

01;04
©1994 г.

РАЗВИТИЕ СТРУКТУР В ОГРАНИЧЕННОЙ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ И ПОЛНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ТОКА В КНУДСЕНОВСКОМ РАЗРЯДЕ

*В.И.Бабанин, И.Н.Колышкин, В.И.Кузнецов, А.С.Пашина, В.И.Ситнов,
А.Я.Эндер*

Представлены результаты теоретических исследований процессов образования нелинейных структур в ограниченной бесстолкновительной плазме, а также зажигания кнудсеновского разряда, которые лежат в основе обнаруженного экспериментально явления модуляции тока в термоэмиссионном плазменном диоде. В кнудсеновском диоде с Cs-Va наполнением впервые зарегистрирована полная модуляция тока с плотностью до 10 А/см^2 и частотой 5–20 кГц. Обнаружена возможность управления процессом модуляции с помощью внешних воздействий.

Введение

Для бесстолкновительной плазмы характерна сильная неравновесность. В частности, в кнудсеновском режиме плазменного диода при определенных условиях развивается аperiodическая неустойчивость, приводящая к существенному перестроению распределения потенциала. В результате могут образовываться нелинейные плазменные структуры, ограничивающие проходящий ток. Подобные структуры возникают, например, в кнудсеновском диоде с поверхностной ионизацией, приводя к колебаниям тока большой амплитуды.

В кнудсеновском разряде при объемной ионизации процесс формирования плазменных структур может завершиться полным прерыванием (обрывом) тока. Явление обрыва тока предлагается использовать для получения полной модуляции тока и создания преобразователя постоянного тока в переменный на основе плазменного диода без каких-либо управляющих элементов.

Работа состоит из двух частей. В первой рассматриваются нелинейные структуры, наиболее полно изученные в кнудсеновском диоде с поверхностной ионизацией, которые могут иметь место и в кнудсеновском разряде и приводить к обрыву тока. Кроме того, анализируются условия, при которых возможно зажигание разряда в кнудсеновском диоде и сохранение запертого состояния диода в течение достаточно длительного периода времени, что необходимо для обеспечения модуляции тока с частотой, требуемой на практике.

Вторая часть посвящена экспериментам по изучению модуляции тока в термоэмиссионном диоде с Cs–Ba наполнением. Впервые зарегистрирована полная модуляция тока в диоде с плотностью до 10 А/см^2 и частотой 5–20 кГц [1]. Проводится исследование влияния на процесс модуляции ряда факторов: давления паров наполнителей, величины межэлектронного зазора, параметров внешней цепи и внешнего магнитного поля с целью выяснения условий, при которых полная модуляция имеет место, и раскрытия механизма этого явления. Изучается также возможность синхронизации работы нескольких диодов-модуляторов, что имеет важное практическое значение.

Физические предпосылки модуляции тока в кнудсеновском плазменном диоде

Будем называть кнудсеновским плазменным диодом устройство, имеющее два плоскопараллельных электрода, промежуток между которыми заполнен парами вещества, ионизирующегося либо на поверхности, либо в объеме, при выполнении условий

$$Kn = \lambda_{ea}/d > 1, \quad (1)$$

$$d/\lambda_D \gg 1. \quad (2)$$

Здесь Kn — число Кнудсена, λ_{ea} — длина свободного пробега для электрон-атомных столкновений, d — межэлектродное расстояние, λ_D — дебаевская длина. Условие (1) выполняется при достаточно низких давлениях паров наполнителя, а условие (2) означает, что по крайней мере один из электродов (эмиттер) обладает достаточно большой эмиссионной способностью.

Остановимся на физических предпосылках, обеспечивающих в кнудсеновском диоде обрыв тока и сохранение запертого состояния в течение достаточно продолжительного интервала времени. Последнее необходимо для того, чтобы прерывание тока происходило с приемлемой для практического использования частотой. Собственные же частоты в ограниченной плазме слишком высоки, поскольку они определяются временами пробега ионов и электронов через межэлектродный промежуток. В случае пезиевой плазмы при $d = 1 \text{ мм}$ эти времена оказываются порядка 10^{-6} с и 10^{-9} с соответственно.

а) **Образование плазменных структур при развитии неустойчивости типа неустойчивости Пирса.** Наибольшие успехи в исследовании нелинейных структур в ограниченной плазме достигнуты в кнудсеновском диоде с поверхностной ионизацией (КДПИ), примерами которого являются термоэмиссионный преобразователь тепловой энергии в электрическую (ТЭП) в кнудсеновском режиме [2–9] и односторонняя Q-машина [10–11]. В КДПИ ионы и электроны поступают в межэлектродный зазор с поверхности эмиттера, причем ионы образуются за счет поверхностной ионизации атомов щелочных металлов. Функции распределения эмиттированных электронов и ионов являются полумаксвелловскими с температурой эмиттера T_E . Заряженные частицы движутся в межэлектродном пространстве без столкновений.

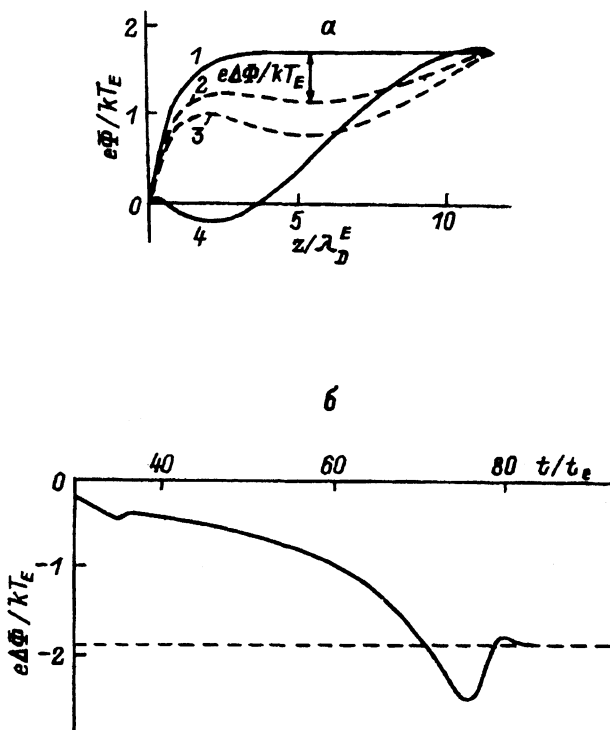


Рис. 1. Эволюция распределения потенциала Φ (а) и разности $\Delta\Phi$ между минимальным значением потенциала в зазоре в текущий момент и потенциалом плазмы в начальный момент Φ_p (б) в ходе электронного перехода в КДПИ с формированием виртуального катода [7].

$\gamma = 2$, потенциал коллектора $\Phi_c = \Phi_p$, $d/\lambda_D^E = 11.23$; 1 — $t/t_e = 0$, 2 — 50, 3 — 60, 4 — ∞ , $t_e = \lambda_D^E / (kT_E/m_e)^{1/2}$.

Внешним проявлением образования нелинейных структур являются нелинейные колебания тока в КДПИ [2-4, 10, 11]. Особенно высокие плотности тока (до нескольких А/см²) с амплитудой колебаний в несколько десятков процентов от уровня тока эмиссии зарегистрированы в ТЭП с Cs-Va наполнением [4]. Возникающие в ходе колебательного процесса в КДПИ типичные перестроения распределений потенциала, предсказанные теоретически [6-9], удалось наблюдать в Q-машине [10, 11]. В отличие от ТЭП, где межэлектродное расстояние ~ 1 мм, в Q-машине последнее обычно составляет от нескольких десятков сантиметров до нескольких метров, размеры и времена развития плазменных структур оказываются большими, что значительно облегчает их наблюдение.

Образование нелинейных структур в плазме КДПИ связано с одним из фундаментальных явлений в ограниченной бесстолкновительной плазме — развитием аperiodической неустойчивости Пирса. Она была открыта Пирсом в 1994 г [12] при изучении проблемы, при каких условиях можно пропустить моноэнергетический пучок электронов между двумя плоско-параллельными электродами, если заряд электронов скомпенсировать однородно распределенными в пространстве по-

ложительно заряженными ионами. Впоследствии эта простейшая модель ограниченной бесстолкновительной плазмы была названа диодом Пирса. Пирс показал, что если межэлектродное расстояние превосходит значение $\pi \cdot \lambda_D^p$, то в плазме развивается аperiodическая неустойчивость. Здесь λ_D^p — дебаевская длина, равная

$$\lambda_D^p = (W/2\pi e^2 n)^{1/2}, \quad (3)$$

где $W = m_e v^2/2$, v и n — энергия, скорость и концентрация пучка электронов в плазме. В дальнейшем было показано, что в результате развития неустойчивости плазма переходит в новое состояние с распределением потенциала, существенно отличающимся от исходного. Время протекания этого процесса определяется временем пробега электронов через зазор.

Теоретически [6–9] и численно [13–15] показано, что самосогласованные нелинейные колебания в КДПИ характеризуются чередованием медленных и быстрых стадий. В ходе медленных стадий происходит перераспределение ионов в пространстве. В определенные моменты на медленных стадиях возникают условия для развития неустойчивости типа неустойчивости Пирса: около эмиттера формируется скачок потенциала, на котором электроны сильно ускоряются, и в плазме движется пучок электронов, имеющий небольшой разброс по скоростям. Основное отличие состояний плазмы в КДПИ в такие моменты от диода Пирса состоит в том, что ионный фон, через который пролетает пучок электронов, не является однородным. В [5–7] были разработаны численные методы, позволяющие с высокой точностью рассчитывать как медленную, так и быструю стадии колебательного процесса.

В результате развития неустойчивости может возникать интересное физическое явление — обрыв тока. Это происходит в том случае, когда электронный переходной процесс завершается состоянием, характеризующимся распределением потенциала с виртуальным катодом: на некотором расстоянии от эмиттера образуется область с отрицательным потенциалом, что приводит к сильному ограничению проходящего через диод электронного тока. На рис. 1 приведен пример электронного процесса в КДПИ с образованием виртуального катода. Здесь $\gamma = n_i^{0+}/n_e^{0+}$ — степень компенсации (n_i^{0+} , n_e^{0+} — концентрация ионов и электронов, вылетающих с эмиттера, непосредственно у его поверхности), а в качестве характерной длины выбрана “эмиссионная” дебаевская длина λ_D^E , определяемая по тепловой энергии $W = kT_E/2$ и концентрации электронов у поверхности эмиттера. Эта единица измерения длины в несколько раз меньше плазменной дебаевской длины λ_D^p , которая определяется энергией и концентрацией электронов в плазме.

Поскольку процесс формирования виртуального катода протекает за время порядка времени пробега электронов через зазор (при $d \sim 1$ мм оно составляет единицы наносекунд), то можно говорить, что ток в диоде изменяется мгновенно. Образовавшаяся структура является устойчивой, на медленной стадии движется по направлению к коллектору с характерной ионной скоростью $\sim (2kT_E/m_i)^{1/2}$ и управляет электронным током, протекающим через диод. На рис. 2, а этим структурам соответствуют участки сплошных кривых с током, меньшим 1; здесь же вертикальными пунктирными прямыми отмечены быстрые электронные переходы.

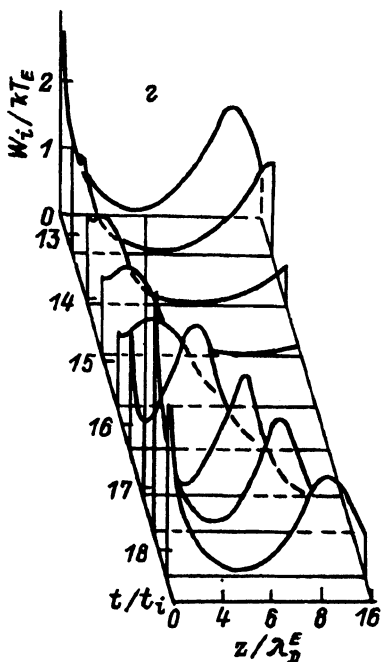
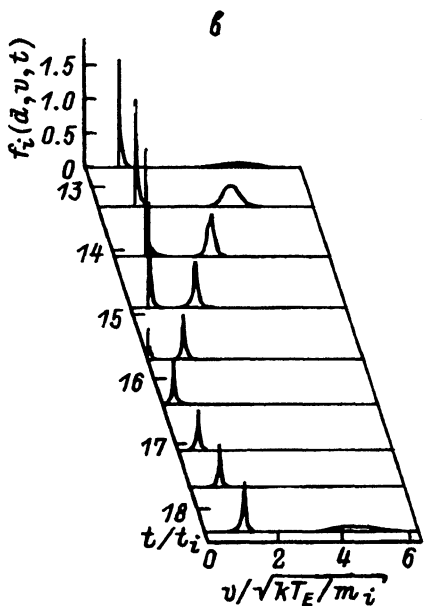
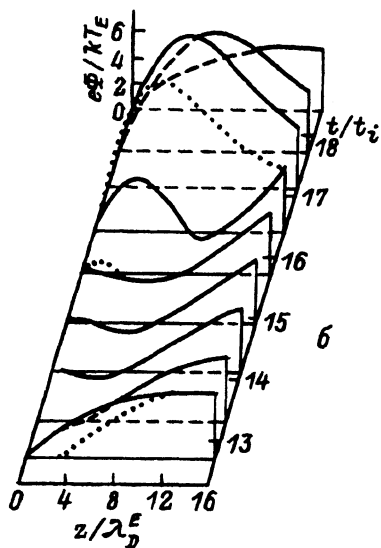
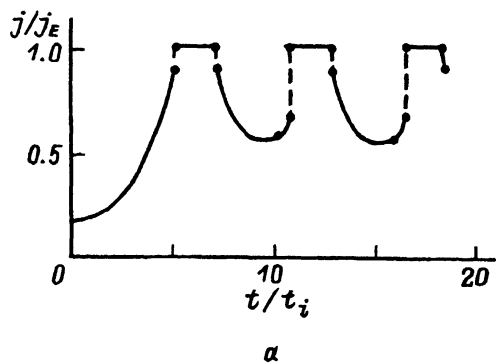


Рис. 2. Зависимость электронного конвекционного тока от времени (а), изменение распределения потенциала в зазоре (б), функции распределения ионов на коллекторе (с) и распределения плотности кинетической энергии ионов по зазору (д) за период колебаний в КДПИ. $\gamma = 2$, $d/\lambda_D^E = 16$, $e\Phi_c/kT_E = 5$ [8], $t_r = \lambda_D^E / (\kappa T_E / m_i)^{1/2}$, m_i — масса иона, j_E — ток эмиссии.

На рис. 2,б представлена эволюция распределения потенциала. Правее минимума потенциала ($12.7 < \tau < 16.4$) существует двойной слой, в котором потенциал изменяется на величину порядка приложенного напряжения Φ_c и имеется сильное разделение зарядов на длине порядка $10 \cdot \lambda_D^E$ (отметим, что это составляет примерно $3 \cdot \lambda_D^p$). Через слой протекает электронный ток, величина которого определяется высотой потенциального барьера для электронов.

Развитие неустойчивости может привести и к другим интересным физическим явлениям — формированию пучков быстрых ионов [8] и бесстолкновительному захвату электронов в потенциальную яму [16]. В этом случае электронный переход заканчивается состоянием, характеризующимся распределением потенциала с положительным горбом большой высоты (см., например, пунктирную кривую для $t/t_i = 16.4$ на рис. 2,б). При этом ионы приобретают очень большую потенциальную энергию, которая в дальнейшем на медленной стадии постепенно переходит в их кинетическую энергию, что приводит к ускорению ионов до сравнительно высоких энергий. Ионы формируются в пучки с очень малым разбросом по скоростям (рис. 2,в). При этом происходит также локализация в пространстве кинетической энергии ионов (рис. 2,г).

Рассмотренное выше распределение потенциала (пунктирная кривая для $t/t_1 = 16.4$ на рис. 2,б) является потенциальной ямой для электронов. На стадии формирования такой ямы может происходить захват в нее электронов за счет их взаимодействия с самосогласованным нестационарным электрическим полем. Действительно, при увеличении глубины потенциальной ямы движущийся в ней электрон теряет часть своей энергии, отдавая ее электрическому полю [16]. С ростом величины зазора потери энергии растут, и существует предельный зазор d^* , при превышении которого эти потери оказываются больше начальной энергии электрона на эмиттере. В результате электрон отразится от потенциального барьера в приколлекторной области и окажется захваченным в потенциальную яму. В диоде Пирса порог захвата электронов в потенциальную яму d^*/λ_D^p лежит в диапазоне $1.8\pi - 1.9\pi$ [16].

Захват электронов оказывает существенное влияние на потенциальную яму. Как показано в [16], вблизи порога захвата захваченные электроны формируются в локализованные в пространстве ступки (рис. 3,а), совершающие колебания в яме. Это в свою очередь вызывает колебания потенциала с частотой, в два раза превышающей частоту колебаний захваченных электронов, а глубина ямы оказывается меньше, чем в случае, если бы захвата электронов в яму не происходило (рис. 3,б).

б) Особенности зажигания и обрыва тока в кнудсеновском разряде. Развитие аперидической неустойчивости типа неустойчивости Пирса начинается только при определенных распределениях ионов по зазору. При этом неважно, как эти распределения ионов сформировались. Соответствующие распределения ионов могут иметь место и в кнудсеновском разряде, т.е. и в разряде при развитии неустойчивости возможно образование плазменной структуры, резко ограничивающей электронный ток. При этом происходит уменьшение генерации ионов в объеме, что в свою

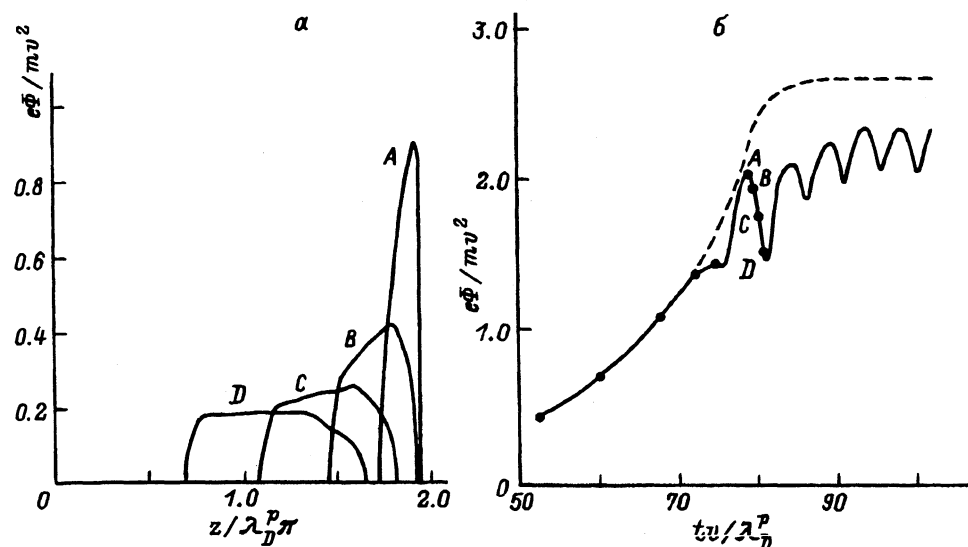


Рис. 3. Профили распределения концентрации захваченных электронов для моментов времени tv / λ_D^p : A — 78.9, B — 79.5, C — 80.1, D — 80.4 (a) и изменение глубины потенциальной ямы (б) в диоде Пирса с $d / \lambda_D^p = 1.97 \cdot \pi$ в ходе развития неустойчивости с захватом электронов [16].

Штриховая кривая (рис. 3, б) — эволюция глубины потенциальной ямы для аналогичного процесса, но с выбрасыванием в ходе расчетов отраженных электронов; точки A–D отвечают профилям плотности захваченных электронов на рис. 3, а.

очередь, должно привести к дальнейшему уменьшению электронного тока. Таким образом, можно ожидать, что при определенных условиях в кнудсеновском разряде будет происходить обрыв тока.

Остановимся на особенностях зажигания кнудсеновского разряда. Кинетическая теория начальной стадии развития такого разряда разработана в [17–19]. Электроны в нем движутся через межэлектродный промежуток практически без столкновений. Лишь незначительная доля электронов, сталкиваясь с атомами в прианодной области, где потенциал превышает потенциал ионизации атомов наполнителя, ионизует атомы. Образующиеся ионы, обладая значительной массой, движутся по направлению к катоду достаточно медленно и эффективно компенсируют отрицательный пространственный заряд. Доля электронов, принимающих участие в ионизации, оказывается порядка $(m_e / m_i)^{1/2}$ (для цезия эта величина близка к 1/500).

Для расчета самосогласованного распределения потенциала и проходящего через диод тока на начальной стадии разряда в [17] был предложен численно-аналитический метод, широко использующий интегральные соотношения, связывающие физические величины в удаленных пространственных точках. С помощью этого метода удается находить все возможные решения исходной нелинейной задачи, включая точки бифуркации решений.

При расчете вольт-амперных характеристик (ВАХ) было показано, что с ростом потенциала анода прианодная область, где происходит генерация ионов, расширяется. Увеличение области генерации ионов

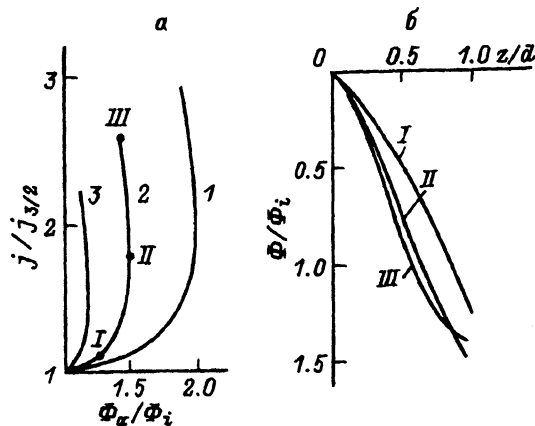


Рис. 4.

a — расчетные ВАХ для линейной аппроксимации сечения ионизации: $j_{3/2} = (1/9\pi)(2e/m_e)^{1/2}\Phi_a^{3/2}/d^2$ — плотность электронного тока в отсутствие ионизации, определяемая законом степени 3/2, Φ_a — потенциал анода, Φ_i — потенциал ионизации. Параметр на кривых $b = (m_i/m_e)^{1/2}\sigma_0 n_a d$, n_a — концентрация атомов, $\sigma_0 = K e \Phi_i$, K — пороговое сечение ионизации; 1 — $b = 3.3$, 2 — 9.0, 3 — 42.6; *b* — распределения потенциала в межэлектродном промежутке, соответствующие точкам I–III кривой 2 рис. 4, *a*.

приводит к появлению на ВАХ точки, начиная с которой рост тока происходит не при увеличении потенциала, а при его уменьшении, т.е. к возникновению участка ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Потенциал точки бифуркации на ВАХ представляет собой напряжение зажигания разряда (рис. 4, *a*, точка II). Установлено, что нулевая напряженность электрического поля на аноде (рис. 4, *b*, кривая III) достигается не в этой точке, а существенно выше и левее на ВАХ (рис. 4, *a*, точка III).

Расчеты, представленные на рис. 4, выполнены в предположении линейной зависимости сечения ионизации атомов наполнителя от энергии электронов, справедливой вблизи порога ионизации. Из рис. 4, *a* видно, что напряжение зажигания возрастает с уменьшением давления. При достаточно низких давлениях оно оказывается настолько

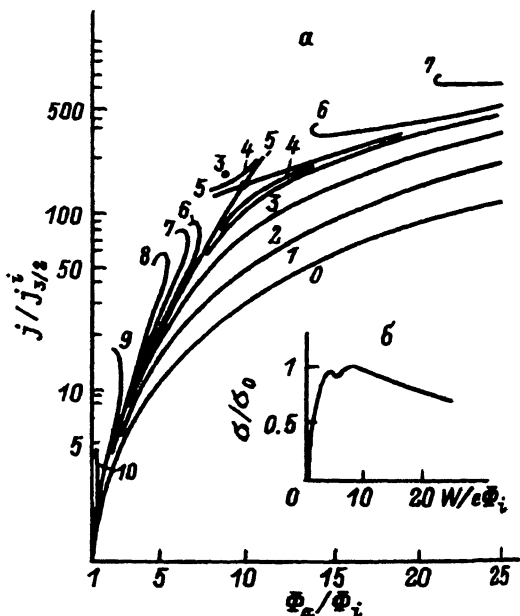


Рис. 5.

a — расчетные ВАХ для цезиевого наполнения: $j_{3/2}^1$ — плотность тока, определяемая законом 3/2 при потенциале ионизации, $b = (m_i/m_e)^{1/2}\sigma_0 n_a d$, $\sigma_0 = 10^{-5} \text{ см}^2$ — максимальное сечение ионизации; 0 — $b = 0$, 1 — 1, 2 — 1.4, 3 — 1.54, 4 — 1.55, 5 — 1.56, 6 — 1.60, 7 — 1.7, 8 — 1.8, 9 — 2.5, 10 — 10.6; *b* — зависимость сечения ионизации атомов цезия σ от энергии электронов W .

большим, что при его расчете необходимо учитывать немонотонный характер зависимости сечения ионизации от энергии электронов, т.е. наличие максимума сечения и убывание сечения при дальнейшем росте энергии. На рис. 5,а представлены расчетные предразрядные ВАХ для цезиевого наполнения. Использовалась зависимость сечения ионизации от энергии (рис. 5,б), полученная в [20]. Из рис. 5,а видно, что существует критическое значение $(Pd)_0$, ниже которого зажигания разряда не происходит (кривые 1-3). Для цезия $(Pd)_0 \approx 3.3 \cdot 10^{-3}$ Тор · мм. При Pd выше критического на ВАХ существуют две ветви — низковольтная и высоковольтная (кривые 6-10). Таким образом, кнудсенский разряд может зажигаться при не слишком малых значениях Pd и в диапазоне напряжений, ограниченном как со стороны малых, так и со стороны больших значений. Для обеспечения зажигания разряда при заданном давлении необходимо подобрать ЭДС и сопротивление нагрузки так, чтобы нагрузочная характеристика лежала в "окне" между устойчивыми предразрядными участками ВАХ.

Отсутствие зажигания разряда, т.е. высокая электропрочность диода, при давлениях, меньших критического, или при больших напряжениях позволяет в процессе модуляции достаточно долго удерживать диод в запертом состоянии после обрыва тока. Действительно, горение сильного тока сопровождается уменьшением концентрации атомов за счет интенсивной ионизации и выноса из зазора. Если работать в окрестности $P_0 = (Pd)_0/d$, то давление в момент обрыва тока может оказаться ниже P_0 и повторное зажигание будет невозможным до тех пор, пока не произойдет восстановление давления. Время пребывания диода в запертом состоянии будет определяться достаточно медленными процессами, в частности адсорбцией атомов на поверхностях. Существование высоковольтной ветви на ВАХ позволяет для регулирования времени запертого состояния использовать также реактивную нагрузку. За счет индуктивности при обрыве тока в диоде напряжение сильно возрастает, и рабочая точка может оказаться на высоковольтной ветви ВАХ. В этом случае повторное зажигание должно произойти не сразу после восстановления давления в зазоре, а лишь по завершении переходных процессов во внешней цепи.

Явление самопроизвольного обрыва тока экспериментально наблюдалось в триодных ключевых элементах с Cs-Va наполнением [21,22]. Показано, что обрывы возникают при достижении некоторой критической плотности тока j_{cr} , величина которой пропорциональна давлению паров цезия. При $j > j_{cr}$ горение разряда сопровождается уменьшением концентрации атомов. Одновременно происходит перераспределение ионов в зазоре, что на определенной стадии процесса может привести к развитию электронной неустойчивости и обрыву тока.

В [21] использовалась крупноячеистая сетка. В этом случае обрыв тока связан с понижением концентрации атомов вблизи отверстий сетки. В [22] при использовании мелкоячеистой сетки большой прозрачности критический ток оказался порядка электронного тока, который может быть скомпенсирован при полной ионизации атомов в промежутке. На временных осциллограммах непосредственно перед обрывом наблюдалось развитие колебаний тока, что свидетельствует о плазменной природе обрыва тока. Основная роль сетки здесь сводилась к поддержанию запертого состояния триода — повторный поджиг осуществлялся подачей положительного импульса на сетку. В [21] при

определенных условиях наблюдалось развитие неустойчивости в разряде и в отсутствие сетки, что выражалось в уменьшении среднего уровня тока. Однако полного запираания тока получено не было.

Методика проведения эксперимента

Для экспериментального исследования возможности модуляции тока в диоде был создан специальный прибор. За основу был взят кнудсеновский диод с Cs-Wa наполнением (рис. 6). Использование паров бария позволяет обеспечить достаточно низкую работу выхода катода и высокий уровень эмиссионного тока в кнудсеновском режиме. Катод 1 и анод 3 плоской геометрии, изготовленные из поликристаллического вольфрама и молибдена, имели диаметр 15 мм. Анод, выполненный в виде массивного штока, крепился через изоляторы 4 внутри фланца. Фланец соединялся с корпусом прибора через гибкую танталовую диафрагму, что позволяло плавно изменять величину межэлектродного зазора от 0 до 2 мм. Для предохранения от перекосов и заклинивания при перемещении анода во фланец вставлялась графитовая втулка 5. Герметичность прибора достигалась за счет ножевых уплотнений и плотного стягивания пришлифованных поверхностей металла с керамикой. Катод был окружен тремя тепловыми экранами, изготовленными из вольфрамовых и танталовых фольг. Боковая поверхность анода закрывалась керамикой из окиси алюминия. Межэлектродный зазор экранировался от остального объема кольцевым танталовым электродом 2 высотой 14 мм и толщиной 5 мм, потенциально развязанным от остальных электродов. Расстояние между боковой поверхностью катода и экраном составляло 2 мм.

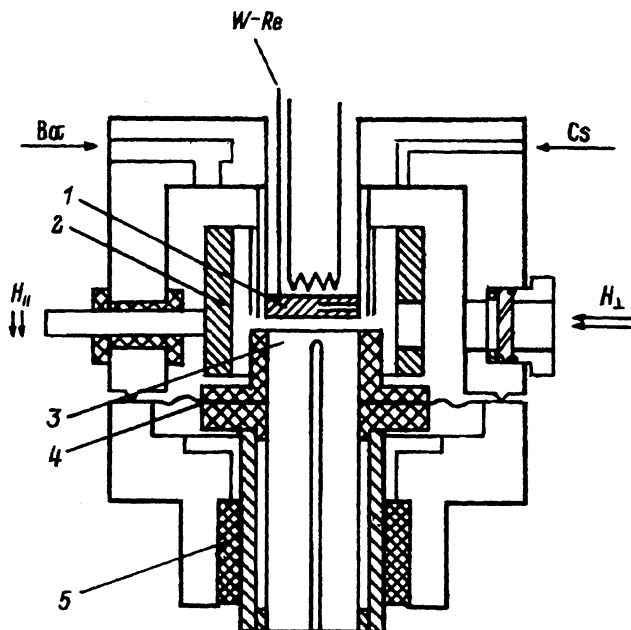


Рис. 6. Схема экспериментального прибора.

1 — катод, 2 — кольцевой электрод, 3 — анод, 4 — изоляторы, 5 — графитовая втулка.

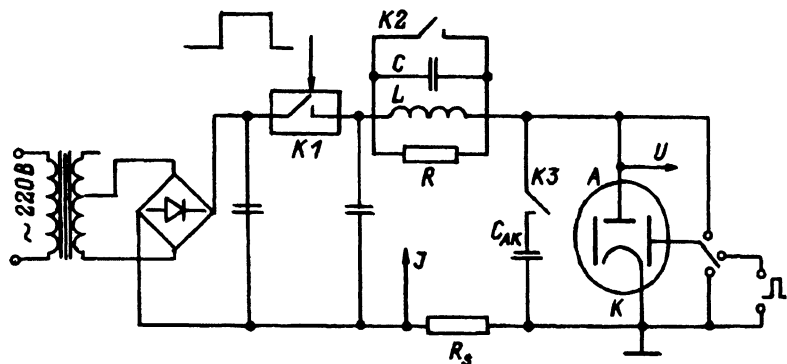


Рис. 7. Принципиальная схема измерения временных характеристик.

Давление паров наполнителей контролировалось по температуре цезиевого и бариевого термостатов. Для предотвращения попадания паров бария в цезиевый термостат цезий подавался в прибор через капилляр диаметром 1 мм и длиной 30 мм. Эмиттер разогревался электронной бомбардировкой. Его температура измерялась двумя вольфрам-рениевыми термопарами и оптическим микропирометром по полости черного тела.

Прибор помещался в вакуумную камеру. На стадии обезгаживания вакуумная камера откачивалась диффузионным насосом, снабженным специальной азотной ловушкой, а в рабочем режиме — магнитоэлектрическим насосом. Вакуум в камере поддерживался на уровне 10^{-6} Тор. Для исследования влияния магнитного поля на характеристики диода использовались внешние сменные магниты, позволявшие создавать поперечное и продольное магнитные поля с напряженностью до 400 Э.

Для регистрации вольт-амперных характеристик диода на осциллографе использовалась система импульсного съема, исключая выствывание катода и разогрев анода при больших плотностях тока. При этом с помощью тиристоров из синусоидального напряжения сетевой частоты вырезался участок, близкий к пилообразному напряжению. Длительность импульса регулировалась от 0.1 до 5 мс, период повторения — от 20 мс до 2 с и амплитуда напряжения — от 1 до 100 В.

При исследовании режима модуляции тока к диоду прикладывался прямоугольный импульс напряжения. Амплитуда импульса изменялась от 10 до 100 В. Принципиальная схема измерений приведена на рис. 7. С помощью электронного ключа K1, собранного на транзисторах КТ827, можно было осуществлять плавную регулировку длительности импульса от 10 мкс до 2 мс. Кроме того, временные характеристики диода можно было исследовать с помощью системы импульсного съема ВАХ, описанной выше. Для этого система включалась на 1–2 мс раньше достижения напряжением сети максимального значения. Амплитуда напряжения в области максимума в течение 3–4 мс изменяется незначительно, и именно на этом участке проводились измерения. Для исследования влияния параметров внешней цепи последовательно с диодом подключался контур, в котором можно было изменять емкость C , индуктивность L и сопротивление R .

Обсуждение экспериментальных результатов

Эксперименты проводились в широком диапазоне изменения параметров: давление цезия P_{Cs} изменялось от 10^{-3} до 10^{-2} Тор, давление бария P_{Ba} — от 10^{-5} до 10^{-1} Тор, температура катода T_E от 900°C до 1800°C , величина зазора d — от 0.2 до 2 мм. При давлениях цезия в интервале от $1.5 \cdot 10^{-3}$ до $3.5 \cdot 10^{-3}$ Тор была обнаружена устойчивая модуляция тока и напряжения с полным прерыванием тока. При этом амплитуда тока была порядка 10 А/см^2 , частота модуляции около 10 кГц , а приложенное напряжение варьировалось от 15 до 100 В.

Типичный пример осциллограмм тока и напряжения в Cs–Ba диодомодуляторе приведен на рис. 8. Видно, что развитие разряда происходит за время, малое по сравнению с временем его горения. Напряжения горения разряда составляет 4–6 В. На стадии горения разряда ток в цепи возрастает сравнительно медленно, что связано с ограничением скорости роста тока индуктивностью контура. По прошествии примерно 100 мкс после зажигания происходит обрыв тока. Сам процесс обрыва протекает за время порядка 1 мкс, а уровень тока после обрыва оказывается близким к нулю. Сразу же вслед за обрывом в контуре начинается переходный процесс, который сопровождается значительным увеличением напряжения на диоде — выброс напряжения существенно превышает напряжение внешнего источника. Переходной процесс заканчивается примерно через 40 мкс. При этом к диоду оказывается приложенным напряжение внешнего источника E (в данном случае $E = 20\text{ В}$). Диод сохраняет электропрочность еще 140 мкс, только спустя 180 мкс после обрыва тока в диоде зажигается разряд. Следовательно, частота модуляции (около 5 кГц) не определяется параметрами внешнего контура, а связана с процессами, протекающими в диоде. Отсутствие зажигания разряда в течение длительного времени связана с наличием в приборе кольцевого охранного электрода, экранирующего межэлектродный зазор от большого внешнего объема. При отсутствии экрана после обрыва тока в зазоре происходило бы зажигание разряда во внешнем объеме, поскольку для такого разряда

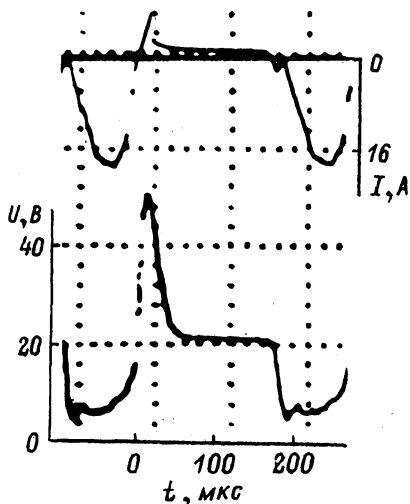


Рис. 8. Осциллограммы зависимостей тока и напряжения от времени в диоде-модуляторе.

$P_{Cs} = 2.3 \cdot 10^{-3}$ Тор, $P_{Ba} = 5 \cdot 10^{-4}$ Тор,
 $T_E = 1315^\circ\text{C}$, $d = 2$ мм, $R = 20$ м, $L = 75$ мкГн,
 $C = 2$ мкФ.

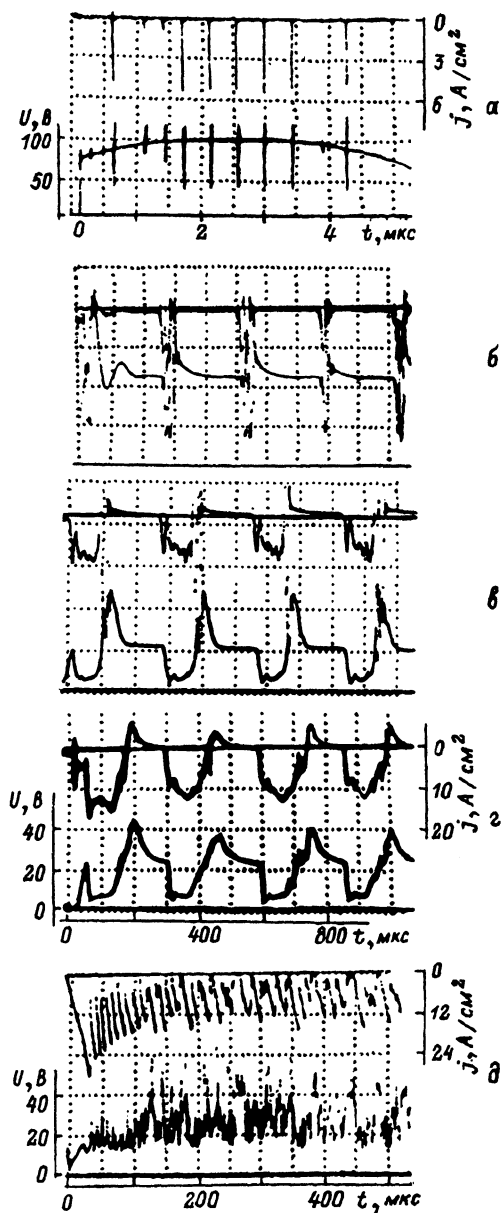


Рис. 9. Осциллограммы зависимостей тока (верхняя кривая) и напряжения (нижняя кривая) от времени при различных $P_{Cв}$.

$P_{Cв}$, Тор: а — $1.15 \cdot 10^{-3}$, б — $1.5 \cdot 10^{-3}$, в — $2.3 \cdot 10^{-3}$, г — $3.35 \cdot 10^{-3}$, д — $7 \cdot 10^{-3}$;
 $P_{Bв}$, Тор: а — $1.5 \cdot 10^{-4}$, б — $7 \cdot 10^{-4}$, в — $4.5 \cdot 10^{-4}$, г — $5.5 \cdot 10^{-3}$, д — $1.7 \cdot 10^{-4}$;
 T_E , °С: а — 1300, б — 1285, в — 1315, г — 1285, д — 1300;
 d , мм: а — 1.6, б — 1.9, в — 2.0, г — 1.6, д — 1.0; R , Ом: б, в — 4; г — 2; д — 0.8;
 L , мкГн: а — 19, б-г — 75, д — 10; C , мкФ: а, б — 0; в — 2; г — 4; д — 5.

величина Pd оказывается больше критической даже при пониженных давлениях.

а) Влияние давления паров цезия на процесс модуляции. Наиболее существенное влияние на процесс модуляции оказывает давление цезия. Осциллограммы тока и напряжения для разных значений P_{Cs} представлены на рис. 9. Здесь $d = 1.6$ мм. По оценкам критическое давление для этого зазора $P_0 \approx 1-2 \cdot 10^{-3}$ Тор. С повышением давления кратковременные пробои появляются при $P_{Cs} = 1.15 \cdot 10^{-3}$ Тор (рис. 9, а). При P_{Cs} от $1.5 \cdot 10^{-3}$ до $3.5 \cdot 10^{-3}$ Тор наблюдается устойчивая модуляция тока при напряжении горения 5–6 В и плотности тока в разряде порядка 10 А/см² (рис. 9, б–г). При дальнейшем увеличении P_{Cs} модуляция ухудшается и колебания принимают стохастический характер (рис. 9, д). Таким образом, устойчивая модуляция осуществляется при давлениях цезия вблизи порогового значения для рассматриваемого зазора.

б) Влияние температуры катода, давления паров бария и плотности тока. Варьирование температуры катода от 1300 до 1900° С и давления паров бария от 10^{-3} до $3 \cdot 10^{-2}$ Тор не приводило к сколько-нибудь существенному изменению характера модуляции: — во всей этой области наблюдалась устойчивая модуляция. Модуляция была зарегистрирована также при более низкой температуре катода — 910° С.

При достаточно больших температурах катода и низких напряжениях, когда разряд отсутствует (режим с поверхностной ионизацией), в диоде развиваются интенсивные колебания с частотой ~ 1 МГц (при $d \sim 1$ мм). Такие высокочастотные колебания большой амплитуды при $T_E > 1600^\circ$ С возникают и в модуляционном процессе, происходящем в разряде. Эти колебания проявляются на некоторых импульсах и при достаточно больших P_{Ba} ($\sim 10^{-1}$ Тор), нарушая регулярный характер модуляции. При еще больших P_{Ba} модуляция в диоде прекращается и горит разряд, насыщенный высокочастотными колебаниями.

Необходимый уровень тока в разряде выставляется путем варьирования ЭДС источника E или сопротивления нагрузки R . При фиксированном R с ростом E увеличивается амплитуда тока, а времена проводящего и запертого состояний уменьшаются (рис. 10). Отметим, что в Cs–Ba триодах при уровнях тока, больших критического, также наблюдалось уменьшение времени горения разряда с ростом тока [22, 23]. Изменение сопротивления нагрузки от 1 до 40 Ом позволяло варьировать плотность тока в разряде приблизительно от 10 до 1 А/см², и во всем этом диапазоне токов наблюдалась устойчивая модуляция. Таким образом, в отличие от триода [22, 23] в рассматриваемом варианте имеет место и при довольно низких плотностях тока.

в) Влияние параметров внешней цепи. Влияние внешней цепи на колебательный процесс в системе, включающей диод-модулятор, можно проанализировать на примере схемы рис. 7. В момент зажигания разряда происходит быстрый перезаряд емкости C , а затем ток попадает до значения, определяемого ЭДС и сопротивлением нагрузки R . Далее процесс развивается сравнительно медленно, и его характер определяется величиной индуктивности нагрузки L . Поведение тока на стадии горения качественно хорошо описывает-

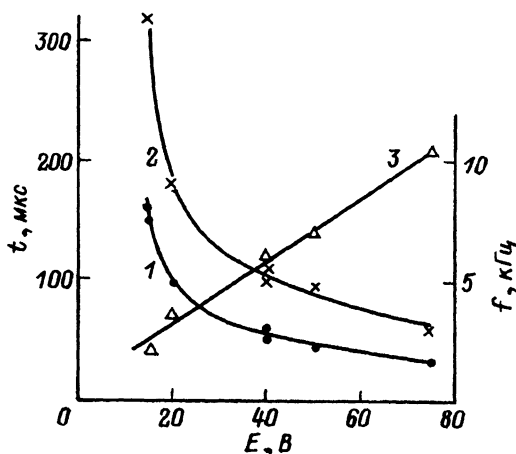


Рис. 10. Зависимости времени проводящего (1) и запертого (2) состояний и частоты модуляции (3) от эдс.

$P_{C_3} = 2.3 \cdot 10^{-3}$ Тор, $P_{B_3} = 4.5 \cdot 10^{-3}$ Тор, $T_E = 1315^\circ$ С, $d = 2$ мм, $R = 2$ Ом, $L = 75$ мкГн, $C = 2$ мкФ.

ся зависимостью

$$j(t) = (E - U_b) \cdot (1/R + t/L), \quad t < t_b, \quad (4)$$

где U_b — напряжение горения, а t_b — время горения разряда.

Эксперименты показали, что индуктивность сильно изменяет t_b , а изменение емкости на t_b влияет слабо. Включение емкости C_{AK} (рис. 7) параллельно диоду приводит только к сглаживанию высокочастотных колебаний, возникающих при высоких температурах катода.

При расчете переходного процесса, развивающегося во внешней цепи после гашения разряда, будем считать, что обрыв тока происходит мгновенно и в момент обрыва остаются неизменными напряжение на контуре и ток, идущий через индуктивность (через емкость до гашения ток не идет, а сразу же после обрыва он возникает). В зависимости от добротности контура $S = R/\rho = R/\sqrt{L/C}$ переходной процесс в цепи имеет колебательный ($S > 1/2$) или апериодический ($S < 1/2$) характер. При этом в колебательном процессе

$$i_R(t) = A \cdot \sin(\Omega t + \varphi) \cdot e^{-\gamma t}, \quad U(t) = E - R \cdot A \cdot \sin(\Omega t + \varphi) \cdot e^{-\gamma t},$$

$$A = -2i_1 \cdot (1 + 1/b^2)^{1/2}, \quad \varphi = -\arctg(b), \quad (5)$$

а в апериодическом процессе

$$i_R(t) = A \cdot \text{Sh}(\Omega t + \varphi) \cdot e^{-\gamma t}, \quad U(t) = E - R \cdot A \cdot \text{Sh}(\Omega t + \varphi) \cdot e^{-\gamma t},$$

$$A = -2i_1 \cdot (1 - b^2)^{1/2}/b, \quad \varphi = -\frac{1}{2} \ln((1+b)/(1-b)). \quad (6)$$

Здесь i_0 , U_0 — ток и напряжение на диоде перед обрывом тока; $\Delta = 4 \cdot S^2 - 1$, $\Omega = \omega \sqrt{|\Delta|/2S}$, $\gamma = \omega/2S$, $i_1 = (E - U_0)/2R$, $b = \sqrt{|\Delta|}/(i_0/i_1 - 1)$.

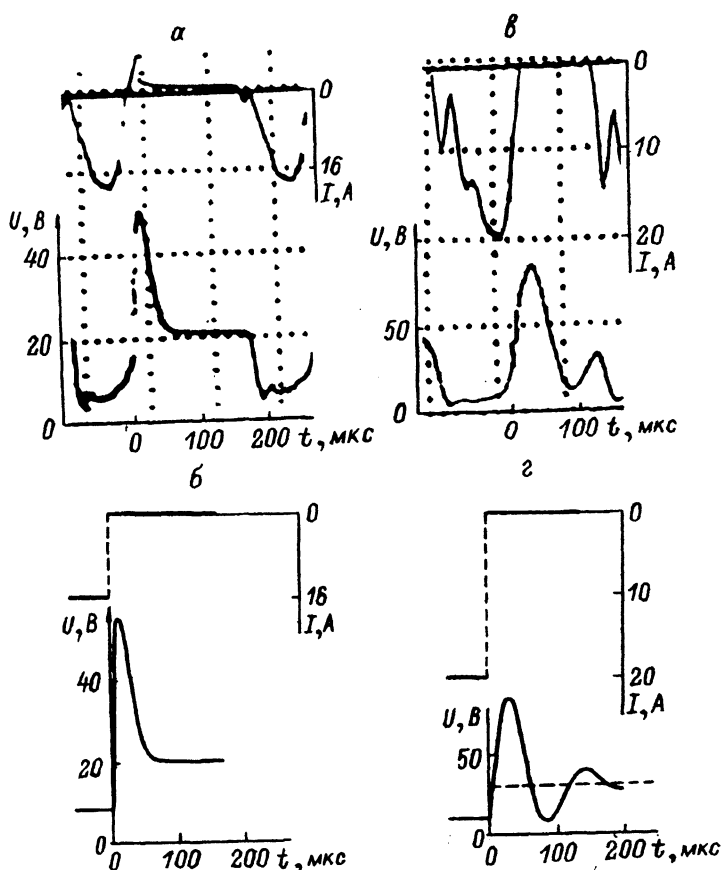


Рис. 11. Экспериментальные (а,б) и расчетные (б,г) зависимости тока и напряжения от времени.

P_{C2} , Топ: а — $2.3 \cdot 10^{-3}$, б — $1 \cdot 10^{-3}$; P_{B2} , Топ: а — $4.5 \cdot 10^{-4}$, б — $3 \cdot 10^{-4}$; $T_E = 1315^\circ C$ (а,б); d , мм: а — 2.0, б — 1.6; E , В: а — 20, б — 30; R , Ом: а — 4, б — 8; $L = 75 \text{ мкГн}$ (а,б); C , мкФ: а — 2, б — 4.

На рис. 11 для сравнения приведены зависимости тока и напряжения от времени, полученные в эксперименте и рассчитанные по формулам (5) и (6) при одних и тех же значениях параметров внешней цепи, тока i_0 и напряжения U_0 . Видно хорошее количественное согласие результатов расчета с экспериментом. Наличие теоретической модели позволяло в процессе эксперимента контролировать правильность измеряемых параметров, предсказывать величину максимальных выбросов напряжения после обрыва тока, а также заранее подбирать параметры внешней цепи для получения нужного режима работы модулятора.

После обрыва тока диод имеет высокую электропрочность, так что выброс напряжения на индуктивности может существенно превосходить приложенное напряжение (в эксперименте наблюдался выброс напряжения до 500 В). Это позволяет использовать диод-модулятор в схеме широтноимпульсного преобразования. Отметим, что большая амплитуда импульсов напряжения возможна только в случае достаточного резкого прерывания тока практически до нуля.

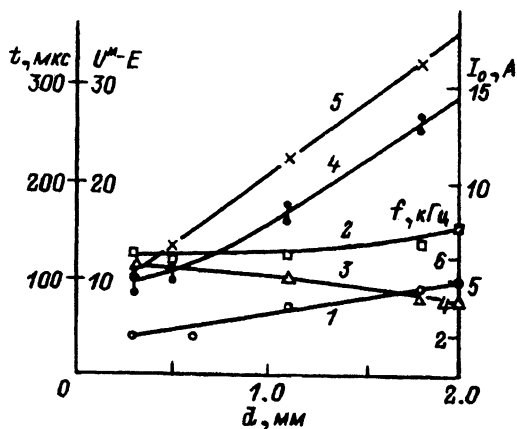


Рис. 12. Зависимости времен проводящего (1) и запертого (2) состояний, частоты модуляции (3), выброса напряжения (4) и тока перед обрывом (5) от величины зазора d .

$P_{Cs} = 2.3 \cdot 10^{-3}$ Тор, $P_{Ba} = 4.8 \cdot 10^{-4}$ Тор, $T_E = 1339^\circ\text{C}$, $E = 26$ В, $R = 4$ Ом, $L = 75$ мкГн, $C = 2$ мкФ.

г) О роли промежутка экран-катод. При фиксированном давлении цезия было исследовано влияние на процесс модуляции величины зазора. Результаты представлены на рис. 12. Видно, что уменьшение величины зазора d приводит к существенному уменьшению длительности горения разряда. С ростом d растет величина выброса напряжения на диоде ($U^M - E$). Это связано с увеличением уровня тока перед обрывом с ростом d . Удивительной здесь оказалась возможность зажигания разряда при всех исследованных зазорах вплоть до минимального $d = 0.3$ мм. Действительно, при максимальном зазоре ($d = 2$ мм) значение Pd незначительно отличалось от критического. После уменьшения d до 0.3 мм величина Pd оказалась в несколько раз ниже критической, а разряд тем не менее наблюдался.

Заметное влияние величины зазора на длительность горения и величину напряжения после обрыва тока говорит о том, что модуляция тока определяется процессами в основном промежутке. Однако наличие модуляции при зазорах, существенно меньших критического для данного давления цезия, свидетельствует о сложной картине зажигания разряда в приборе.

Можно предположить, что зажигание разряда в основном промежутке инициируется зажиганием вспомогательного разряда в полости между катодом и экраном (рис. 6). Эта гипотеза может объяснить, почему существенное уменьшение величины зазора не приводило, а незначительное уменьшение Pd путем уменьшения давления цезия приводило к прекращению зажигания разряда. При $P_{Cs} > 1.15 \cdot 10^{-3}$ Тор, при которых наблюдается модуляция, характерный размер вспомогательного разряда d_a , определяемый расстоянием между боковой поверхностью катода и экраном ($d_a \approx 2$ мм), удовлетворяет условию $P_{Cs} \cdot d_a > (Pd)_0$ и последний зажигается независимо от величины основного зазора. Поступление ионов из полости между катодом и экраном в основной промежуток приводит к уменьшению критического значения Pd , и зажигание оказывается возможным и в основном промежутке.

ке. Влиянием вспомогательного разряда в полости между катодом и экраном на модуляцию тока можно объяснить и тот факт, что минимальная плотность тока в диоде, при которой еще возникает явление обрыва тока, оказалось на порядок ниже, чем критическая плотность тока в триоде [22,23].

При изучении влияния на процесс модуляции поперечного магнитного поля, направленного параллельно рабочей поверхности катода (рис. 6), было установлено, что с ростом напряженности поля H_{\perp} происходит увеличение напряжения горения разряда и уменьшение величины тока перед обрывом. В области сравнительно малых полей воздействие магнитного поля незначительно. При превышении некоторого значения напряженности H_{\perp}^* с ростом H_{\perp} начинается резкое увеличение длительности пребывания диода в запертом состоянии, при достижении достаточно большого поля H_{\perp}^m разряд вообще перестает зажигаться. Величины H_{\perp}^* и H_{\perp}^m при эдс, равной 26 В, оказываются равными 60–70 и 110–120 Э. Таким образом, можно утверждать, что с помощью поперечного магнитного поля при $H_{\perp}^* < H_{\perp} < H_{\perp}^m$ можно задерживать зажигание разряда.

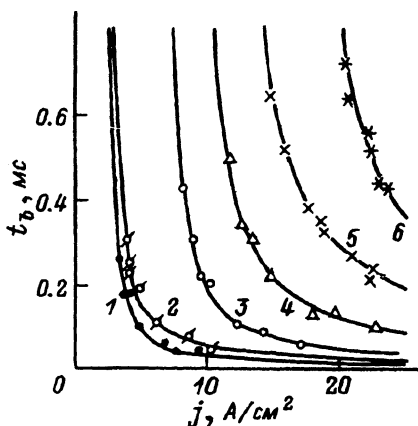
Важным результатом экспериментов с наложением поперечного магнитного поля является то, что сильное воздействие поля на процесс модуляции (при фиксированной эдс) происходит приблизительно при одних и тех же значениях напряженности поля независимо от величины зазора. Если бы поле воздействовало на разряд в основном промежутке, то наблюдалась бы сильная зависимость результатов от величины d , поскольку основным параметром, характеризующим его влияние, является отношение d к ларморовскому радиусу, которое в экспериментах изменялось почти на порядок. В то же время, для вспомогательного разряда из полости между катодом и экраном на анод характерный размер (≈ 2 мм) в ходе экспериментов не изменялся.

В экспериментах с продольным магнитным полем, направленным перпендикулярно рабочей поверхности катода, результаты оказались почти такими же, как и для поперечного поля: наблюдалось существенное влияние поля на разряд, а характерные поля практически не зависели от величины зазора. В этом случае на разряд, горящий в основном промежутке, продольное поле вообще не должно влиять. Однако для разряда, который зажигается в полости с боковой поверхности катода, поле является поперечным, с чем и связано его влияние на разряд. Таким образом, эксперименты с магнитными полями подтверждают большую роль вспомогательного разряда в процессе модуляции.

С целью исследования возможности модуляции тока при отсутствии вспомогательного разряда были проведены эксперименты с использованием прибора, в котором боковая поверхность анода ограничивалась изолятором, а боковая поверхность катода — охраняющим электродом, находящимся под плавающим потенциалом. Диаметр рабочих поверхностей электродов было существенно больше, чем в приборе, описанном выше, и составлял 3 см. Расстояние между катодом и анодом составляло 1.5 мм. В этом приборе наблюдалась полная модуляция тока с плотностью 10–20 А/см². В отличие от описанного выше прибора самопроизвольный обрыв тока наступал при превышении разрядным током критического значения, прямо пропорционально давлению цезия. При давлении цезия $2 \cdot 10^{-3}$ Тор, например, величина

Рис. 13. Зависимости длительности проводящего состояния от плотности разрядного тока в приборе без вспомогательного разряда.

$P_{Ba} = 5 \cdot 10^{-5}$ Тор; P_{Ca} , Тор: 1 — $7.3 \cdot 10^{-4}$, 2 — $8.4 \cdot 10^{-4}$, 3 — $1.3 \cdot 10^{-3}$, 4 — $1.5 \cdot 10^{-3}$, 5 — $3.7 \cdot 10^{-3}$, 6 — $4.4 \cdot 10^{-3}$;
 $T_E, ^\circ C$: 1 — 1470, 2 — 1280, 3 — 1440, 4 — 1290, 5 — 1260, 6 — 1500;
 $T_a, ^\circ C$: 1 — 860, 2 — 820, 3 — 850, 4 — 830, 5 — 800, 6 — 890; q , мКл/см²: 1 — 0.23, 2 — 0.4, 3 — 0.6, 4 — 1.3, 5 — 2.6, 6 — 3.2;
 j_{cr} , А/см²: 1 — 2.51, 2 — 2.6, 3 — 6.9, 4 — 8.8, 5 — 10.9, 6 — 16.01.



критической плотности тока составляла 10 А/см². При $j > j_{cr}$ наблюдалось устойчивое горение разряда.

Были исследованы зависимости длительности проводящего состояния от плотности разрядного тока. В случае отсутствия реактивных элементов в контуре зависимости $t_b(j)$ для разных давлений цезия приведены на рис. 13. Эти зависимости достаточно хорошо описываются выражением

$$t_b = \frac{q}{(j - j_0)}, \quad (7)$$

где q — константа, определяемая давлением цезия.

Проведенные эксперименты показали, что отсутствие вспомогательного разряда приводит к сужению диапазона модулируемых токов за счет повышения его нижней границы. Таким образом, осуществление модуляции со вспомогательным разрядом является весьма перспективным. Кроме того, наличие экрана может быть использовано для управления процессом модуляции.

Для выяснения возможных механизмов взаимодействия основного и вспомогательного разрядов необходимы дальнейшие эксперименты, которые наряду с выявлением этого механизма могут оказаться полезными при оптимизации конструкции диода-модулятора.

д) О возможности управления процессом модуляции. Следует ожидать, что изменение потенциала экрана может изменить условия отбора ионов из полости на стенки и повлиять на процесс модуляции. При подаче различных потенциалов на экран относительно катода U_s было обнаружено, что потенциал экрана прежде всего влияет на зажигание разряда, облегчая его при $U_s < 0$. Таким образом, можно воздействовать на момент возникновения разряда слабыми сигналами.

Были проведены эксперименты с подачей на экран относительно катода короткого импульса с регулируемым временным сдвигом относительно начала процесса. Результаты иллюстрируются рис. 14; здесь естественное время запертого состояния t_c составляет 200 мкс. Показано, что подача импульса на экран в запертом состоянии диода может инициировать разряд до момента его естественного зажигания. Однако существует время t_n , зависящее от амплитуды и полярности управляющего импульса, в течение которого не удается стимулировать

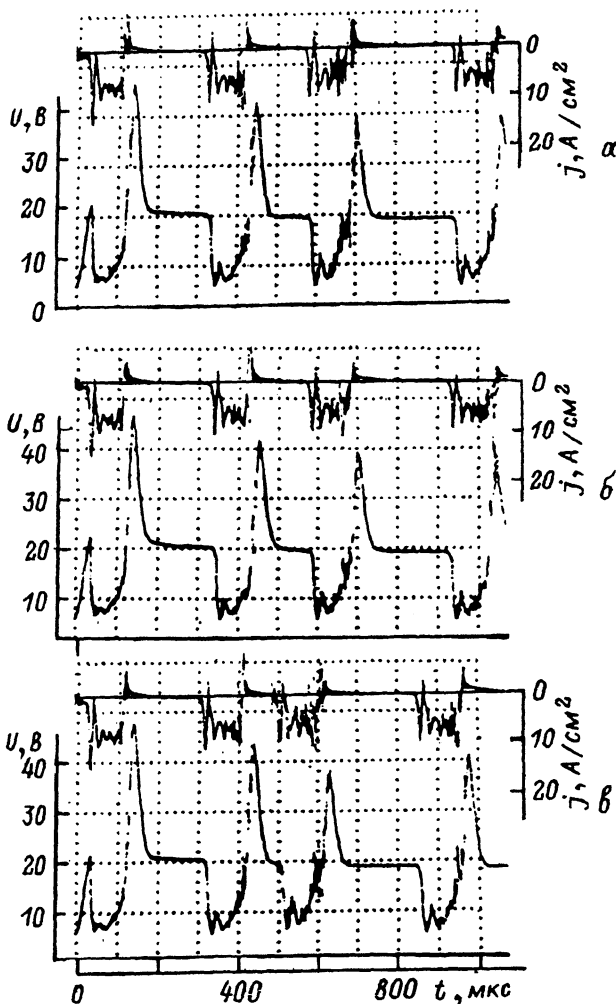


Рис. 14. Осциллограммы зависимостей тока и напряжения от времени при подаче импульса напряжения на экран.

$P_{C_1} = 2.3 \cdot 10^{-3}$ Тор, $P_{B_1} = 4.8 \cdot 10^{-4}$ Тор, $d = 1.8$ мм, $T_E = 1350^\circ\text{C}$, $E = 24$ В, $R = 4$ Ом, $L = 75$ мкГн, $C = 2$ мкФ, длительность импульса 10 мкс; Амплитуда импульса: а — +6, б — -4, в — -15 В.

поджиг разряда. Положительный импульс с амплитудой 6 В облегчает зажигание основного разряда без изменения его характеристик, причем t_n составляет 160 мкс (рис. 14,а). В то же время при подаче на экран положительного импульса большой амплитуды (15–20 В) не удастся инициировать основной разряд. Напротив, подача отрицательного импульса всегда облегчает условия поджига разряда. Так, отрицательный импульс с амплитудой -4 В позволяет осуществить поджиг разряда уже через 150 мкс (рис. 14,б), а при увеличении амплитуды до -15 В t_n уменьшается до 100 мкс (рис. 14,в). Поэтому для управления длительностью пребывания диода в запертом состоянии можно рекомендовать использование именно отрицательного импульса на экран.

Таким образом, с помощью небольшого по интенсивности и длительности импульса, подаваемого на экран, можно управлять процессом модуляции. Сам факт возможности такого управления может быть использован для синхронизации работы двух модуляторов, которые в инверторе должны работать в противофазе. Подавая отрицательный импульс на экран второго диода в момент, когда происходит обрыв тока в первом диоде, можно синхронизовать включение второго диода с моментом выключения первого. При этом условия должны быть подобраны такими, чтобы $t_n < t_b < t_c$.

Для целей синхронизации работы диодов-модуляторов может быть также использован описанный выше эффект задержки поджига разряда магнитным полем. Например, в инверторе путем подачи импульса магнитного поля на второй диод можно задержать зажигание разряда во втором диоде до тех пор, пока в первом горит разряд. В этом случае t_b должно быть не меньше t_c .

Заключение

Обнаруженная экспериментально полная модуляция тока в диоде обеспечивается за счет развития плазменных структур без использования каких-либо внешних воздействий и является типичным примером процесса самоорганизации. Кнудсеновский разряд в диоде с эмиттирующим катодом является открытой системой, что необходимо для развития процессов самоорганизации. Образование нелинейных одномерных структур в плазме кнудсеновского разряда оказывается возможным благодаря обмену энергией между частицами и электрическим полем. Особенно интенсивно этот обмен происходит на быстрой стадии при развитии неустойчивости типа неустойчивости Пирса. Именно этой стадией определяется высокая скорость переходного процесса; узкие фронты импульсов тока в свою очередь обеспечивают высокий КПД процесса модуляции.

Обнаруженное и исследованное в данной работе явление низкочастотной модуляции тока в кнудсеновском диоде имеет большое прикладное значение. Например, при эксплуатации энергетических установок, созданных на основе термоэмиссионного метода преобразования тепловой энергии в электрическую, для повышения напряжения необходимо предварительно преобразовать постоянное напряжение в переменное. Ранее для этой цели были предложены триодные ключевые элементы [21-26], причем особенно высокого уровня тока удалось достигнуть при использовании Cs-Va наполнения [24,26]. Существенным преимуществом диодного варианта инвертора по сравнению с триодным является отсутствие такого сложного и малонадежного конструктивного элемента как сетка.

Таким образом, низкочастотная модуляция тока в диоде, в основе которой лежит формирование самосогласованных нелинейных структур в плазме, является ярким примером процессов самоорганизации, которые могут быть непосредственно использованы на практике.

В заключение авторы выражают благодарность С.В.Бобашеву за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] *Бабанин В.И., Колышкин И.Н., Кузнецов В.И.* и др. Способ модуляции тока в газовом разряде сильноточного ключевого элемента. АС СССР № 1563488. БИ. № 39. 1991. 251 с.
- [2] *Ott W.* // *Z.Naturforsch.* 1967. Vol. 22 a. N 7. P. 1057-1067.
- [3] *Гвердцители И.Г., Караманов В.Я., Каширский Е.А.* и др. // *ЖТФ.* 1972. Т. 42. Вып. 1. С. 103-110.
- [4] *Бабанин В.И., Колышкин И.Н., Кузнецов В.И.* и др. // *ЖТФ.* 1982. Т. 52. Вып. 7. С. 1304-1312.
- [5] *Кузнецов В.И., Эндер А.Я.* // *ЖТФ.* 1977. Т. 47. Вып. 11. С. 2237-2246.
- [6] *Кузнецов В.И., Эндер А.Я.* // *ЖТФ.* 1979. Т. 49. Вып. 10. С. 2176-2179.
- [7] *Кузнецов В.И., Эндер А.Я.* // *ЖТФ.* 1981. Т. 51. Вып. 11. С. 2250-2259.
- [8] *Кузнецов В.И., Эндер А.Я.* // *ЖТФ.* 1983. Т. 53. Вып. 12. С. 2329-2338.
- [9] *Кузнецов В.И., Эндер А.Я.* Препринт ФТИ АН СССР. № 1061. Л., 1986.
- [10] *Iizuka S., Michelsen P., Rasmussen J.J.* et al. // *J. Phys. Soc. Jap.* 1985. Vol. 54. N 7. P. 2516-2528.
- [11] *Iizuka S., Michelsen P., Rasmussen J.J.* et al. // *J. Phys. E.* 1981. Vol. 14. N 11. P. 1291-1295.
- [12] *Pierce J.R.* // *J. Appl. Phys.* 1944. Vol. 15. N 10. P. 721-726.
- [13] *Burger P.* // *J. Appl. Phys.* 1964. Vol. 35. N 10. P. 3048-3049. *Ibid.* 1965. Vol. 36. N 6. 1938-1943.
- [14] *Gray P.C., Kuhn S., Crystal T.L., Birdsall C.K.* // *Proc. 2nd Symp. on Plasma Double Layers and Related Topics.* Innsbruck (Austria), 1984. P. 266-271.
- [15] *Birdsall, Crystal T.L., C.K. Gray P.C., Kuhn S.* // *Proc. 17th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases.* Budapest (Hungary), 1985. Contributed Paper. Vol. 2. P. 819-921.
- [16] *Ender A.Ya., Kuhn S., Kuznetsov V.I.* // *Proc. 4th Symp. on Double Layers and Other Nonlinear Structures in Plasma.* Innsbruck (Austria), 1992. P. 346-351.
- [17] *Бабанин В.И., Эндер А.Я.* // *ЖТФ.* 1971. Т. 41. Вып. 4. С. 720-727. Там же. 1981. Т. 51. Вып. 11. С. 2260-2270.
- [18] *Бабанин В.И., Эндер А.Я.* // *ЖТФ.* 1976. Т. 46. Вып. 6. С. 1240-1249.
- [19] *Babanin V.I., Ender A.Ya.* // *Proc. 24th IECEC.* Washington (USA), 1989. P. 1143-1147.
- [20] *Nygaard K.J.* // *J. Chem. Phys.* 1968. Vol. 49. N 5. P. 1995-2002.
- [21] *Кайбышев В.З., Кузин Г.А.* // *ЖТФ.* 1975. Т. 45. Вып. 1. С. 320-328.
- [22] *Каплан В.Б., Марциновский А.М., Мустафаев А.С.* и др. // *ЖТФ.* 1979. Т. 49. Вып. 3. С. 567-572.
- [23] *Babanin V.I., Kaplan V.B., Kolyshkin I.N.* et al. // *J. De Physique.* Col. C7. 1979. T. 40. Suppl. au N 7. P. C7-201.
- [24] *Кайбышев В.З., Кузин Г.А., Мельников М.В.* // *ЖТФ.* 1972. Т. 42. Вып. 6. С. 1265-1269.
- [25] *Каплан В.Б., Макаров А.Н., Марциновский А.М.* и др. // *ЖТФ.* 1977. Т. 47. Вып. 1. С. 274-284.
- [26] *Каплан В.Б., Марциновский А.М., Мустафаев А.С.* и др. // *ЖТФ.* 1977. Т. 47. Вып. 10. С. 2068-2078.

Научно-исследовательский институт
радиоприборостроения
Москва

Поступило в Редакцию
28 октября 1993 г.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург