

ОПТИМИЗАЦИЯ РАЗРЯДОВ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА В РЕЖИМЕ ГЕНЕРАЦИИ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

П. Л. Усенко, В. В. Гаганов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Приводятся характеристики разрядов плазменного фокуса и масштабные закономерности выхода проникающих излучений. Рассмотрен инвариантный параметр, служащий критерием оптимизации режимов работы газоразрядных камер коаксиальной геометрии. Представлены результаты исследований мягкого рентгеновского излучения, генерируемого сферической газоразрядной камерой с плазменным фокусом разработки РФЯЦ-ВНИИЭФ. На основе полученных данных продемонстрировано выполнение критерия оптимизации для сферических газоразрядных камер.

Ключевые слова: плазменный фокус, газоразрядные камеры, мягкое рентгеновское излучение, пинч-эффект.

OPTIMIZATION OF THE PLASMA FOCUS DISCHARGES IN THE EMISSION MODE / P. L. USENKO, V. V. GAGANOV // There are presented characteristics of the discharges and scaling laws for penetrating radiation yields. The invariant drive parameter, serving as optimization criterion for operation modes of the coaxial geometry discharge chambers, is conceded. The investigation results of the soft x-ray emission from the plasma focus spherical discharge chamber, developed by RFNC-VNIIEF, are presented. The obtained data demonstrates of optimization criterion fulfillment for the spherical discharge chambers.

Key words: plasma focus, soft X-ray, discharge chambers, Pinch-effect.

Сильноточные электрические газовые разряды в геометрии нецилиндрического Z-пинча или плазменного фокуса (ПФ) прочно вошли в практику физического эксперимента в качестве сравнительно простых двухэлектродных устройств, используемых для создания плазмы с рекордным энерго-содержанием в единице объема. Эффективные сжатие и нагрев за счет собственного магнитного поля разрядного тока (пинч-эффект) и джоулевых потерь приводят здесь к кумуляции энергии и рабочего вещества на оси системы с формированием локального плотного высокотемпературного плазменного образования (собственно ПФ). В более широкой трактовке термин ПФ отождествляется со всем процессом развития пинчевания или с названием соответствующих экспериментальных устройств [1].

От начала отечественной программы термоядерных исследований главным стимулом изучения пинчующихся разрядов являлась перспектива осуществления термоядерного зажигания. В дальнейшем, по мере развития представлений о харак-

тере процессов в таких разрядах, основной акцент исследований сместился в область изучения динамики пинчующейся плазмы и генерации проникающих излучений [2].

В настоящее время, несмотря на отсутствие полного понимания механизмов, ответственных за процессы в ПФ, подобные устройства нашли широкое применение в качестве источников термоядерных нейтронов или рентгеновского излучения (РИ). Этому способствуют высокий выход генерируемых излучений и относительная простота реализации соответствующих режимов разрядов. Плазмообразующей средой, как правило, служат водород и его изотопы, инертные газы, а также их смеси [3].

Конструкции газоразрядных камер и качественная картина развития разрядов

Существуют два классических варианта конструкций газоразрядных камер ПФ, различающих-

ся по характеру развития разрядов. Это конструкции радиальной (ПФФ) и коаксиальной (ПФМ) геометрий разработки Филипповых и Дж. Мейзера (*J. Mather*), соответственно. В ПФФ движение токово-плазменной оболочки (ТПО) к оси системы под действием электродинамических сил разрядного тока начинается практически сразу после пробоя вдоль поверхности изолятора, а в ПФМ этому предшествует фаза ускорения в межэлектродном зазоре. Общим является внутреннее расположение анода, что обеспечивает кумуляцию ТПО вблизи его торца. Выбор между вариантами конструкций камер преимущественно связан с вопросами согласования электротехнических параметров генератора импульсных токов (ГИТ) и плазменной нагрузки в целях получения максимального выхода генерируемого излучения [3–5].

Установки ПФ, как правило, запитываются от емкостных ГИТ с накопителем энергии в виде батареи низкоиндуктивных импульсных конденсаторов (КБ) при начальных напряжениях разрядов $U = 10\text{--}50$ кВ и длительности фронта токового импульса порядка микросекунд. Поскольку формирование ПФ требует концентрации энергии $\geq 10^5$ Дж/см³ (для сравнения, энергоемкость бризантных взрывчатых веществ не превышает 10^4 Дж/см³), ключевым для выполнения этих условий является использование мегаамперных ГИТ, обеспечивающих скорость нарастания тока в нагрузке $dI/dt \geq 10^{11}\text{--}10^{12}$ А/с [3, 6].

Исследования пинчующихся разрядов, проводимые в РФЯЦ-ВНИИЭФ с середины 1960-х годов под руководством А. И. Павловского и В. А. Цукермана, привели к разработке камер ПФ с криволинейной формой электродов – сферических газоразрядных камер (СФК) Н. Г. Макеева и В. Г. Румянцева, занимающих промежуточное положение относительно конструкций ПФФ и ПФМ. В СФК обеспечиваются сравнительно протяженная фаза ускорения ТПО в межэлектродном зазоре (как в ПФМ) и быстротечная фаза радиального схождения к оси системы (как в ПФФ) [3].

Качественная картина развития разрядов, общая для всех конструкций камер, состоит в следующем. При подаче высокого напряжения на внутренний электрод происходит пробой газоразрядного промежутка и ионизационное скинирование тока у поверхности изолятора с формированием ТПО, однородность и азимутальная симметрия которой определяют степень последующей кумуляции энергии в зоне ПФ. ТПО проходит стадии отрыва от поверхности изолятора, ускорения в межэлектродном зазоре (со сгребанием и иони-

зацией рабочего газа) и осесимметричного радиального сжатия на оси. Существенную роль в динамике ТПО играет потеря рабочего вещества за счет ее нецилиндричности [1, 5].

На конечной стадии сжатия происходит термализация кинетической энергии ТПО с образованием плазменного пинча. Его дальнейшая эволюция приводит к появлению осевой перетяжки и формированию высокотемпературного ПФ. Причиной развития перетяжки служит увеличение давления азимутального магнитного поля (P_m) тока через ТПО (I_p) при уменьшении радиуса пинча из-за стохастического возмущения его внешней границы. Плазма в перетяжке удерживается по радиусу магнитным полем и вытекает вдоль оси системы со скоростью $\sim 10^8$ см/с. При этом предполагается выполнение условия радиального равновесия У. Беннета (*W. Bennet*) – равенства газодинамического давления плазмы (P_m) давлению азимутального магнитного поля: $P_m = P_M$ [7–9]. В приближении одинаковых значений электронной и ионной температур ($kT_e \approx kT_i$) и однородного распределения зарядового состава ионов ($n_e = n_i \cdot Z_{ef}$): $P_m = (n_e + n_i)kT_e$, где n_e и n_i – концентрации электронов и ионов, соответственно; Z_{ef} – эффективный заряд ионов. Давление магнитного поля $P_M = \mu_0 I_p^2 / (8\pi^2 r^2)$, где μ_0 – магнитная постоянная; r – радиус пинча. Отсюда

$$n_i (\text{см}^{-3}) \cdot (Z_{ef} + 1) \cdot \pi r^2 (\text{см}^2) \cdot kT_e (\text{кэВ}) \approx 3,12 \cdot 10^{18} \cdot I_p^2 (\text{МА}^2). \quad (1)$$

На заключительном этапе эволюции, по мере снижения погонного числа частиц и разрядного тока, происходит уменьшение электронной температуры плазмы, что определяет время жизни излучающего ПФ. Более подробная и, зачастую, противоречивая картина развития разрядов включает в себя рассмотрение сложного комплекса приэлектродных явлений, процессов вблизи поверхности изолятора, структуры фронта ударной волны, филаментации ТПО и др. [10, 11].

Масштабные закономерности эмиссии

Систематические многолетние исследования выявили ряд общих закономерностей эволюции ПФ для газоразрядных камер разных конструкций, однако, к настоящему времени законченное самосогласованное описание его динамики отсутствует. В этой связи представляет интерес установле-

ние эмпирических масштабных закономерностей (скейлингов) между выходом проникающих излучений и начальными условиями разрядов, что позволяет прогнозировать запас повышения эмиссии и осуществлять ее регулировку посредством реализации различных режимов работы газоразрядных камер. Например, разряды ПФ на дейтерии могут быть оптимизированы либо по выходу нейтронов, либо по выходу энергии РИ за счет различий в динамике нагрева ионов и электронов.

В ходе исследований ПФ получен ряд скейлингов, главным образом, касающихся интегрального выхода ДД-нейтронов (Y_n). Найдены зависимости выхода от начального напряжения разрядов $Y_n \propto U^{4,0-4,5}$ при постоянной емкости КБ ($C = \text{const}$) и $Y_n \propto C^{2,5}$ при $U = \text{const}$, являющиеся частными случаями скейлинга от энергетики разрядов для ПФФ, ПФМ и СФК: $Y_n \propto W^{2,0-2,5}$ [1, 12]. В то же время известно, что максимальный ток разряда КБ следует зависимости $I \propto W^{0,5}$, т. е. емкостные ГИТ обеспечивают примерно одинаковый ток для конкретных значений накопленной энергии [13]. Поскольку сжатие ТПО происходит за счет электродинамических сил разрядного тока (1), то и основным показателем энергонапряженности разрядов следует считать ток, а не энергию в КБ. Действительно, установлен степенной скейлинг выхода нейтронов в зависимости от тока разряда: $Y_n \propto I^{3,0-5,0}$ [14]. Очевидно, что прогресс в развитии устройств ПФ определяется увеличением разрядного тока и его производной (согласно скейлингу $Y_n \propto (dI/dt)^{2,4}$ из [3]), обеспечивающей более ранний отрыв ТПО от поверхности изолятора и снижение содержания в ней примесей его паров. Непосредственно через пинч протекает не весь разрядный ток (эффект периферийного шунтирования), поэтому важно обеспечить его высокие значения именно через ТПО. В ходе исследований в этом направлении получен скейлинг: $Y_n \propto I_p^{3,2-3,3}$ [3, 15].

Достижение высоких значений тока ТПО определяется согласованием внешнего разрядного контура с динамикой пинчевания. Условием оптимального согласования служит близость времени прихода ТПО на ось системы к длительности фронта токового импульса [5, 10]. Критическими параметрами также являются давление плазмообразующей среды и размеры электродов газоразрядных камер. Для фиксированной энергетики существует оптимальное давление рабочего газа, когда режим разряда согласован с параметрами внешнего контура, а любые отклонения давления от оптимального приводят к уменьшению концен-

трации энергии в зоне ПФ [3]. Что касается размеров электродов, то в рамках даже чисто электротехнического подхода (без учета процессов генерации) повышение выхода нейтронов требует выбора эффективной геометрии электродов в сочетании с увеличением рабочего напряжения КБ: $I \propto U \cdot r_A$, где r_A – радиус анода [13, 16].

При разрядах ПФ в сильноизлучающих газах динамика ТПО отлична от таковой в дейтерии, где основное влияние оказывают состав и давление плазмообразующей среды. Скорости ТПО для разных газов могут не совпадать даже при их одинаковых массовых плотностях, что требует индивидуального согласования режимов разрядов [17–19].

В отличие от режимов с генерацией нейтронов, для интегрального выхода энергии мягкого РИ (Y_R) получен менее представительный набор скейлингов, что обусловлено методической сложностью проведения измерений и интерпретации данных рентгеновской диагностики. В частности, для ПФФ найдена зависимость выхода в линиях Н- и Не-подобных ионов неона: $Y_R \propto I_p^{3,5-4,0}$ [20].

Для разрядов ПФМ на дейтерии установлены скейлинги, включающие ток разряда и радиус анода: $Y_R \propto I^4 / r_A^2$ [17]. Для одной из модификаций сферических газоразрядных камер (СФК-17) при разрядах на неоне получен скейлинг [3]: $Y_R \propto I^{4,5}$.

Инвариантный параметр оптимизации режимов разрядов

Анализ разрядов ПФМ, оптимизированных по выходу нейтронов, позволяет выделить инвариантный параметр D , связывающий ток через ТПО, радиус анода и начальное давление дейтерия (P_D) [21, 22]. Его значение остается практически неизменным (стандартное отклонение менее 10 %) в широком диапазоне энергетики разрядов для существенно различающихся модификаций ПФМ:

$$D = I_p / \left(r_A P_D^{1/2} \right) \approx 89 \pm 8 \text{ кА}/(\text{см} \cdot \text{Торр}^{1/2}). \quad (2)$$

Инвариантность параметра D является следствием некоего самоорганизующегося ограничения на функционирование ПФ. Здесь возможна аналогия с интегралом действия для электрического взрыва проводников, значение которого меняется в пределах $\pm 10\%$ при изменении плотности тока, сечения и длины проводника на порядки величины [23]. Этим свойством консервативности систе-

мы, вероятно, частично объясняются неудавшиеся попытки увеличения выхода нейтронов ПФ наращиванием энергетики КБ более МДж [16].

Параметр D характеризует средние скорости ТПО для ПФМ в фазах ускорения в межэлектродном зазоре и радиального схождения к оси по модели «снежного плуга» ($v \propto D$), удовлетворительно описывающей процесс пинчевания [15, 21, 22]. Постоянство параметра указывает на примерно одинаковые значения этих скоростей в оптимальных режимах генерации нейтронов, что также подтверждает эмпирическую тенденцию увеличения размеров анода газоразрядных камер по мере роста разрядного тока и позволяет сделать заключение о сходном уровне достигаемых температур и плотностей плазмы [1, 16]. К концу фазы радиального сжатия кинетическая энергия ионов является основным источником энергии пинчующейся плазмы, и ее температура должна следовать зависимости: $kT_e \propto v^2 \propto D^2$. Для газоразрядных камер других конструкций параметр D определяет скорость радиального схождения ТПО к оси из-за отличий в динамике разрядов [24–26].

По своему физическому смыслу параметр D служит мерой энергии магнитного поля на единицу массы, и можно предположить, что он выполняется для всех пинчующихся систем [25–27]. Например, условия разрядов СФК-17 ($r_A = 4$ см) на дейтерии в оптимальном режиме генерации нейтронов ($P_D = 20$ Торр и $I = 1600$ кА [3]) соответствуют значению D из (2): $D = 89$ (здесь и далее размерность опущена). Поэтому представлялось возможным распространить применение инвариант-

ного параметра также и на случаи, для которых он не был установлен первоначально, т. е. для камер СФК.

Аналогично нейтронному режиму разрядов, значение D может быть выведено и для режимов, оптимизированных для генерации мягкого РИ [24]. Такая возможность продемонстрирована в работах [24, 25], где показано, что для газов со средними атомными номерами динамика пинчевания однозначно определяется начальным давлением, током через ТПО и радиусом анода. Данная аргументация может быть перенесена и на разряды в легких газах. Например, для ПФМ разных модификаций в режиме генерации мягкого РИ на дейтерии получено среднее значение $D \approx 98$ [17].

Авторами настоящей работы выполнены оценки значений параметра D для всех трех типов конструкций газоразрядных камер ПФ в оптимальных режимах генерации мягкого РИ, представленные в табл. 1 (давления газонаполнения приведены к эквивалентному по массовой плотности давлению дейтерия). Использовались данные лишь из тех работ, в которых приводятся размеры анода, разрядный ток и начальное давление плазмообразующей среды. Несмотря на разброс, преимущественно обусловленный неопределенностью тока через ТПО (чаще приводится максимальный ток разряда), полученное среднее $D \approx 93 \pm 5$ следовало оценке из [17]. Значения параметра для ПФФ ($D \approx 92$) и СФК-17 ($D \approx 96$) также вписывались в 5 % диапазон его вариации.

Таблица 1

Параметры разрядов ПФ в оптимальных режимах генерации мягкого РИ

Газоразрядная камера	$I(I_p)$, кА	r_A , см	Плазмообразующая среда	P_D , Торр	D , кА/(см·Торр ^{1/2})
ПФМ [30]	250	1,75	H ₂ (90 %) + CH ₄ (10 %)	1,7	110
ПФМ [31]	300	2,5	D ₂	1,8	89
ПФМ [32]	175	1,0	Ne	3,8	90
			Ar	3,8	90
			Xe	2,4	113
ПФМ [33]	500	3,25	D ₂	3,0	89
ПФМ [17]	172	0,95	D ₂	3,4	98
ПФМ [34]	286	1,75	D ₂	2,5	103
			D ₂	4,5	105
ПФМ [35]	1500–1800	11,5	D ₂	3,0	75–90
ПФМ [25]	270	1,0	Ne	15,0	70
ПФМ [36]	340–370	2,55	Ne	2,0	94–102
ПФМ [37]	400	2,0	D ₂ (80 %) + Ar(20 %)	8,4	69
			Ar	4,5	94
ПФФ [38]	9000	50	D ₂	3–5	80–104
СФК-17 [3]	750–800	4,0	H ₂	4,0	94–100
			H ₂ (90 %) + Xe(10 %)	5,6	95

Таким образом, оценка параметра $D \approx 93 \pm 5$ может использоваться в качестве универсального критерия для оптимизации режимов разрядов ПФ с генерацией мягкого РИ, применительно к разным типам газоразрядных камер и плазмообразующих сред. Полученный результат также служил аргументом в пользу выполнимости для камер СФК модели процессов из [22, 28], связывающей длительность эмиссии РИ ($t_{0,5}$) с размером анода. Поскольку $Y_R \propto V \cdot t_{0,5}$, где объем плазмы $V \propto r_A^3$, а $t_{0,5} \propto r_A$, то в итоге имеем: $Y_R \propto r_A^4$. В силу инвариантности параметра D это эквивалентно зависимости $Y_R \propto I_p^4$, подтверждающей эмпирический скейлинг для камеры СФК-17 из [3].

Оценки значений параметра D позволяют целенаправленно выбирать начальные условия разрядов для управления температурой и эмиссией мягкого РИ плазменного пинча. Повышение температуры при $D > 88-98$ достигается только посредством специальных мероприятий, например, с использованием ступенчатой структуры анода ($D \approx 130$) [17], специфической подготовкой поверхности изолятора ($D \approx 132$) [29] или переходом на многократный (герцовый) режим разрядов ($D \approx 139$) [27].

Разряды СФК-17 в режиме генерации мягкого рентгеновского излучения

Авторами проведены исследования РИ в спектральном диапазоне 0,5–5,0 кэВ, генерируемого камерой СФК-17 при разрядах в водороде с малыми добавками неона (~ атомных %) в режиме смены газовой смеси после каждых пяти разрядных импульсов для минимизации влияния адсорбированных примесей [19]. Водород служил обеспечению массовой плотности ТПО для согласования с разрядным контуром емкостного ГИТ ($W = 40$ кДж), а неон вносил значимый вклад в эмиссию плазменного пинча, обусловленную характеристическим излучением многозарядных ионов NeIX и NeX с энергиями основных резонансных линий 0,922 кэВ и 1,022 кэВ, соответственно.

Регистрация РИ выполнялась по методу поглощающих фильтров с использованием полупроводниковых кремниевых детекторов СППД11-04 и селективных поглощающих фильтров из лавсана (6 мкм), Al (5,8 мкм), Cu (0,29 мкм) и Ni (0,26 мкм), нанесенных на пленку из полипараксилилена $C_{16}H_{28}$ (0,5 мкм). Значения электронной температуры плазмы восстанавливались с погрешностью

не хуже 40 % (доверительная вероятность $p = 0,95$) из решения системы интегральных уравнений, связывающих регистрируемые заряды с детекторов со спектром генерируемого РИ. В качестве априорной информации при восстановлении использовалась параметрическая модель спектра РИ в виде рекомбинационно-тормозного контурума с наложенным излучением резонансных линий, а также спектр, полученный по радиационно-столкновительной модели плазмы комплекса расчетных методик СС-9 [39]. Ток разрядов измерялся интегрирующим поясом Роговского с погрешностью 10 % ($p = 0,95$).

Основной задачей, решаемой в работе [19], являлось снижение температуры плазменного пинча для уменьшения кратности заряда ионов и преимущественной генерации ультрамягкого РИ. Исследования выполнялись при давлении газовой смеси, эквивалентном давлению дейтерия $P_D = 7,0$ Торр, и пониженной энергетике разрядов 7–12 кДж, т. е. в их явно неоптимальных режимах, следующих из значений параметра $D < 93$. Углубленный анализ данных из [19] показал, что полученные результаты оказались более информативными и позволили сделать вывод относительно режимов разрядов СФК-17, выходящий за рамки поставленной задачи.

Параметры разрядов и результаты измерений генерируемого РИ, лишь частично вошедшие в [19], представлены в табл. 2. Погрешности значений величин ($p = 0,95$) приводятся по их разбросу при одинаковых условиях разрядов за 5–10 разрядных импульсов.

Таблица 2

Параметры разрядов СФК-17, электронная температура плазмы и выход энергии излучения в резонансной линии NeIX

W , кДж	7,1	8,5	9,9	11,5
I , кА	550 ± 55	590 ± 59	620 ± 62	675 ± 68
D , кА/(см·Торр ^{1/2})	51	56	58	63
kT_e , эВ	92 ± 14	116 ± 9	138 ± 15	194 ± 32
Y_R , Дж	$0,02 \pm 0,04$	$0,22 \pm 0,04$	$0,48 \pm 0,05$	$0,85 \pm 0,08$

Отмеченное ранее условие $kT_e \propto D^2$ для постоянного начального давления газа аналогично скейлингу $kT_e \propto I^2$. Аппроксимация значений температуры линейной функцией с коэффициентом корреляции $R \approx 0,992$ (рис. 1), выполненная по

методу наименьших квадратов, свидетельствовала об отличном соответствии этому скейлингу. Зависимость интегрального выхода энергии РИ в линии NeIX (рис. 2) также подтверждала скейлинг от четвертой степени разрядного тока ($R \approx 0,993$).

Выполнение указанных скейлингов, следующих из инвариантности параметра D , позволяет заключить, что он может служить целям оптимизации режимов разрядов ПФ газоразрядных камер СФК-17 с генерацией мягкого РИ. Использование полученного значения $D \approx 93 \pm 5 \text{ кА}/(\text{см} \cdot \text{Торр}^{1/2})$ дает возможность выбора оптимальных начальных условий (давления газонаполнения и энергетике) таких разрядов для повышения параметров эмиссии и планирования результатов экспериментов с камерами СФК.

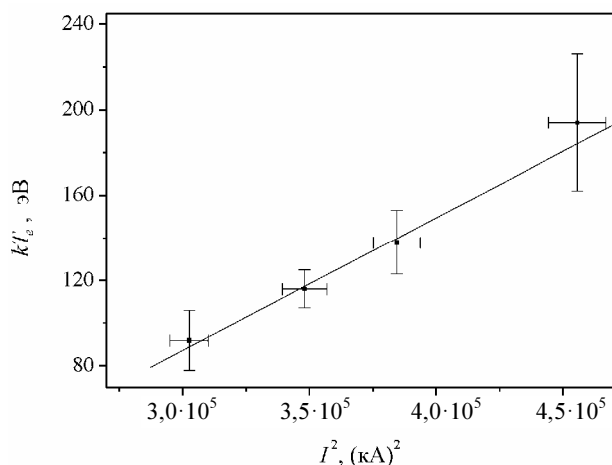


Рис. 1. Зависимость электронной температуры от максимума разрядного тока

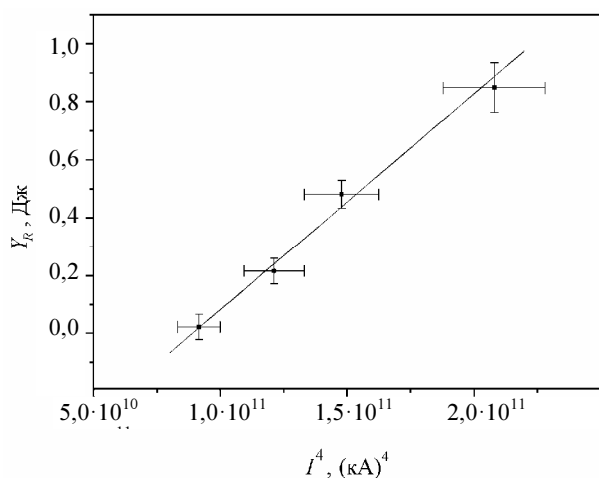


Рис. 2. Зависимость выхода энергии излучения NeIX от максимума разрядного тока

Список литературы

1. Филиппов Н. В. Обзор экспериментальных работ, выполненных в ИАЭ им. И. В. Курчатова, по исследованию плазменного фокуса // Физика плазмы. 1983. Т. 9. Вып. 1. С. 25–44.
2. Шафранов В. Д. Первый период истории термоядерных исследований в Курчатовском институте // Успехи физических наук. 2001. Т. 171. Вып. 8. С. 877–886.
3. Физика и техника импульсных источников ионизирующих излучений для исследования быстротекущих процессов. Сборник научных трудов / Под ред. Н. Г. Макеева. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1996.
4. Decker G., Kies W., Pross G. Experiments solving the polarity riddle of the plasma focus // Physics Letters. 1982. Vol. 89A, N 8. P. 393–396.
5. Вихрев В. В., Брагинский С. И. Динамика Z-пинча // Вопросы теории плазмы. 1980. Вып. 10. С. 243–318.
6. Soto L., Esaulov A., Moreno J. et al. Transient electrical discharges in small devices // Physics of Plasmas. 2001. Vol. 8, N 5. P. 2572–2578.
7. Трубников Б. А. Теория плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1996.
8. Witalis E. A. Z-pinch dynamics from the generalized Bennet relation // Physical Review A. 1974. Vol. 10, N 6. P. 2333–2377.
9. Pereira N. R. A simple derivation of the Pease-Braginskii current // Physics of Fluids, 1990. Vol. B2, N 3. P. 677–678.
10. Pereira N. R., Davis J. X-rays from Z-pinch on relativistic electron-beam generators // Journal of Applied Physics. 1988. Vol. 64, N 3. P. R1–R27.
11. Имшенник В. С., Боброва Н. А. Динамика столкновительной плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1997.
12. Maisonnier C., Gourlan C., Luzzi G. et al. Structure of the dense plasma focus, part II: neutron measurements and phenomenological description // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. 1971. Vol. I. P. 523–532.
13. Decker G., Flemming L., Kaeppler H. J. et al. Current and neutron yield scaling of fast high voltage plasma focus // Plasma Physics. 1980. Vol. 22. P. 245–260.
14. Schmidt H. The plasma focus – A review // Atomkernenergie/Kerntechnik. 1980. Vol. 36, N 3. P. 161–166.
15. Krompholz H., Ruhl F., Schneider W. et al. A scaling law for plasma focus devices // Physics Letters. 1981. Vol. 82A, N 2. P. 82–84.

16. Никулин В. Я., Полухин С. Н. К вопросу о нейтронном скейлинге плазменного фокуса. Электротехнический подход. Препринт № 12. – М.: ФИАН, 2006.
17. Serban A., Lee S. Soft x-ray emission from a small plasma focus operated in deuterium // *Plasma Sources Scientific Technology*. 1997. Vol. 6. P. 78–85.
18. Zakaullah M., Alamgir K., Shafiq M. et al. Scope of plasma focus with argon as a soft X-ray source // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2002. Vol. 30, N 6. P. 2089–2094.
19. Усенко П. Л., Субботин А. Н., Гаганов В. В. Газоразрядный источник квазимонохроматического ультрамягкого рентгеновского излучения // *Приборы и техника эксперимента*. 2002. Вып. 3. С. 93–100.
20. Filippov N. V., Filippova T. I., Khitoretkaia I. V. et al. Megajoule scale plasma focus as efficient X-ray source // *Physics Letters*. 1996. Vol. A211, N 3. P. 168–171.
21. Gerdin G., Venneri F., Boulais K. A scaling law for macroscopic stability of the Mather-type plasma focus // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 1989. Vol. 31, N 9. P. 1341–1363.
22. Lee S., Serban A. Dimensions and lifetime of the plasma focus pinch // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1996. Vol. 24, N 3. P. 1101–1105.
23. Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000.
24. Bergmann K., Lebert R. Yield optimization of the Lyman- α emission in pinch plasmas // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1995. Vol. 28, N 8. P. 1579–1587.
25. Bergmann K., Lebert R., Neff W. Scaling of the K-shell line emission in transient pinch plasmas // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1997. Vol. 30, N 6. P. 990–997.
26. Zhang T., Rawat R. S., Hassan S. M. et al. Drive parameter as a design consideration for Mather and Filippov types of plasma focus // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2006. Vol. 34, N 5. P. 2356–2362.
27. Lee S., Lee P., Zhang G. et al. High rep rate high performance plasma focus as a powerful radiation source // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1998. Vol. 26, N 4. P. 1119–1125.
28. Lee S. Energy balance and the radius of electromagnetically pinched plasma columns // *Plasma Physics*. 1983. Vol. 25, N 5. P. 571–576.
29. Feugeas J. N. The influence of the insulator surface in the plasma focus behavior // *Journal of Applied Physics*. 1989. Vol. 66, N 8. P. 3467–3471.
30. Hirano K., Yamamoto T., Shimoda K., Nakajima H. Production of a highly ionized beam by a plasma focus // *Journal of the Physical Society of Japan*. 1989. Vol. 58, N 10. P. 3591–3599.
31. Borowiecki M., Czekaj S., Denus S. et al. The dynamics and plasma sheath structure in the plasma-focus device // *Journal of Technical Physics*. 1984. Vol. 25, N 3–4. P. 457–473.
32. Beg F. N., Ross I., Lorenz A. et al. Study of X-ray emission from a table top plasma focus and its application as an X-ray backlighter // *Journal of Applied Physics*. 2000. Vol. 88, N 6. P. 3225–3230.
33. Venneri F., Gerdin G. Time-resolved temperature measurement of a pinched plasma using the dispersive X-ray analysis of the continuum // *Review of Scientific Instruments*. 1990. Vol. 61, N 2. P. 3797–3806.
34. Kashani M. Energy dissipation in run-down phase of Mather-type plasma focus discharges // *Journal of Physical Society of Japan*. 2003. Vol. 72, N 3. P. 526–532.
35. Кубеш П., Краварик Й., Клир Д. и др. Рентгеновская и нейтронная эмиссия в экспериментах с Al проволокой на мегаамперном плазменном фокусе // *Физика плазмы*. 2005. Т. 31. Вып. 5. С. 422–431.
36. Burkhalter P. G., Mehlman G., Newman D. A. et al. Quantitative X-ray emission from a DPF device // *Review of Scientific Instruments*. 1992. Vol. 63, N 10. P. 5052–5055.
37. Gribkov V. A., Srivastava A., Keat P. L. C. et al. Operation of NX2 dense plasma focus device with argon filling as a possible radiation source for micro-machining // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2002. Vol. 30, N 3. P. 1331–1338.
38. Азизов Э. А., Полоцкий А. П., Настоящий А. Ф. и др. Мощный самосжимающийся разряд с пространственным обострением тока // *Материалы I Всесоюзного семинара по динамике сильноточного дугового разряда в магнитном поле*. Новосибирск, 10–13 апреля 1990 г. / Под ред. М. Ф. Жукова. – Новосибирск, 1990. С. 280–295.
39. Войнов Б. А., Гаспарян П. Д., Кочубей Ю. К. и др. Расчеты переноса излучения в отсутствие ЛТР – локального термодинамического равновесия // *ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов*. 1993. Вып. 2. С. 65–69.

Контактная информация –
Усенко Павел Леонидович,

старший научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ
тел.: (831 30) 2-86-11

Статья поступила в редакцию 30.06.2011.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 3–9.