

Генерация высоковольтных импульсов с субнаносекундным фронтом нарастания в „открытом разряде“. I. Конструкции и результаты экспериментальных исследований коммутационных характеристик

© П.А. Бохан, П.П. Гугин, Д.Э. Закревский, М.А. Лаврухин

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 5 сентября 2014 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования нового типа коммутатора, построенного на основе фотоэлектронного открытого разряда, позволяющего генерировать высоковольтные импульсы с субнаносекундными фронтами. Исследованы два типа конструкций коммутатора — с коаксиальной и планарной геометриями. Показана возможность коммутации токов в десятки килоампер со временами коммутации меньше 0.4 ns, при напряжении до 20 kV, в частотном режиме до 100 kHz, с эффективностью не хуже 0.9.

Введение

Генерирование импульсов с наносекундным и субнаносекундным фронтами нарастания является быстро развивающейся областью исследования вследствие широкого применения в различных областях науки и техники [1–4]. Первичным элементом генератора является коммутатор — устройство, способное перейти из непроводящего в высокопроводящее состояние за минимально короткое время. История вопроса, насколько известно авторам настоящей работы, началась с работы [5], в которой был получен фронт импульса $\tau_s < 1$ ns при существенном (до двух раз) импульсном превышении статического пробивного напряжения искрового промежутка. С этого времени были разработаны генераторы импульсов с субнаносекундными фронтами, построенные с использованием разнообразных физических принципов [1,2]. Наиболее широкое распространение получили генераторы, построенные на основе трех видов коммутаторов:

1. Искровые разрядники. Развитие метода уменьшения τ_s , осуществленного в [5], привело к созданию целой отрасли науки и техники [2,6–9]. Для получения $\tau_s < 1$ ns применяется метод последовательной компрессии первоначального импульса, что позволило достигнуть $\tau_s < 0.1$ ns с использованием на последней стадии водородных разрядников с давлением водорода ~ 100 atm [3,10]. Проблемой для этого направления является низкая частота следования импульсов f , которая в непродуваемых разрядниках не превышает 100 Hz.

2. Частично или полностью управляемые полупроводниковые структуры транзисторно-тиристорного типа [11–15], работоспособные до частот следования импульсов в сотни килогерц. В зависимости от типа прибора они допускают скорость роста тока от 200 A/ns до 1 kA/ns при напряжении 1–3 kV. Для получения больших мощностей используются последовательно-параллельные сборки, что усложняет устройство и

снижает среднюю (в расчете на единичный элемент) коммутируемую мощность.

3. DSRD-диоды (drift step recovery diode) и SOS-диоды (silicon opening switch) [16], принцип работы которых основан на резком восстановлении сопротивления диода при приложении обратного напряжения к p^+p-n-n^+ -переходу после его заполнения электронно-дырочной плазмой. Такие приборы функционируют в качестве размыкателей в индуктивных накопителях. Как и приборы в п. 2 единичный элемент DSRD- или SOS-диодов выдерживает рабочее напряжение в несколько киловольт (≤ 3 kV). Поэтому для коммутации больших импульсных мощностей требуются последовательно-параллельные сборки, что ограничивает среднюю коммутируемую мощность. В [17] сообщается, что такие сборки работоспособны до частот следования импульсов $f \sim 20$ kHz. Быстрое развитие этого направления к настоящему времени позволило достигнуть величины $f \sim 100$ kHz в режиме цуга импульсов. Недостатком приборов является сравнительно низкая эффективность, составляющая $\sim 25\%$ при большой средней коммутируемой мощности [17].

В настоящей работе представлены результаты исследования нового типа субнаносекундного коммутатора, построенного на отличных от использованных в [1–17] физических принципах. В основе его работы лежит способность фотоэлектронного „открытого разряда“ (ФОР) [18] переходить в стадию с высокой проводимостью за время, значительно меньшее, чем время подъема напряжения на нем [19]. ФОР обычно реализуется между сплошным катодом и сетчатым анодом, за которым расположено протяженное дрейфовое пространство. Первоначально он применялся как источник интенсивных электронных пучков (ЭП) для накачки газовых и полупроводниковых лазеров [20–22]. В работе [23] было предложено использовать ФОР для коммутации высоковольтных (до 20 kV) импульсов. При-

бор получил название „кивотрон“ и мог коммутировать ток в единицы кА с фронтом $\tau_s \sim 10$ ns. Однако в то время исследования не получили должного развития, прежде всего из-за отсутствия явных конкурентных преимуществ кивотрона по сравнению с известными коммутаторами. Работа по изучению коммутации с помощью ФОР с субнаносекундными фронтами на современном уровне стимулирована, с одной стороны, результатами исследований лазера на парах таллия [24] с длительностью импульса излучения менее 3 ns, а также работы [25]. В этой работе прогнозируется значительное повышение мощности и эффективности генерации лазера на парах меди при его накачке прямоугольными импульсами наносекундной длительности, что и подтвердилось частично в первых экспериментах по его возбуждению [26]. С другой стороны, значительно возросло понимание процессов в ФОР, позволившее целенаправленно (в зависимости от решаемых задач), конструировать разрядные ячейки ФОР. В результате в [27] впервые было сообщено о возможности коммутации высоковольтных импульсов с помощью ФОР с фронтом нарастания $\tau_s < 1$ ns при f в десятки кГц. Как и устройства по п. 1–3, разработанный коммутатор работает по принципу компрессии электрической мощности со степенью сжатия (обострения) переднего фронта в одной ступени $S = \tau_{RT}/\tau_s \approx 80-200$, где τ_{RT} — время подъема напряжения на приборе.

1. Аппаратура и методика измерений

Исследования проводились с двумя типами конструкций — с коаксиальной и планарной геометриями. Коаксиальные структуры (рис. 1, *a*) с внутренним диаметром катодов $D_1 = 50$ mm и $D_2 = 28$ mm, толщиной стенок 5 mm изготавливались из реакционно спеченного карбида кремния SiC с удельным сопротивлением $\rho \sim 0.5 \Omega \cdot \text{см}$. Использование разных диаметров катода позволило исследовать зависимость времени коммутации от диаметра, имея в виду, что в первоначальной работе [23] диаметр катода составлял 100 mm. Сетка-анод с геометрической прозрачностью $\mu_1 = 0.9$ и $\mu_2 = 0.95$ соответственно располагалась на расстоянии $d = 3$ mm от катода и имела длину открытой части $l_a = 20$ mm, характерный размер отверстий в сетке $\delta = 1.5$ mm. Для уменьшения индуктивности подвод коммутируемого напряжения осуществляется с обоих концов. Измеренная собственная (паразитная) емкость приборов равна соответственно $C_{1n} = 80$ pF и $C_{2n} = 58$ pF, индуктивность соответственно $L_{1n} = 0.65$ nH и $L_{2n} = 1.3$ nH. Нагрузкой служили наборы малоиндуктивных сопротивлений марки ТВО с номиналом $R_L = 25-100 \Omega$. Схема подключения к первичному генератору на основе тиратронов аналогична примененной в работе [27]. Она работает по принципу разряда накопительной емкости C_s на обострительную C_p , которая, в свою очередь, коммутируется кивотроном. Емкости C_s и C_p для обоих случаев

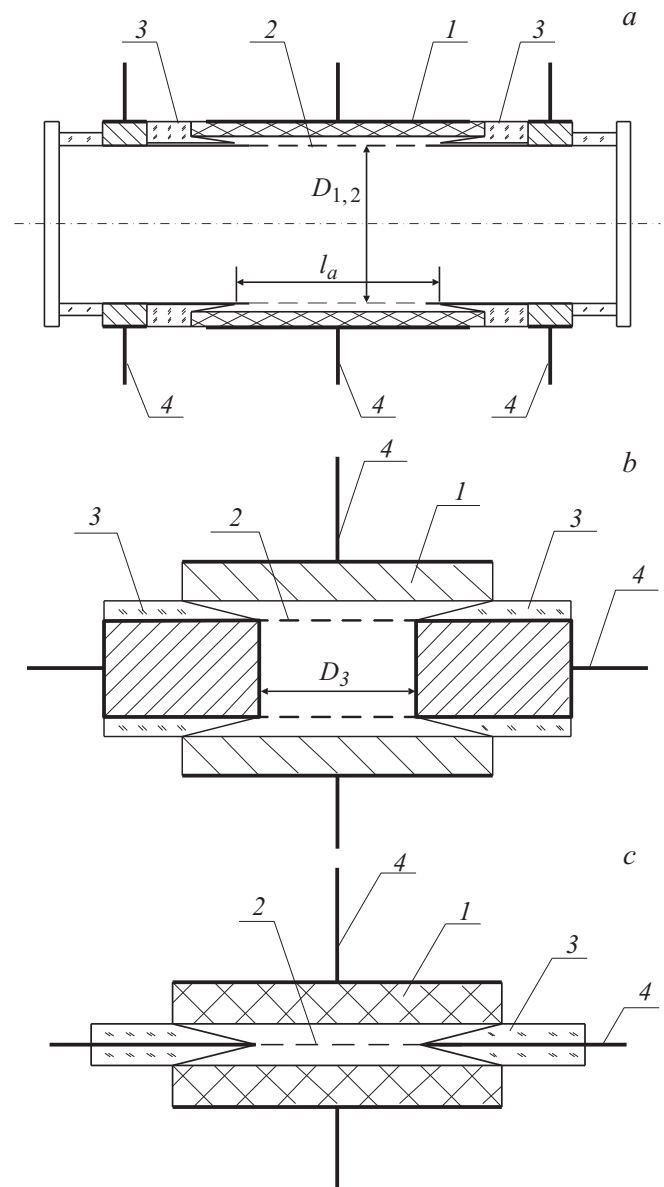


Рис. 1. Коммутатор на основе ФОР: *a* — коаксиальная конструкция, *b* — планарная конструкция с дрейфовым пространством, *c* — планарная конструкция без дрейфового пространства: 1 — катод, 2 — сетка-анод, 3 — диэлектрические изоляторы, 4 — электрические вводы.

были равны друг другу и составляли $C_s = C_p = 680$ pF для устройства с $D_1 = 50$ mm и $C_s = C_p = 470$ pF для $D_2 = 28$ mm.

Для уменьшения индуктивности коммутаторов использовались кюветы с планарной геометрией („сэндвич“) двух типов. В первом варианте (рис. 1, *b*) кювета состояла из двух одинаковых ускорительных зазоров с $d = 3$ mm, расположенных симметрично напротив друг друга и разделенных дрейфовым пространством (ДП) длиной $h = 14$ mm. Использовались круглые катоды из титана с размером рабочей части $D_3 = 50$ mm. Рабочая поверхность полировалась с оптическим качеством до

величины местных ошибок $\Delta N = 0.5$. Собственная емкость прибора составляла $C_{3n} = 2 \cdot 50$ pF, индуктивность $L_{3n} = 0.35$ nH. Сетки прибора с $\mu = 0.95$ и $\delta = 1.5$ mm соединены гальванически и через малоиндуктивные токовводы и омический шунт заземлены на обкладку плоского конденсатора с майларовым изолятором. Катоды соединены с двумя шинами, которые вместе с земляной шиной образуют симметричную рабочую (пиковую) емкость $C_p = 800$ pF с индуктивностью $L_p < 15$ pH. Нагрузкой, как и в предыдущем случае, являлись наборы сопротивлений ТВО с номиналом $R_L = 25-100 \Omega$.

Вторая конструкция сандвич (рис. 1, c) была составлена из двух идентичных ускорительных зазоров с $d = 3$ mm с общей сеткой (формально дрейфовое пространство отсутствует). Сетка через токовый шунт соединена с заземленной шиной плоского конденсатора. Катоды были изготовлены из SiC с $\rho \sim 0.5 \Omega \cdot \text{cm}$ и имели прямоугольную форму с размером рабочей полированной части 168×30 mm. Внешние стороны SiC металлизировались и соединялись с токоведущими шинами симметричного плоского конденсатора с емкостью $C_p = 8$ nF. Для уменьшения индуктивности выводы от сетки и катодов смонтированы на длинной стороне прямоугольника с обоих его концов. Собственная емкость устройства равна $C_{4n} = 2 \cdot 90$ pF, а индуктивность $L_{4n} = 0.19$ nH. Нагрузка, как и в предыдущих случаях, составлена из набора сопротивлений ТВО с индуктивностью $L_L < 110$ pH и изменялась в диапазоне $R_L = 0.5-2 \Omega$.

Для выяснения влияния геометрических размеров и прозрачности сетки на время коммутации в конструкции сандвич были также испытаны кюветы:

— (вариант d) с плоскими SiC катодами размером 76×12 mm с $d = 3$ mm и двумя сетками с $\mu = 0.95$, разделенных ДП с $h = 6$ mm. Конструктивно в разрезе выглядит, как показано на рис. 1, b;

— (вариант e) с круглыми Ti катодами диаметром $D_4 = 11.5$ mm с $d = 1.5$ mm и $\mu = 0.85$. Конструктивно соответствует рис. 1, c.

Для регистрации сигналов применялась схема с осциллографами трех типов: Le Croy (Wave Ace 354A) с полосой пропускания 500 MHz, стробоскопического с полосой пропускания 3 GHz и широкополосного Rohde&Schwarz RTO 1044 с полосой пропускания 4 GHz. С его использованием разрешающая способность системы регистрации, обусловленная затягиванием фронта импульса в подводящих кабелях, разъемах и делителях напряжения, составила ≤ 100 ps. Во всех вышеперечисленных случаях C_p заряжалась от C_s с помощью тиратрона ТПИ 3-10k/25, что и ограничивало величину максимального коммутируемого напряжения.

Исследования проводились в трех режимах питания — импульсном (до $f \sim 1$ kHz); сдвоенными импульсами с одинаковыми характеристиками и изменяемой задержкой между ними от $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ до 3.5 ms. Конструкция (рис. 1, b) с Ti катодами с $D_3 = 50$ mm дополнительно исследовалась в режиме цуга импульсов с частотой в

пути до $f \sim 16$ kHz с длительностью ~ 2 ms, а коаксиальная (рис. 1, a) с $D_2 = 28$ mm до частоты в пути $f \sim 40$ kHz. В цуговом режиме использовался тиратрон ТГИ 1-1000/25 с импульсной зарядкой накопительной емкости. Помимо импульсного напряжения, к промежутку катод-анод подводилось постоянное напряжение (отрицательное напряжение прикладывалось к катоду) в диапазоне 0–200 V, с помощью которого ускорялась деионизация плазмы в ускорительных зазорах [27].

2. Экспериментальные результаты

2.1. Вольт-амперные характеристики при отсутствии нагрузки

К настоящему времени исследование ВАХ открытого разряда проведено как для непрерывного (квазинепрерывного) [28,29], так и импульсного режимов [30–32]. В этих работах использовалась классическая геометрия ФОР: плоские катод и сетчатый анод, разделенные коротким (~ 1 mm) промежутком, и протяженное дрейфовое пространство. Рабочее напряжение, как правило, не превышало 5–6 kV. Несмотря на некоторые особенности, ВАХ могут характеризоваться зависимостью вида

$$j = Ap^x U^y(U), \quad (1)$$

где j — плотность тока, A — коэффициент, p — давление газа, U — напряжение. Коэффициент A может сильно отличаться, а показатели x, y в узком диапазоне условий могут быть близки к таковым для аномального тлеющего разряда (соответственно $x \sim 2$, $y \sim 3$ [28]), причем в классическом варианте ФОР y является функцией U , достигая величины $y > 10$ в оптимальных условиях для генерации квазинепрерывного ЭП, (рис. 2) (ВАХ взята из работы [29]). Для сугубо

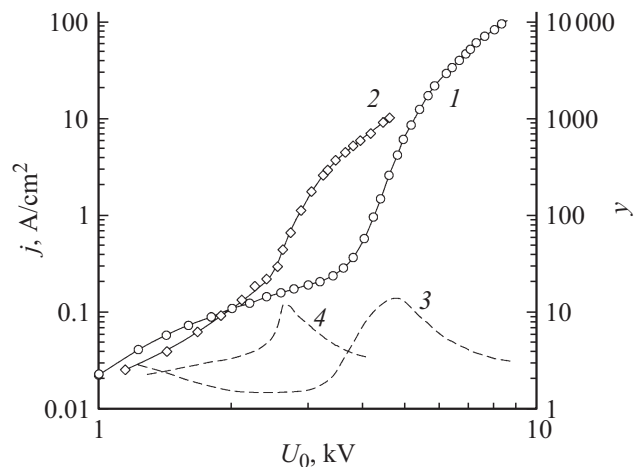


Рис. 2. Зависимости $j(U_0)$ (1, 2) и показатель $y(U_0)$ (3, 4) для импульсного (1, 3) и квазистационарного (2, 4) ФОР в планарной конструкции: He, $p_{\text{He}} = 16$ Torr. 1, 3 — результаты настоящей работы (конструкция сандвич), 2, 4 — результаты [29].

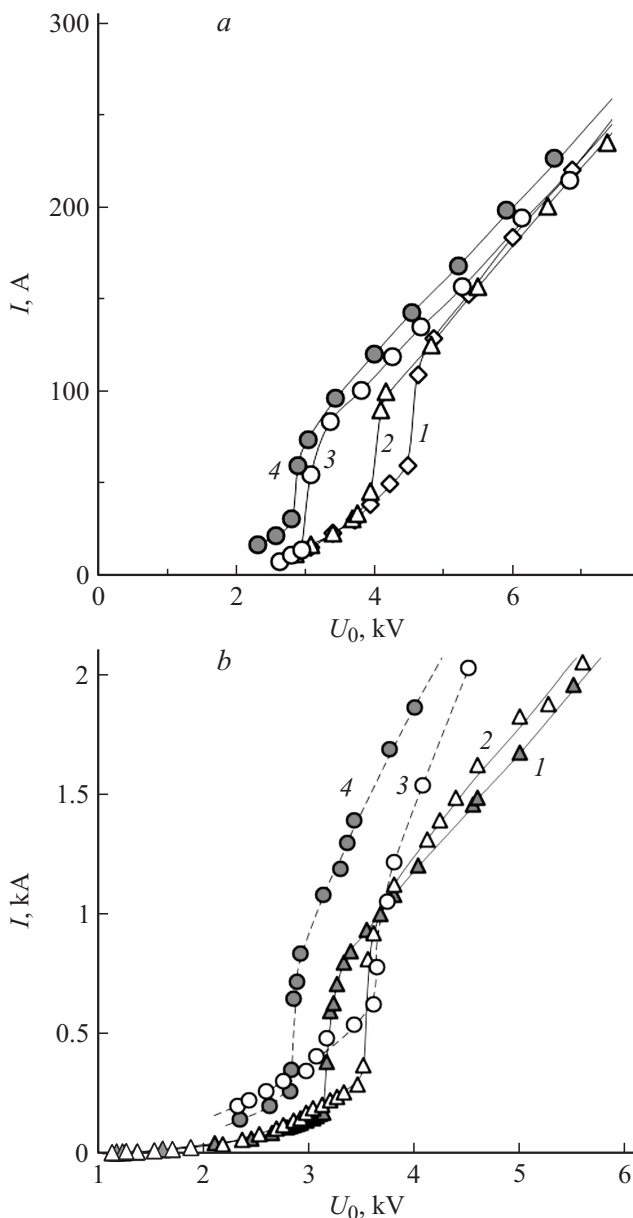


Рис. 3. Зависимости $I_{\max}(U_0)$: *a* — коаксиальный коммутатор: He (1–3), He + H₂ (4), $p_{\text{He}} = 10$ (1), 7 (2), 4 (3) Торг, $p_{\text{He}} = 4$ Торг и $p_{\text{H}_2} = 0.2$ Торг; *b* — планарный коммутатор (рис. 1, *c*): Ne (1, 2), Ar (3, 4), $p_{\text{Ne}} = 3$ (1), 2 (2) Торг, $p_{\text{Ar}} = 2.3$ (3), 1.5 (4) Торг.

нестационарного ФОР в настоящей работе эквивалентом ВАХ может служить зависимость $I_{\max}(U_0)$, где I_{\max} — амплитуда тока, U_0 — начальное напряжение на пиковой емкости. В дальнейшем мы будем оперировать только этой величиной, так как она, как и в [28–32], также подчиняется зависимости вида (1), но с другими коэффициентами A , x и y .

Первоначальные исследования импульсных ВАХ в коаксиальной геометрии ФОР с малой величиной $\mu \sim 0.5$ [33] не выявили заметных отличий от ВАХ в ФОР в плоской геометрии. Впервые

значительные отличия от формулы (1) для ВАХ были зарегистрированы в [34] и заключались в том, что ВАХ практически не зависели как от давления гелия p_{He} в диапазоне 9–20 Торг, так и наличия примеси азота. Отметим, что ранее аналогичная картина наблюдалась в квазистационарном режиме функционирования разряда в полном катоде [35], в котором отсутствовала сетка-анод ($\mu = 1$). Второе отличие состояло в том, что величина показателя y достигала значения $y \approx 4.12$. Третье состояло в том, что в чистом гелии при плотности тока $j > 25 \text{ A/cm}^2$ осциллограмма тока характеризуется быстрыми колебаниями, амплитуда которых может более чем вдвое превышать „среднее значение“. Все эти особенности были интерпретированы как результат того, что повышенное U_0 (до 12 кВ) и сравнительно высокая прозрачность сетки ($\mu = 0.85$) приводят к осцилляциям электронов через апертуру ячейки. Поэтому осуществляется более полное использование энергии электронного пучка ЭП для генерации ВУФ фотонов, ответственных за развитие ФОР и доминирование фотоэмиссии в поддержании тока разряда. Возникновение осцилляций вызвано избыточным нескомпенсированным объемным зарядом ЭП [34].

Наличие указанных особенностей в ВАХ при высоких значениях μ , полученных в [34,35], проявилось при исследованиях всех ячеек для ФОР, описанных выше (отметим, что речь идет о ВАХ в отсутствие нагрузки, т.е. в режиме генерации ЭП). Зависимость $I_{\max}(U_0)$ для всех ячеек имеет 4 характерных участка (рис. 3, 4). Первый участок (рис. 3, *a, b*) — от порога зажигания до величины U_0 в единицы киловольт — характеризуется плавным ростом $I_{\max}(U_0)$, который можно характеризо-

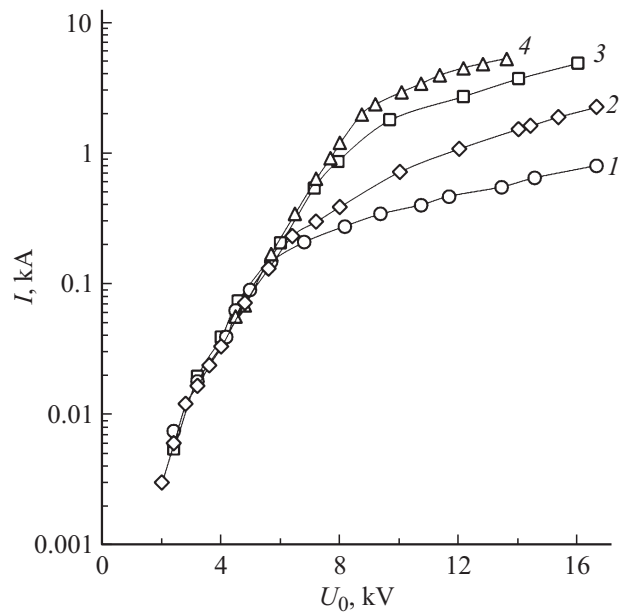


Рис. 4. Зависимость $I_{\max}(U_0)$ для планарного коммутатора (конструкция рис. 1, *b*): He $p_{\text{He}} = 3.5$ (1), 5 (2), 10 (3), 20 (4) Торг.

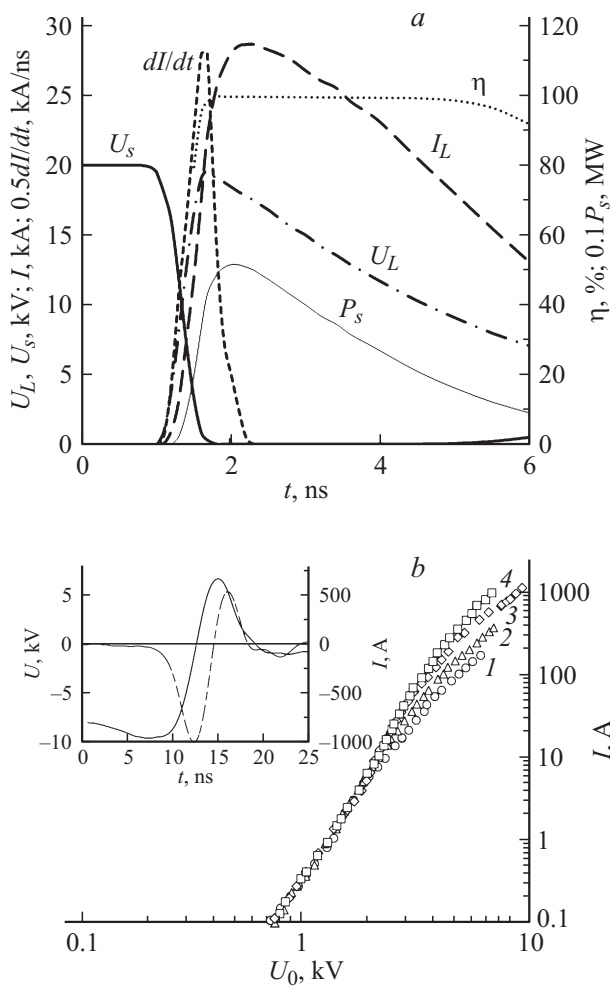


Рис. 5. *a* — осциллограммы напряжения на коммутаторе (U_s), на $R_L = 0.5 \Omega$ (U_L) и тока через нее I_L и зависимости от времени величин dl/dt , η и P_s . Планарный коммутатор (конструкция рис. 1, *c*): *b* — зависимости $I_{\max}(U_0)$. Планарный коммутатор (вариант *e*). Не $p_{He} = 12$ (1), 16.5 (2), 26 (3), 40 (4) Тогг. На вставке осциллограммы U_0 и I_{\max} для $p_{He} = 26$ Тогг.

вать зависимостью вида (1). Затем при определенном p , зависящем от конструкции ячейки, U_0 и сорта рабочего газа, зависимость $I_{\max}(U_0)$ при незначительном изменении U_0 испытывает резкий скачок (до 3 раз). При дальнейшем повышении U_0 ВАХ перестает зависеть от p и для конструкции сандвич подчиняется закону $I_{\max} \sim U_0^5$ (рис. 4). При еще более высоком напряжении начинается дифференциация ВАХ по давлению и за переходной областью $I_{\max} \sim U_0^3$. Для коаксиальных конструкций дифференциация ВАХ по p не происходит и зависимость $I_{\max}(U_0)$ имеет менее резкий характер (с показателем $y \sim 2$). Как и в условиях [35], при повышенных U_0 в коаксиальной конструкции развиваются колебания тока и напряжения, поэтому исследования с ним проводились до $j \leq 30 \text{ A/cm}^2$. В конструкциях сандвич возникновение колебаний начинается при $j > 100 \text{ A/cm}^2$, что позволило достигнуть плотности тока $j > 300 \text{ A/cm}^2$ с

SiC-катодами (рис. 5, *a*) и $j > 500 \text{ A/cm}^2$ с Ti-катодами с $D_4 = 11.5 \text{ mm}$ (рис. 5, *b*). Ограничение по току в последнем случае обусловлено индуктивностью цепи питания, приводящей к возникновению обратного напряжения и развитию неустойчивости. В прямоугольных конструкциях типа сандвич (вариант *d*, размер SiC катода $76 \times 12 \text{ mm}$) ВАХ имеет более сглаженный вид с сильно изменяющимся в зависимости от U_0 показателем y (кривые 1, 3 на рис. 2).

2.2. Коммутационные характеристики

На рис. 6, *a–d* показаны типичные осциллограммы, характеризующие развитие разряда в коаксиальной конструкции с $D_2 = 28 \text{ mm}$ при разных U_0 и $R_L = 50 \Omega$. Аналогичные осциллограммы получаются и для всех других кювет. При низких рабочих напряжениях (рис. 6, *a*) время коммутации τ_s велико. Эффективность коммутации, рассчитанная как $\eta = (U_p - U_s)/U_p = U_L/U_p$ (U_p , U_s , U_L — действующее напряжение на пиковой емкости, коммутаторе и нагрузке), не превышает 50%, а общий вид осциллограмм тока и напряжения на C_p аналогичен таковым для классического варианта ФОР.

С ростом напряжения при $U_0 > U_{th}$ (U_{th} — напряжение при котором I_{\max} испытывает быстрый рост или скачок) наблюдается резкое уменьшение τ_s и увеличение η (рис. 6, *b*). При еще более высоких напряжениях уменьшение τ_s продолжается, а величина η может достигать значения $\eta \sim 0.99$ (рис. 5, *a*, рис. 6, *c, d*). Осциллограммы тока уже при $U_0 > 10 \text{ kV}$ имеют резкий передний пик (рис. 6, *c*), величина которого при $U_0 = 18 \text{ kV}$ \sim до 3 раз превышает ток за пиком. Этот выброс обусловлен разрядом собственной емкости коммутатора через токоизмерительный шунт. Истинный ток через нагрузку I_L в интервале 2–4 ns (рис. 6, *d*) может быть вычислен двумя способами: делением U_L на R_L или вычитанием осциллограммы тока с $C = C_p$ из осциллограммы тока холостого тока, т.е. в отсутствие нагрузки при $C = C_n$, $C_p = 0$. В пределах точности измерений осциллограммы I_L , полученные разными способами, совпадают. Отметим также, что для получения истинного значения U_s необходимо из измеренной величины U вычесть величину сигнала, генерируемого на токовом шунте. В плоской геометрии при $C_p \gg C_n$ и малой R_L передний пик сливается с общей осциллограммой тока (рис. 5, *a*).

На рис. 7 представлены примеры коммутационных характеристик кювет в диапазоне напряжений до 20 kV как в чистом гелии, так и его в смесях с водородом. За время коммутации принято время, за которое спад U на кювете изменяется в 9 раз, т.е. с уровня 0.9 до уровня 0.1. В случае высокоомной нагрузки, когда $R_L \geq L_L/\tau_s$, это время совпадает со временем нарастания тока через нагрузку в 9 раз. Как видно из графиков рис. 7, более быстрые времена коммутации демонстрируют устройства с конструкцией сандвич, причем время $\tau_s < 1 \text{ ns}$ достигает в них при значительно меньших U_0 ,

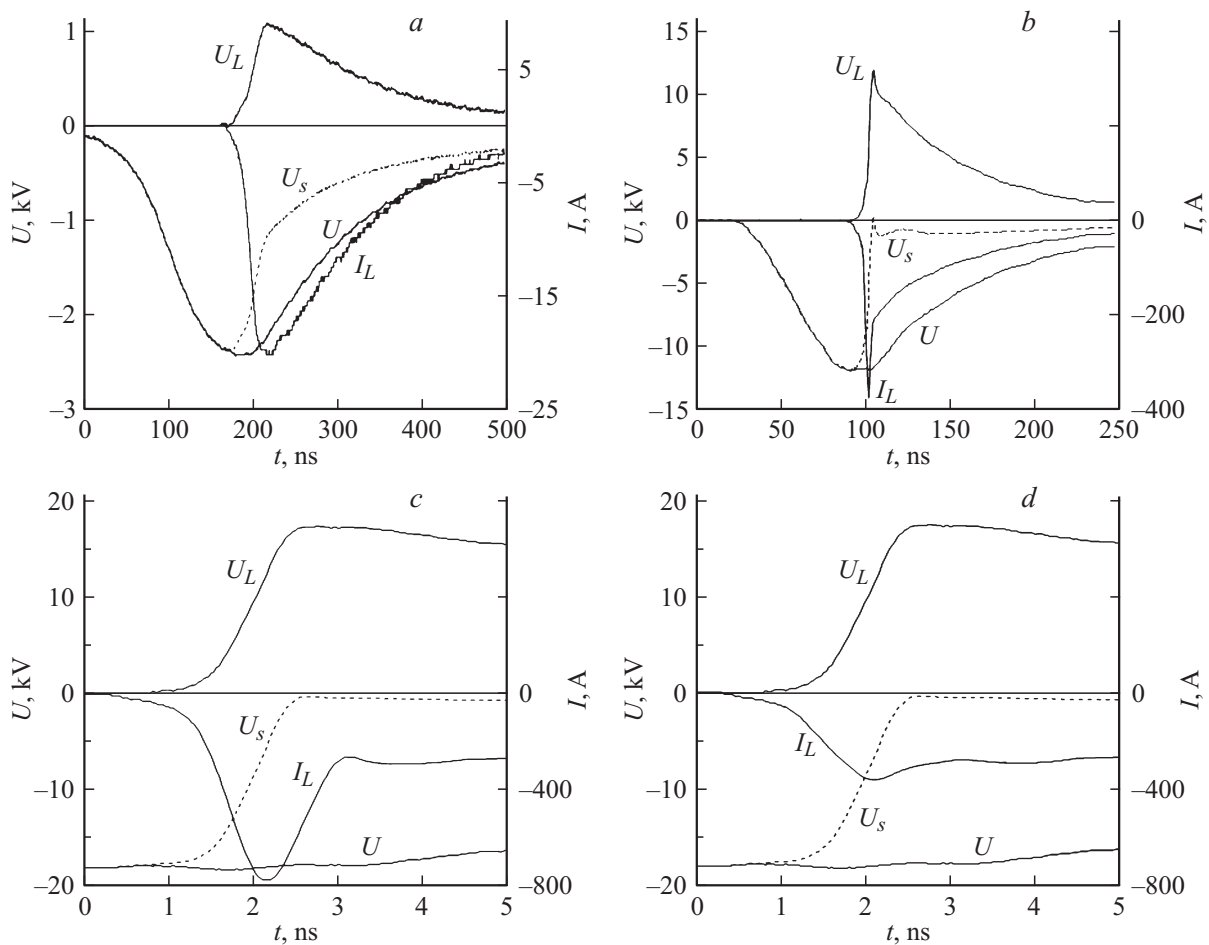


Рис. 6. Осциллограммы импульсов напряжения на коаксиальном коммутаторе (конструкция, рис. 1, *a*) U_s , на $R_L = 50 \Omega$ (U_L) и тока через нее I_L при различных напряжениях, He с $p_{He} = 6$ Торр.

чем в коаксиальной геометрии. В свою очередь, время коммутации в коаксиальной геометрии увеличивается с ростом диаметра кюветы (рис. 7 кривые 1, 2, данные взяты из публикации [27]), достигая ~ 10 ns при $d = 100$ mm в работе [23]. В геометрии сандвич время коммутации увеличивается при уменьшении диаметра и прозрачности сетки (кривая 5 рис. 7). Минимальная величина $\tau_s \approx 400$ ps получена в устройстве с SiC-катодами (160×30) mm при нагрузке $R_L = 2 \Omega$. Максимальная скорость роста при его изменении от 0.1 до 0.9 при $U_0 = 20$ kV и $R_L = 0.5 \Omega$ составила $3.7 \cdot 10^{13}$ A/s, амплитуда тока $I_L = 28$ kA, $\tau_s = 500$ ps и импульсная мощность $P_s > 500$ MW (рис. 5, *a*). Типичная величина компрессии импульса во всех случаях при $U > 15$ kV составляет $S \approx 100-200$.

2.3. Частотно-энергетические характеристики

Исследование частотно-энергетических характеристик всех видов кювет показало, что они мало отличаются друг от друга и в общем, соответствуют данным из работ [27,36]. При пониженных частотах следования более высокой электрической прочностью обладают кюветы,

заполненные чистым гелием. Однако уже при $\Delta t = 1$ ms задержка развития разряда в смесях He + H₂ превышает τ_s в чистом гелии, поэтому степень обострения в смесях с H₂ выше. Существенно быстрее электрическая прочность восстанавливается, если между катодом и анодом приложено отрицательное напряжение.

В частотном режиме время развития разряда мало зависит от способа питания. В частности, между режимом цуга и регулярных импульсов различий практически нет. При питании цугом импульсов уже со второго импульса параметры задержки развития разряда стабилизируются и остаются неизменными вплоть до окончания цуга по крайней мере до между импульсного интервала $\Delta t \approx 25 \mu s$, или до $f \approx 40$ kHz. С уменьшением Δt степень компрессии S постепенно уменьшается с $S \approx 200$ при $\Delta t = 3$ ms до $S \approx 100$ при $\Delta t = 10 \mu s$. Это означает, что S остается достаточно высокой вплоть до $f = 100$ kHz, что позволяет эксплуатировать прибор при высокой средней коммутируемой мощности.

Реальная максимальная рабочая частота определяется не только скоростью восстановления электрической прочности, но и тепловой стойкостью сетки-анода и

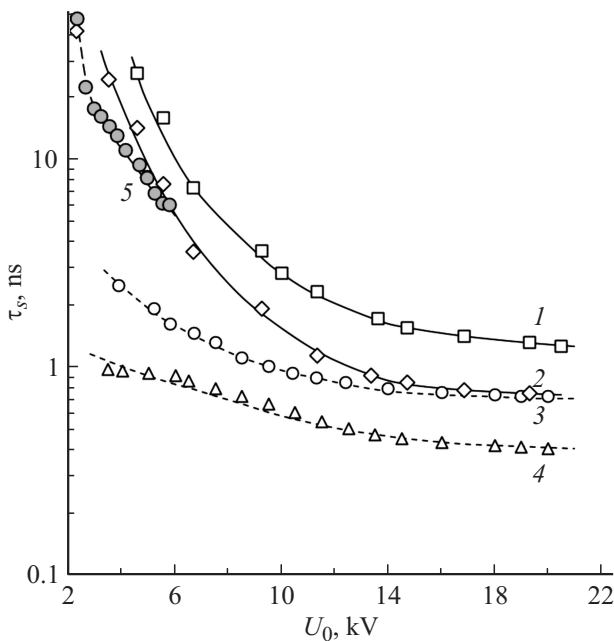


Рис. 7. Зависимости времени пробоя τ_s от U_0 , He с $p_{\text{He}} = 8$ (1), 6 (3, 4), 16 (5) Torr и He + H₂ с $p_{\text{He}} = 6$ Torr и $p_{\text{H}_2} = 0.3$ Torr (2) ($R_L = 200 \Omega$ (1), 100Ω (2) и 2Ω (3, 4) $R_L = 50 \Omega$ (5)), 1, 2 — коаксиальная, 3–5 — планарная конструкция сэндвич, катоды SiC (1, 2, 4) и Ti (3, 5).

эрозионной стойкостью катодов, определяющей срок службы приборов. Так как коммутаторы работают в нейтральной или восстановительной атмосфере, сетка допускает высокую рабочую температуру. В частности, для W–Re сплавов она может составлять 2000 К. Для коаксиального варианта с $D_2 = 28$ mm сетка может рассеивать до 100 W за счет планковского излучения и ~ 400 W благодаря теплопроводности, что в сумме обеспечивает $P_{\Sigma} \sim 500$ W. Величину средней коммутируемой мощности P_{av} можно рассчитать по формуле

$$P_{av} = \frac{C_p P_{\Sigma}}{C_n + (1 - \eta) C_p}, \quad (2)$$

а допустимую частоту следования импульсов по формуле

$$f_{\max} = \frac{2P_{\Sigma}}{U^2 [C_n + (1 - \eta) C_p]}. \quad (3)$$

Как видно из соотношений (2), (3), P_{av} и f_{\max} существенно зависят от величин паразитной емкости C_n и η . Можно выделить два режима коммутации, характеризующиеся разными P_{av} и f_{\max} . В первом режиме длительность коммутируемых импульсов ограничивается величиной ~ 5 – 10 ns, в течение которых омическое сопротивление коммутатора пренебрежимо мало. В этом случае $P_{av} = C_p P_{\Sigma} / C_n$, а $f_{\max} = 2P_{\Sigma} / C_n U^2$. При $U = 20$ kV это приводит к $P_{av} \approx 4.3$ kW и $f_{\max} \approx 43$ kHz. Наиболее выгодно в этом случае в качестве C_p использовать линию с соответствующим волновым сопротивлением и включением по схеме удвоения напряжения.

Существенного увеличения P_{av} и f_{\max} можно добиться при увеличении длины сетки-анода. Это объясняется тем, что основную часть C_n образуют электрические вводы, в то время как рабочая часть имеет погонную паразитную емкость ~ 230 pF/m. При увеличении длины рабочей части до 10 cm (как, например, в [34]) P_{av} увеличивается до $P_{av} \approx 15$ kW, а f_{\max} до 150 kHz.

При сравнительно длинных коммутируемых импульсах (десятки наносекунд) средняя величина η составляет 0.9–0.95, что приводит к заметному снижению P_{av} и f_{\max} . Если $\eta \approx 0.9$, то для конструкции с длиной сетки 20 mm $P_{av} = 2.3$ kW и $f_{\max} = 23$ kHz. При увеличении длины сетки предельные величины P_{av} и f_{\max} определяются требуемыми параметрами коммутируемых импульсов. Так, если при $U = 20$ kV, $R_L = 50 \Omega$ и $\tau_s = 0.5$ ns, то требуемая скорость роста составляет $dI/dt = 0.8 \cdot 10^{12}$ A/s. В этом случае можно показать, что допустимая длина коаксиального коммутатора может составлять

$$l_g = \frac{2.07 \cdot 10^7 U_0}{dI/dt} - 0.1, \quad (4)$$

где l_g в см, U_0 в kV, dI/dt в A/s, а величина 0.1 — длина вводов в м. Из (4) следует, что допустимая длина сетки равна $l_g \approx 40$ cm, $P_{av} = 30$ kW и $f_{\max} > 100$ kHz. Следовательно, тепловая нагрузка на сетку не препятствует достижению тех частот следования импульсов и величины коммутируемой мощности, которые обусловлены скоростью восстановления электрической прочности. Такой же вывод можно сделать из анализа тепловых режимов конструкций вида сэндвич. В режиме генерации ЭП, например, при накачке лазеров, средняя коммутируемая мощность несколько ниже. Тем не менее работоспособность ФОР продемонстрирована до средней мощности более 50 kW в режиме цуга импульсов [37]. Срок службы коммутаторов, по-видимому, в основном будет определяться эрозионной стойкостью катодов. Так как основным механизмом эмиссии электронов в ФОР является фотоэмиссия под действием резонансного ВУФ излучения, можно ожидать высокой стойкости катодов при больших средних мощностях коммутации. Так, первый коммутатор, описанный в [27], в течение исследований, проведенных с ним, обеспечил ресурс более 10^{11} импульсов без признаков ухудшения коммутационных свойств и эрозии катода.

Заключение

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования нового типа субнаносекундного коммутатора. Принцип его работы основан на способности фотоэлектронного „открытого разряда“ переходить в стадию с высокой проводимостью за время, значительно меньшее, чем время подъема напряжения на нем. Эта особенность обусловлена тем, что процессы

формирования такого разряда не требуют крутого фронта нарастания напряжения на коммутаторе и существует значительная задержка между приложением напряжения к разрядному промежутку и развитием тока через него.

Исследования с двумя типами конструкций коммутатора — с коаксиальной и планарной геометриями — показали достижимость времен коммутации меньше 0.65 и 0.4 ns соответственно при напряжении до 20 kV. В случае планарной геометрии коммутатора достигнут ток ~ 28 кА. Таким образом, на основе ФОР можно построить высоковольтный обостритель напряжения с субнаносекундными временами коммутации, работоспособный до частоты следования импульсов ~ 100 kHz с эффективностью не хуже 0.9. Физическая основа и механизм коммутации рассмотрены во второй части публикации.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФНФ в рамках научного проекта № 14-19-00339.

Список литературы

- [1] Моругин Л.А., Глебович Г.В. Наносекундная импульсная техника. М.: Сов. радио, 1964.
- [2] Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
- [3] Месяц Г.А., Яландин М.И. // УФН. 2005. Т. 17. С. 225–246.
- [4] Merensky L.M., Kardo-Sysoev A.F., Flerov A.N., Pokryvailo A., Shmilovitz D., Kesar A.S. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. Vol. 37. P.1855–1862.
- [5] Fletcher R.C. // Phys. Rev. 1949. Vol. 76. P. 1501–1511.
- [6] Fletcher R.C. // Rev. Sci. Inst. 1949. Vol. 20. P. 861–869.
- [7] Lewis I.A.D., Wells F.H. Millimicrosecond pulse techniques. London. Pergamon Press, 1954.
- [8] Raether H. Electron Avalanches and Breakdown in Gases. London: Butterworths, 1964.
- [9] Mc Donald D.F., Benning C.F., Brient S.J. // Rev. Sci. Inst. 1965. Vol. 36. P. 504–506.
- [10] Ефремов А.М., Кошелев В.И., Ковальчук Б.М., Плиско В.В., Сухушин К.Н. // ПТЭ. 2011. № 1. С.77–83.
- [11] Тучкевич В.М., Грехов И.В. Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами. Л.: Наука, 1988.
- [12] Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А., Люблинский А.Г. // ПТЭ. 2009. № 5. С.90–93.
- [13] Grekhov I.V., Korotkov S.V., Rodin P.B. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2008. Vol. 36. P. 378–382.
- [14] Воронков В.Б., Грехов И.В., Козлов А.К., Коротков С.В., Степанянц А.Л., Христюк Д.В. // ПТЭ. 2007. № 3. С.78–80.
- [15] Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б. // ПТЭ. 2010. № 2. С.80–82.
- [16] Грехов И.В., Месяц Г.А. // УФН. 2005. Т. 175. С. 735–744.
- [17] Васильев П.В., Любутин С.К., Педос М.С., Пономарёв А.В., Рукин С.Н., Словиковский Б.Г., Тимошенко С.П., Чолах С.О. // ПТЭ. 2010. № 6. С.62–67.
- [18] Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E. // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 97. P. 091502.
- [19] Бельская Е.В., Бохан П.А., Закревский Дм.Э. // Квант. электрон. 2008. Т. 38. С. 823–828.
- [20] Бохан П.А., Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 15. С. 947–950.
- [21] Батенин В.М., Бохан П.А., Бучанов В.В., Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Карпунин В.Т., Климовский И.И., Маликов М.М. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов — 2. Т. 2. М.: Физматлит, 2011.
- [22] Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Дм.Э., Соломонов В.И., Спирина А.В. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 17. С. 65–74.
- [23] А.с. № 1644686, П.А.Бохан. Приоритет от 16.01.1989 г.
- [24] Бохан П.А., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А. // Квант. электрон. 2009. Т. 39. С. 911–916.
- [25] Батенин В.М., Бойченко А.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов — 2. Т. 1. М.: Физматлит, 2009.
- [26] Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Дм.Э., Казарян М.А., Лаврухин М.А., Лябин Н.А. // Квант. электрон. 2013. Т. 43. С. 715–719.
- [27] Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Дм.Э., Лаврухин М.А. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. Вып. 8. С. 63–71.
- [28] Клименко К.А., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 9. С. 138–142.
- [29] Бохан А.П., Бохан П.А. // Оптика атмосферы и океана. 2002. Т. 15. Вып. 3. С. 216–226.
- [30] Колбычев Г.В., Самышкин Е.А. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2032–2037.
- [31] Колбычев Г.В., Пташник И.В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 9. С. 104–111.
- [32] Колбычев Г.В., Колбычева П.Д., Пташник И.В. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 2. С. 59–67.
- [33] Бохан П.А. // Квант. электрон. 1985. Т. 12. С. 945–952.
- [34] Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E., Gugin P.P. // Phys. Plasm. 2011. Vol. 18. P. 103 112.
- [35] Бохан П.А., Закревский Дм.Э. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 14. С. 26–33.
- [36] Bokhan P.A., Gugin P.P., Lavrukhin M.A., Zakrevsky Dm.E. // Phys. Plasm. 2013. Vol. 20. P. 033 507.
- [37] Бохан П.А. // Квант. электрон. 1986. Т. 13. С. 1837–1846.