрация плазмы уменьшается вследствие ухода зарядов на стенку канала, а значит и увеличивается толщина пристеночного ионного слоя. В результате в зависимости от параметров плазмы (начальной концентрации и электронной температуры) и геометрии эмиссионного канала может реализоваться эффект «схлопывания» канала [23]. На некоторой глубине в канале условие существования плазмы нарушается. Проникновение плазмы в канал ограничивается этой глубиной. В этом случае положение эмиттирующей плазменной поверхности уже не подчиняется условию (2), а определяется параметрами плазмы, радиусом эмиссионного канала и потенциалом эмиттерного электрода [24; 25]. С другой стороны, проникновение поля ускоряющего электрода в эмиссионный канал также ограничивается [2; 26]. Это ограничение можно определить известными соотношениями, как это делается, например, при расчете электронных ламп с сетками введением коэффициента электрической проницаемости D эмиттерного электрода [26].

Таким образом, возможно два механизма формирования эмиттирующей плазменной поверхности (рис. 3): полем ускоряющего электрода, согласно условию (2), что иллюстрирует рисунок 3, б, и полем пристеночного слоя (рис. 3, а), в соответствии с условием (3) и неравенством $d_{cl} > r_k$. В последнем случае в эмиссионном канале возможно существование минимума потенциала, т.е. потенциального барьера для электронов [27]. Поэтому эмиссия электронов из плазмы при наличии эмиссионного канала может осуществляться через потенциальный барьер (см. рис. 3, а) или в его отсутствии (см. рис. 3, б), т.е. с «открытой» плазменной поверхности [11].

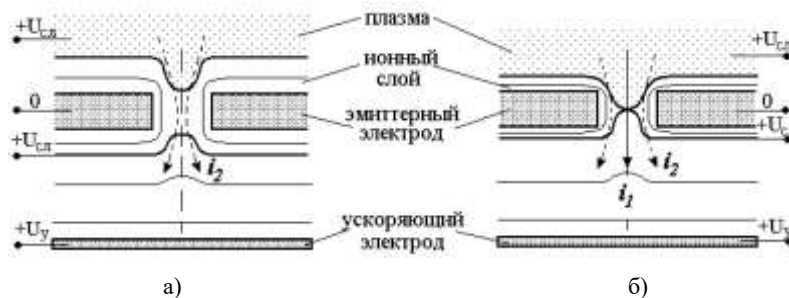


Рис. 3. Формирование плазменной поверхности в эмиссионном канале:
а – эмиссия через потенциальный барьер; б – эмиссия с «открытой» плазменной поверхности

Плотность тока в случае отбора электронов с «открытой» плазменной поверхности с учетом проницаемости эмиссионного канала D для ускоряющего поля подчиняется уточненному условию (2) (для плоского триода) [26]:

$$en_e\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} = \frac{4}{9}\epsilon_0\sqrt{\frac{2e}{m_e}}\frac{U_{эфф}^{3/2}}{d_y^2}\alpha_l; \quad U_{эфф} = \frac{-U_{cl} + DU_y}{1 + D\left(1 + \frac{4d_y}{3d_{cl}}\right)}.$$

Плотность тока в случае отбора электронов через потенциальный барьер можно определить соотношением:

$$j_e = j_T \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right) = j_T \exp\left(-\frac{e}{kT_e}(U_{c1} - DU_y)\right), \quad (4)$$

где U – величина потенциального барьера, который определяется суперпозицией полей ускоряющего электрода и приэлектродного ионного слоя с учетом проницаемости эмиссионного канала.

В произвольном случае (см. рис. 3, б) суммарный эмиссионный ток i_e складывается из тока электронов, эмиттированных «открытой» плазменной поверхностью (i_1), и тока электронов, эмиттированных через потенциальный барьер (i_2).

Для оценки эмиссионной способности ПИЭЛ принято использовать параметр – эффективность извлечения (переключения тока электронов): $\alpha = i_e/i_d$ (i_d – ток разряда).

Определим ток разряда как ток, протекающий в цепи катода [9]:

$$i_d = 0,4(1+\gamma)en_c\sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}S_c,$$

где γ – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии; S_c – площадь поверхности катода; n_c – концентрация плазмы вблизи катода. Тогда выражение для эффективности извлечения через потенциальный барьер U принимает вид:

$$\alpha = \frac{5}{4} \frac{S_e}{(1+\gamma)S_c} \frac{n_e}{n_c} \sqrt{\frac{m_i}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right), \quad (5)$$

где S_e – площадь эмиттирующей плазменной поверхности.

Необходимо отметить, что выражение (5) не характеризует эмиссионные свойства плазмы, так как факторы, входящие в правую часть соотношения, могут оказаться зависимыми друг от друга сложным образом, а также от других факторов, не входящих в это соотношение и не являющихся параметрами эмиттирующей плазмы. Поэтому α является параметром ПИЭЛ (устройства), зависящим от условий его работы, хотя эффективность извлечения и связана с эмиссионной способностью плазмы.

Изменение одного из параметров, входящих в правую часть соотношения (5), приводит к изменению в той или иной степени других параметров. Для каждой конкретной конструкции ПИЭЛ эти изменения могут быть различными. Причем современная теория газовых разрядов и ПИЭЛ не позволяет с достаточной точностью предсказать зависимость α от условий работы ПИЭЛ, что приводит к необходимости проведения большого объема экспериментальных исследований в процессе разработки каждой (принципиально отличающейся от известных) новой конструкции ПИЭЛ. Практической целью таких исследований является поиск условий работы ПИЭЛ, обеспечивающих относительно высокую стабильность α . Это особенно важно для обеспечения стабильности технологических режимов, осуществляемых в ПИЭЛ.

Экспериментально установлено [9; 28; 29], что отбор электронов оказывает существенное влияние на параметры эмиттирующей плазмы (потенциал и концентрацию) и может приводить к значительной перестройке разряда, формирующего эмиттирующую плазму.

В настоящее время рассмотрены два механизма возмущения разряда при отборе электронов. Первый исследован в работах [29] и заключается в перестройке приэлектродных слоев в разрядной камере ПИЭЛ. Условие реализации этого механизма: $\lambda_e > L$ (λ_e – средняя длина пробега электронов в плазме в направлении эмиссионного канала; L – максимальный размер плазменного образования).

При условии $\lambda_e < L$ реализуется другой механизм, который исследовался в работах [28; 30] и суть которого заключается в следующем. Так как $\lambda_e < L$, переключение значительной доли электронной компоненты в эмиссионный канал возможно только за счет возникновения определенного электрического поля в плазме, которое возбуждает дрейфовый ток в плазме в направлении эмиссионного канала. Такое поле возникает в результате того, что при отборе электронов в области эмиссионного канала вследствие низкой подвижности плазменных электронов формируется нескомпенсированный положительный заряд (нарушается квазинейтральность плазмы). Наши эксперименты показали [28; 30], что напряженность возникающего поля в плазме, формирующейся в разрядной структуре (см. рис. 2, б), составляет по порядку величины $E \approx \frac{kT_e}{e\lambda_e}$.

Длина свободного пробега плазменных электронов в направлении эмиссионного канала может неоднозначно зависеть от одного и того же параметра в различных разрядных структурах. В частности, если плазма не замагничена (отсутствует магнитное поле), с увеличением давления газа в разряде λ_e снижается. Если плазма (в первую очередь плазменные электроны) замагничена так, что индукция магнитного поля перпендикулярна к направлению на эмиссионный канал, повышение давления приводит к увеличе-

нию λ_e . Поэтому для различных конструкций ПИЭЛ влияние условий его работы на эффективность извлечения α может быть различным.

Появление даже незначительного электрического поля в эмиттирующей плазме при $\lambda_e < L$ может существенно влиять на степень ионизации газа в разрядной камере ПИЭЛ плазменными электронами высокоэнергетической части их распределения по энергиям. При этом наблюдается снижение напряжения на разряде (катодного падения потенциала), формирующем эмиттирующую плазму. Одновременно с этим возрастает ток разряда и эффективность извлечения, т.е. переключение электронного тока из плазмы в эмиссионный канал. В таком режиме работы ПИЭЛ мощность, потребляемая от источника питания разряда, снижается, хотя ток разряда и ток эмиссии возрастают. Это означает, что энергия, затрачиваемая на ионизацию газа в разрядной камере, потребляется и от источника напряжения, используемого для ускорения электронного пучка. При достижении эффективности извлечения величины, близкой к единице, можно считать, что по сути реализуемых физических процессов режим работы ПИЭЛ приближается к источникам электронных пучков на основе РЭП [10].

Относительное снижение напряжения на газоразрядной структуре и относительной мощности, потребляемой от источника питания разряда, в зависимости от эффективности извлечения показаны на рисунках 4 и 5.

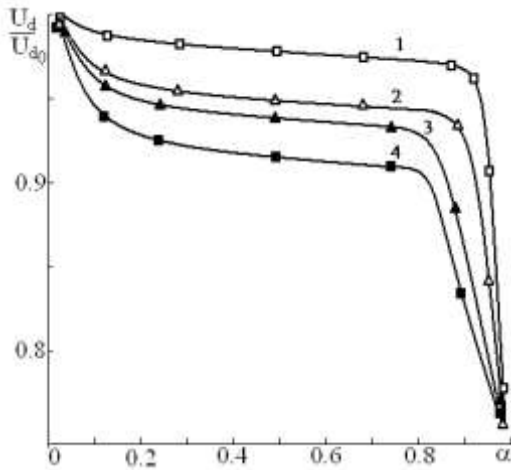


Рис. 4. Зависимость относительного изменения напряжения горения разряда от эффективности извлечения:
1, 4 – 10^{-3} мм рт. ст.; 2, 3 – $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.;
1, 2 – разряд с полым катодом (см. рис. 1);
3, 4 – разряд в скрещенных полях (см. рис. 2)

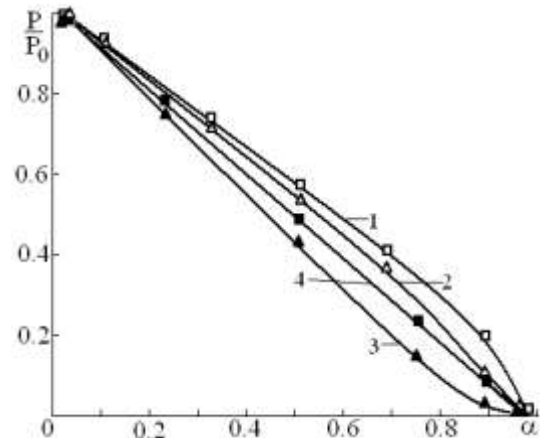


Рис. 5. Зависимость относительного изменения мощности, вкладываемой в разряд, от эффективности извлечения:
1, 4 – 10^{-3} мм рт. ст.; 2, 3 – $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.;
1, 2 – разряд с полым катодом (см. рис. 1);
3, 4 – разряд в скрещенных полях (см. рис. 2)

Величины U_0 и P_0 соответствуют значениям напряжения горения разряда и мощности, потребляемой от источника питания разряда, в отсутствие эмиссии электронов $\alpha \approx 0$. Увеличение α обеспечивалось повышением ускоряющего напряжения. Мощность P рассчитывалась на основе условия непрерывности ионного и электронного тока из эмиттирующей плазмы на все электроды ПИЭЛ по приближенной формуле:

$$P = U_d (i_d - i_e) = U_d i_d (1 - \alpha).$$

Характер зависимостей (см. рис. 4 и 5) согласуется с изложенной выше моделью перестройки разряда в ПИЭЛ с увеличением эффективности извлечения. Следует отметить, что такая перестройка разряда имеет место, когда давление газа в разрядной камере превышает некоторое различное для разных конструкций ПИЭЛ критическое давление. При давлениях ниже критического зависимость α от ускоряющего напряжения в широком диапазоне напряжений оказывается незначительной. Обычно режим работы ПИЭЛ в технологических электронно-лучевых установках реализуется в этом диапазоне ускоряющих напряжений [11; 12].

Физические процессы в ускоряющем промежутке ПИЭЛ. В ускоряющем промежутке ПИЭЛ и пространстве дрейфа пучка ускоренных электронов также могут развиваться физические процессы, способные существенно повлиять на эффективность извлечения и ток пучка. Это влияние возникает в результате ионизации газа высокоэнергетичными электронами пучка, вследствие которой может изменяться первеанс промежутка ускорения и возникать поток ионов из промежутка ускорения и дрейфа ионного пучка в эмиттирующую плазму.

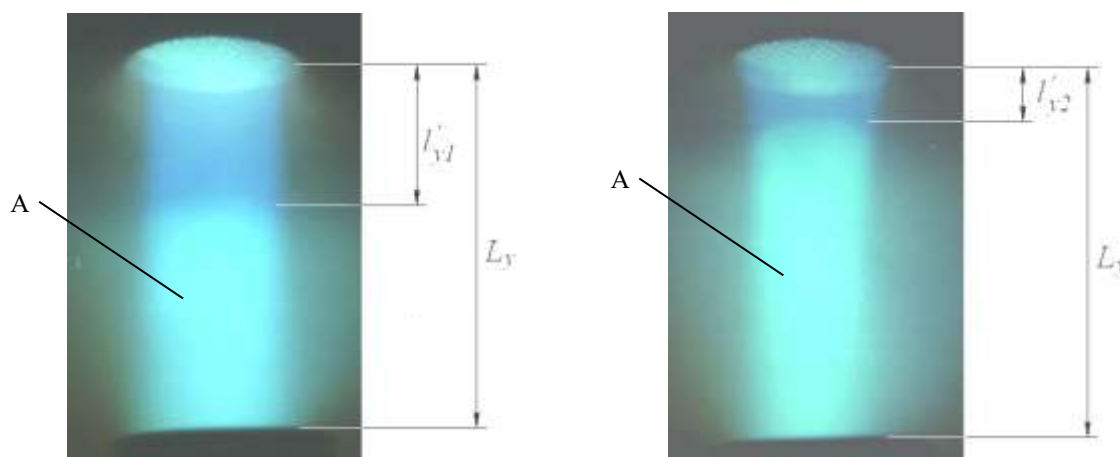
Условия формирования эмиттирующей поверхности плазмы (2) позволяет записать для первеанса ускоряющего промежутка (p_e) при отсутствии в нем ионов выражение [31]:

$$p_e = \frac{i_e}{U_y^{3/2}}.$$

Однако ионизация газа электронным пучком приводит вследствие малой подвижности ионов к их накоплению в электронном пучке и к компенсации в определенной степени отрицательного объемного заряда электронов пучка. В результате этого потенциал в области эмиттирующей поверхности повышается, возникает градиент потенциала, и эмиттирующая поверхность плазмы перемещается так, что протяженность ускоряющего промежутка возрастает. Такое перемещение осуществляется при эмиссии с «открытой» плазменной поверхности (см. рис. 3, б) и в пределах, необходимых для восстановления условия (2). При эмиссии электронов через потенциальный барьер повышение первеанса промежутка ускорения приводит к снижению потенциального барьера. В обоих случаях обычно наблюдается увеличение тока эмиссии и эффективности извлечения. Можно считать, что такое изменение первеанса приводит в определенной степени к перемещению эмиттирующей поверхности плазмы, которое подобно наблюдавшемуся в работе [32], при повышении ускоряющего напряжения в ПИЭЛ.

Более существенное влияние возникающих в электронном пучке ионов на ток эмиссии и эффективность извлечения реализуется при такой деформации потенциала в ускоряющем промежутке ионным объемным зарядом, которая приводит к возникновению в этом промежутке «вторичной» плазмы [25].

В ПИЭЛ, формирующих электронные пучки большого сечения (ПБС), для отделения областей формирования плазмы и ускоряющего промежутка, как правило, применяются сеточные (или перфорированные) эмиттерные электроды [33]. Тем самым реализуется известный сеточный способ стабилизации плазменной эмиттирующей поверхности [34; 35] за счет ограничения пристеночным слоем проникновения плазмы через ячейки сетки в ускоряющий промежуток. Однако при повышенных давлениях газа в промежутке ускорения в таких ПИЭЛ может формироваться «анодная» вторичная плазма, отделенная от эмиттирующей плазмы двойным электрическим слоем [36; 37] с падением потенциала, близким к потенциалу ускоряющего электрода. Вторичную плазму в этом случае можно рассматривать как виртуальный ускоряющий электрод с потенциалом U_y , расположенным на расстоянии l_{y2} , значительно меньшем, чем конструктивная длина ускоряющего промежутка L_y (рис. 6, а). С увеличением давления газа вторичная плазма приближается к сеточному электроду (рис. 6, б), уменьшая тем самым эффективную длину ускоряющего промежутка $l'_{y2} < l_{y1}$. В результате значительно возрастает приведенная напряженность E_{np} в промежутке (отношение ускоряющего напряжения к длине промежутка ускорения электронов), его первеанс, а значит и изменяется распределение потенциала в присеточном (приэлектродном) слое. При этом эмиссионные характеристики оказываются существенно зависимыми от ионизационных процессов в промежутке (давления газа). Для снижения этой зависимости обычно используют сетки с меньшей геометрической прозрачностью. Однако при этом снижается эффективность излучения в ПИЭЛ. В работе [20] предложено использовать метод двухсеточной стабилизации, суть которого сводится к использованию двух эквипотенциальных сеток с высокой прозрачностью ξ и заданным расстоянием между сетками l_z . Первая сетка (со стороны эмиттирующей плазмы), как и в случае одной сетки, решает задачу стабилизации плазменной поверхности. Вторая сетка (со стороны «анодной» вторичной плазмы) ограничивает проникновение ускоряющего поля в область первой сетки, что обусловлено наличием достаточно протяженного эквипотенциального пространства между двумя сетками. Тем самым обеспечиваются условия стабильной эмиссии при значительно более высоких давлениях газа [20; 38] (вплоть до $p = 10^{-2}$ мм рт. ст. в условиях проводимого эксперимента).



а) б)
 Рис. 6. Вторичная плазма в ускоряющем промежутке (область А) при формировании электронных пучков большого сечения ($U_y = 15$ кВ; $i_e = 70$ мА): а – $p = 2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; б – $p = 6 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

На рисунке 7 приведены зависимости эффективности извлечения в условиях повышенного давления газа с использованием традиционной сеточной стабилизации (кривые 1, 3) и с двухсеточной стабилизацией (кривая 2).

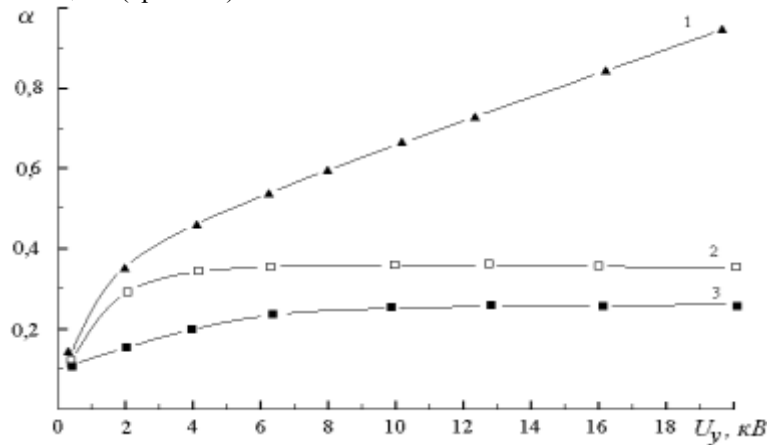


Рис. 7. Зависимость эффективности извлечения от ускоряющего напряжения ($p = 3 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; $i_d^0 = 0,2$ А; $Q = 840$ атм·см³/ч): 1, 3 – одна сетка; 2 – две сетки; 1 – $\xi = 0,64$; 2 – $\xi = 0,64$; 3 – $\xi = 0,51$

нескомпенсированных зарядом электронов. В зависимости от соотношения подвижностей этих ионов и электронов в плазме реализуется соответствующее перераспределение плотности плазменных электронов или возникает электрическое поле. Оба варианта процессов или их совокупность приводит к увеличению эффективности извлечения электронов и в работах [10; 11] характеризуется соответствующим коэффициентом вторичной ионно-электронной эмиссии плазмы γ_n :

$$\gamma_n = \frac{\Delta j_e}{j_i}; \quad \gamma_{n \min} \approx \frac{v_e}{4v_i} = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi e U_y}}$$

где Δj_e – увеличение плотности эмиссионного тока за счет ионно-электронной эмиссии плазмы; j_i – плотность обратного ионного тока; v_e – средняя тепловая скорость электронов; v_i – средняя скорость ионов, входящих в плазму.

Конструкции и основные характеристики ПИЭЛ. На основе газоразрядных структур, представленных на рис. 1 и 2, разработан ряд конструкций электронных источников с плазменным эмиттером, обладающих широким спектром технологических возможностей. Плазменные источники электронов, разработанные в Полоцком государственном университете, показаны на рисунке 8.

Поступление в плазму ионов, возникающих в электронном пучке (обратный ионный ток), оказывает влияние на эмиссионные характеристики ПИЭЛ, в частности на эффективность извлечения за счет перераспределения плотности эмиттирующей плазмы и формирования в ней электрического поля [30]. Эти эффекты являются следствием перезарядки ионов в плазме, в результате которой быстрый ион из промежутка ускорения нейтрализуется, передавая свой заряд низкоэнергетичной молекуле нейтрального газа. Так как интенсивность перезарядки на пути обратного ионного тока в плазме неоднородна, то в ней возникает неоднородность в распределения ионов,

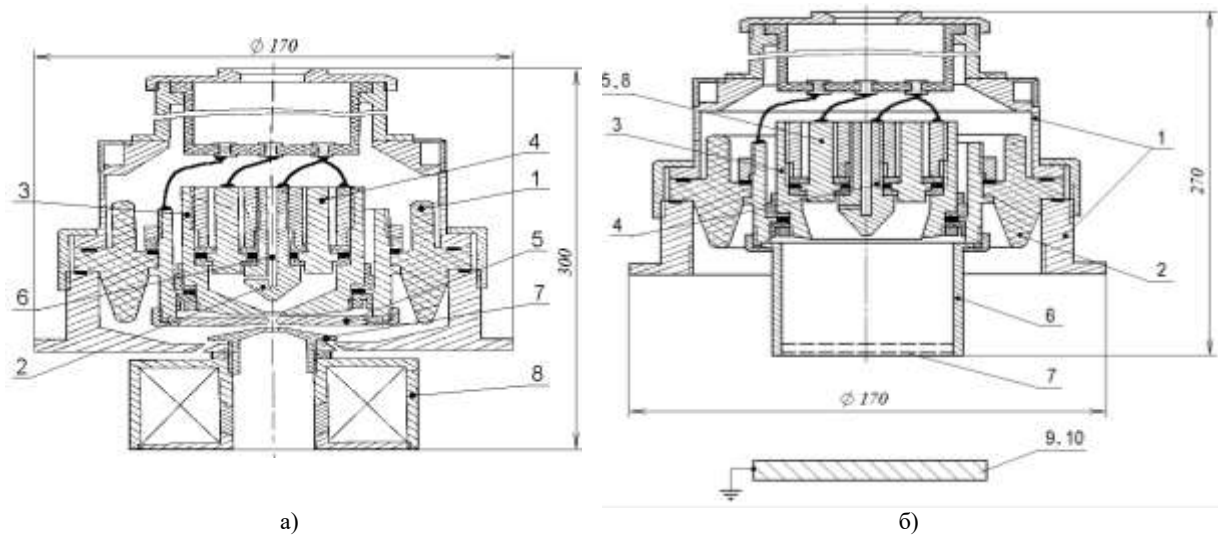
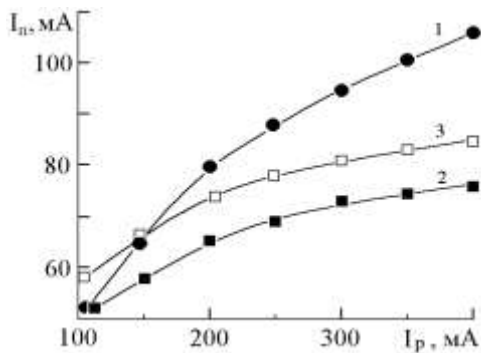


Рис. 8. Конструкции источников электронов:

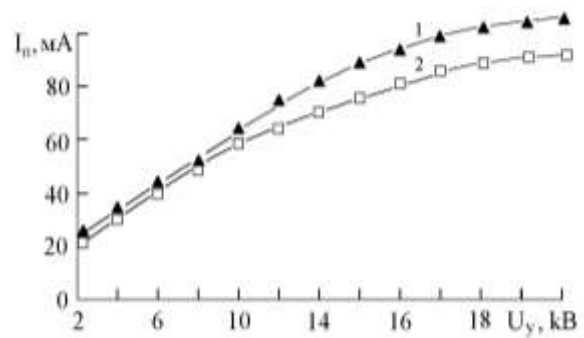
- а – для формирования сфокусированных электронных пучков [19]: 1 – высоковольтный изолятор; 2, 3 – катоды; 4 – анод; 5 – эмиттерный электрод; 6 – канал для выпуска газа; 7 – экстрактор (ускоряющий электрод); 8 – линза;
 б – для формирования электронных пучков большого сечения [39]: 1 – корпус; 2 – высоковольтный изолятор; 3 – внешний катод; 4 – внутренний катод; 5 – анод; 6 – экспандер; 7 – эмиттерный электрод; 8 – магниты; 9 – ускоряющий электрод; 10 – обрабатываемая поверхность

В конструкциях источников электронов эмиттерные электроды подключены к аноду через сопротивление $R_{см}$, падение напряжения на котором обеспечивает отрицательную обратную связь между током эмиссии и током разряда. Это позволяет существенно повысить долговечность и расширить диапазон рабочих давлений, при которых параметры электронного пучка остаются устойчивыми.

На рисунке 9 представлены типичные характеристики источника (см. рис. 8, а) на основе разряда в скрещенных $E \times H$ полях. Эмиссионные характеристики (рис. 9, а) имеют участок, близкий к линейному, что используется для эффективного управления током пучка варьированием тока разряда. Использование сопротивления смещения снижает крутизну зависимости $I_n(I_p)$ (см. рис. 9, а, кривые 2, 3), однако повышает стабильность эмиссионных параметров источника. В рабочем диапазоне зависимость тока пучка от ускоряющего напряжения (рис. 9, б) относительно невелика, что позволяет во многих случаях исключить в технологических установках применение достаточно сложной системы стабилизации ускоряющего напряжения. Слабая зависимость эмиссионного тока от давления вплоть до $p = 1,5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. (рис. 9, в) позволяет исключить систему стабилизации давления в рабочей камере, что необходимо в установках с источниками электронов на основе ВТР и РЭП. Анализ распределения плотности мощности в пучке (рис. 9, г) показывает, что максимальная плотность мощности достигает $q_{max} \approx 10^9$ Вт/м² и эффективный диаметр электронного пучка, который определяется на уровне $0,1q_{max}$, соответствует типичным значениям диаметра пучков, применяемых для электронно-лучевой сварки [2]. Это, а также газовая характеристика позволяет применять данный источник для сварки, в том числе, и материалов с повышенным газоотделением в процессе термообработки.



а)



б)

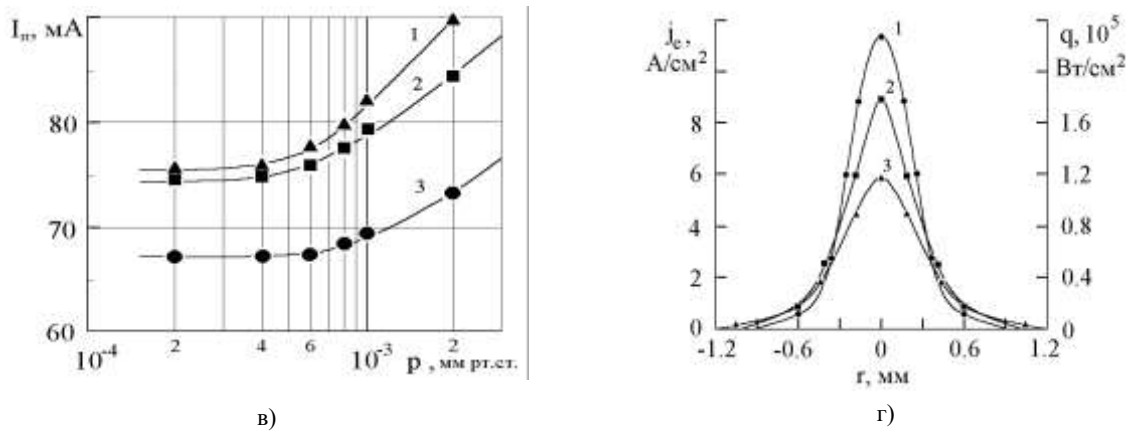


Рис. 9. Характеристики источника:

а – эмиссионная: $U_y = 18$ кВ; $Q = 60$ атм·см³/ч; 1, 2 – $p = 4 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.; 3 – $p = 10^{-3}$ мм рт. ст.;
 1 – $R_{cm} = 0$; 2, 3 – $R_{cm} = 1$ кОм;

б – вольт-амперная: $Q = 60$ атм·см³/ч; $I_p = 0,2$ А; 1 – $p = 4 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.; 2 – $p = 10^{-3}$ мм рт. ст.;
 1 – $R_{cm} = 0$; 2 – $R_{cm} = 1$ кОм;

в – газовая характеристика: $U_y = 16$ кВ; $Q = 60$ атм·см³/ч; 1 – $R_{cm} = 0$; 2 – $R_{cm} = 0,5$ кОм, 3 – $R_{cm} = 1$ кОм;

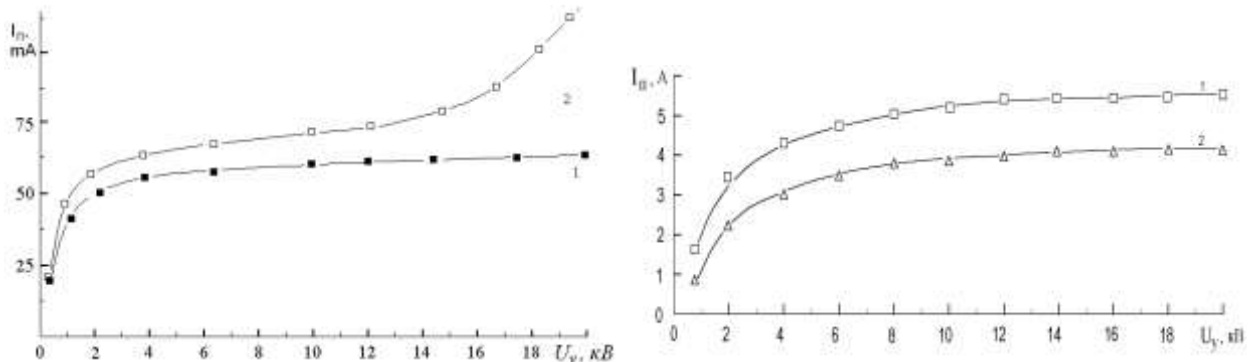
г – распределение плотности тока и плотности мощности по сечению пучка: $U_y = 18$ кВ; $Q = 60$ атм·см³/ч;
 $I_p = 0,2$ А; $I_n = 0,08$ А; 1 – $R_{cm} = 1$ кОм; 2 – $R_{cm} = 0,5$ кОм, 3 – $R_{cm} = 0$.

Следует отметить, что в представленных зависимостях указано ускоряющее напряжения, более низкое, чем которые, как правило, используются при электронно-лучевой сварке [2]. Однако эти зависимости (см. рис. 9) отражают все области изменения основных технологических параметров. Причем с повышением ускоряющего напряжения вид зависимостей качественно не изменяется, а рассматриваемые параметры улучшаются с точки зрения технологических возможностей пучков. Максимальные значения тока эмиссии ограничиваются условием перехода разряда в дуговую стадию (при токах разряда порядка одного ампера) и сохранением стабильности эмиссии (при эффективности извлечения 30...50 %). Ускоряющее напряжение при соответствующих изменениях в конструкции высоковольтного изолятора может быть увеличено до 50 кВ.

Без существенного изменения конструкции источник такого типа может быть использован для получения электронных пучков большого сечения (см. рис. 8, б) [39].

Плазменный источник электронов отличается тем, что эмиттирующая плазма формируется в электроде-расширителе (экспандере). Поэтому площадь сечения генерируемых электронных пучков соответствует площади сечения экспандера. Для повышения стабильности эмиссионных параметров источника при сохранении максимально высокой плотности эмиссионного тока в нем реализован оригинальный способ двухсеточной стабилизации [36; 37], что позволяет расширить его технологические возможности.

На рисунке 10 представлены типичные характеристики источника с пучком большого сечения (ξ – прозрачность сеточного эмиттерного электрода; Q – скорость напуска плазмообразующего газа в разрядную камеру).



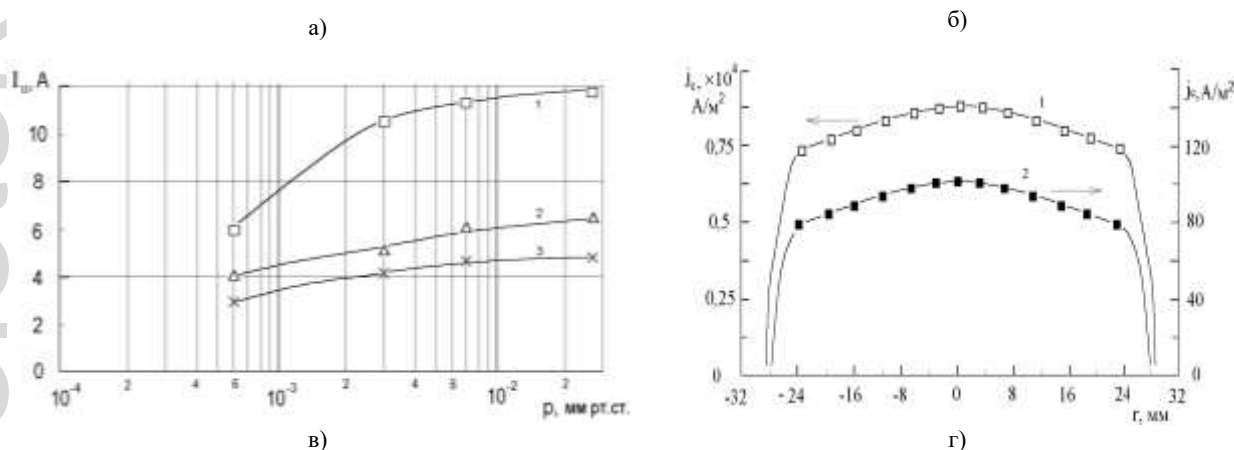


Рис. 10. Характеристики источника с пучком большого сечения $\xi = 0,615$:
 а – вольт-амперная характеристика в стационарном режиме: 1 – две сетки; 2 – одна сетка;
 $Q = 850 \text{ атм}\cdot\text{см}^3/\text{ч}$; $p = 3 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$; 1 – $I_d^0 = 0,15 \text{ А}$; 2 – $I_d^0 = 0,2 \text{ А}$;
 б) – вольт-амперная в импульсном режиме:
 $p = 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$; $Q = 630 \text{ атм}\cdot\text{см}^3/\text{ч}$; 1 – $I_d = 11 \text{ А}$; 2 – $I_d = 7 \text{ А}$;
 в) – газовая характеристика в импульсном режиме:
 $\xi = 0,472$; $U_y = 18 \text{ кВ}$; 1 – $I_d = 20 \text{ А}$; 2 – $I_d = 11 \text{ А}$; 3 – $I_d = 7 \text{ А}$;
 г) – распределение плотности тока по сечению пучка:
 1 – импульсный режим (длительность импульса 100 мкс); 2 – стационарный режим

Заклучение

Результаты выполненных исследований показывают:

- плазменные источники электронов, в том числе и разработанные в Полоцком государственном университете, являются перспективной альтернативой термокатодным пушкам для реализации широкого спектра электронно-лучевых технологий в машино- и приборостроении;
- ПИЭЛ могут быть использованы при разработке и создании отечественных электронно-лучевых энергокомплексов или при модернизации существующих с целью повышения их производительности и долговечности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шиллер, З. Электронно-лучевые технологии / З. Шиллер, У. Гайзиг, З. Панцер. – М.: Энергия, 1980. – 528 с.
2. Электронно-лучевая сварка / О.К. Назаренко [и др.]; под ред. Б.Е. Патона. – Киев: Наукова думка, 1987. – 256 с.
3. Рыкалин, Н.Н. Основы электронно-лучевой обработки материалов / Н.Н. Рыкалин, И.В. Зуев, А.А. Углов. – М.: Машиностроение, 1978. – 240 с.
4. Шипко, А.А. Упрочнение сталей и сплавов с использованием электронно-лучевого нагрева / А.А. Шипко, И.Л. Поболь, И.Г. Урбан. – Минск: Навука і тэхніка, 1995. – 280 с.
5. Physical processes in plasma electron emitters based on a hollow-cathode reflected discharge / V.L. Galansky [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1994. – Vol. 27. – P. 953 – 961.
6. Возможности и перспективы использования плазменных источников электронов для реализации электронно-лучевых технологий в машиностроении / Груздев В.А. [и др.] // Тяжелое машиностроение (Россия). – № 9. – 2004. – С. 25 – 32.
7. Электронно-лучевая наплавка в вакууме: оборудование, технология, свойства покрытий / В.Е. Панин [и др.] // Сварочное производство. – 2000. – № 2. – С. 34 – 38.
8. Universal plasma electron source / V.A. Grusdev [et al.] // Vacuum 77. – 2005. – P. 399 – 405.
9. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов [и др.]. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 212 с.
10. Источники электронов с плазменным эмиттером / под ред. Ю.Е. Крейнделя. – Новосибирск: Наука, 1983. – 180 с.
11. Крейндель, Ю.Е. Плазменные источники электронов / Ю.Е. Крейндель. – М.: Атомиздат, 1977. – 145 с.

12. Белюк, С.И. Промышленное применение электронных источников с плазменным эмиттером / С.И. Белюк, И.В. Осипов, Н.Г. Ремпе // Изв. вузов. Физика. – 2001. – Т. 44, № 9. – С. 77 – 84.
13. Окс, Е.М. Источники электронов с плазменным катодом / Е.М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.
14. Introduction to plasma physics and controlled fusion Second edition Volume 1 Plasma Physics Francis F. Chen. Plenum Press. – New York and London, 1984. – 398 p.
15. Москалев, Б.И. Разряд с полым катодом / Б.И. Москалев. – М.: Энергия, 1969. – 184 с.
16. Окс, Е.М. Эмиссионные свойства плазмы сверхплотного тлеющего разряда, возбуждаемого в скрещенных $E \times H$ полях / Е.М. Окс, А.А. Чагин // ЖТФ. – 1991. – Т. 61, вып. 6. – С. 204 – 206.
17. Инициирование разряда в плазменном источнике электронов с полым катодом / И.С. Жирков [и др.] // ЖТФ. – 2006. – Т. 76, вып. 10. – С. 128 – 131.
18. Источники электронов с плазменным эмиттером на основе отражательного разряда с полым катодом / В.Л. Галанский [и др.] // Изв. вузов. Физика. – 1992. – Т. 35, № 5. – С. 5 – 23.
19. Плазменный источник электронов: пат. на изобр. ВУ (98), МПК 7 Н 01J 3/02, выдан 8.11.2001. / В.А. Груздев, В.Г. Залесский. – (21) № a20030535 / u20000854; заявл. 01.06.2000; опубл. 08.06.2005 // Афіційны бюл. / Нац. центр інтэлектуал. уласнасці. – 2005.
20. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения / В.А. Груздев [и др.] // ИФЖ. – 2002. – Т. 75, № 3. – С. 166 – 170.
21. Груздев, В.А. Исследование характеристик управления током плазменного эмиттера слоем пространственного заряда в эмиссионном канале / В.А. Груздев, Н.Г. Ремпе // Источники электронов с плазменным эмиттером / под ред. Ю.Е. Крейнделя. – Новосибирск: Наука, 1983. – С. 14 – 20.
22. Riemann, K.-U. The Bohm criterion and sheath formation / K.-U. Riemann // J. Phys. D. – 1991. – Vol. 24. – P. 493 – 518.
23. Крейндел, Ю.Е. Параметры системы плазма – слой в электродной полости разряда низкого давления / Ю.Е. Крейндел, С.П. Никулин // ЖТФ. – 1988. – Т. 58, вып. 6. – С. 1208 – 1209.
24. Семенов, А.П. Свойства открытого разряда низкого давления с полым катодом / А.П. Семенов // ТВТ. – 1992. – Т. 30, № 1. – С. 89 – 95.
25. Груздев, В.А. Эволюция вторичной плазмы в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов при повышенном давлении / В.А. Груздев, В.Г. Залесский // ЖТФ. – 1996. – Т. 66, Вып. 7. – С. 46 – 55.
26. Царев, Б.М. Расчет и конструирование электронных ламп / Б.М. Царев. – М.: Энергия, 1967. – 671 с.
27. Параметры плазмы в эмиссионном канале плазменного эмиттера / В.Л. Галанский [и др.] // ЖТФ. – 1990. – Т. 60, вып. 4. – С. 168 – 170.
28. Gruzdev, V.A. Gas discharge plasma disturbance by electron extraction / V.A. Gruzdev, V.G. Zalesski, D.A. Antonovich // Proc. V Intern. Conf. on Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk, Belarus, September 18 – 22. – 2006. – Vol. I. – P. 154 – 157.
29. Жаринов, А.В. К теории электронных коллекторов в газовом разряде / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 4. – С. 681 – 686.
30. Влияние давления газа на эмиссионные свойства плазменного эмиттера / В.А. Груздев [и др.] // Вестн. Полоцк. гос. ун-та. Сер. С. Фундаментальные науки. – 2007. – № 3. – С. 90 – 98.
31. Алямовский, И.В. Электронные пучки и электронные пушки / И.В. Алямовский. – М.: Сов. Радио, 1966. – 454 с.
32. Груздев, В.А. Влияние ионизации газа в высоковольтном промежутке с плазменным катодом на положение эмиттирующей поверхности плазмы / В.А. Груздев, Ю.Е. Крейндел, Ю.М. Ларин // ЖТФ. – 1973. – Т. 43, вып. 11. – С. 2318 – 2323.
33. Бугаев, С.П. Электронные пучки большого сечения / С.П. Бугаев, Ю.Е. Крейндел, П.М. Щанин. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.
34. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. I / А.В. Жаринов [и др.] // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 1. – С. 66 – 70.
35. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. II / А.В. Жаринов [и др.] // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 4. – С. 687 – 693.
36. Груздев, В.А. О деформации распределения потенциала в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов при повышенном давлении / В.А. Груздев, В.Г. Залесский, О.Н. Петрович // ЖТФ. – 1995. – Т. 65, вып. 10. – С. 38 – 45.
37. Simulation of conditions of formation a stationary big section beam in plasma electron sources // Proc. XXI Intern. Simp. on Discharge and electrical insulation in vacuum, Yalta, Ukraine, 2004. – V.2. – P. 545 – 546.

38. Груздев, В.А. Анализ возможности стабилизации эмиссионного тока плазменных эмиттеров при возмущении плазмы отбором электронов / В.А. Груздев, В.Г. Залесский, Ю.П. Голубев // Вестн. Полотк. гос. ун-та. Сер. С. Фундаментальные науки. – 2005. – № 4. – С. 103 – 109.
39. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения: пат. ВУ 469 У, МПК Н 01J 3/04, выдан 8.11.2001 / В.А. Груздев, В.Г. Залесский, Ю.П. Голубев // Афіцыйны бюл. / Дзярж. пат. ведамства Рэсп. Беларусь – 2002. – № 1(32). – С. 221 – 222.

Поступила 25.06.2007