10; 11

ОБ ОГРАНИЧЕНИИ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА, ФОРМИРУЕМОГО В СИЛЬНОТОЧНОМ ДИОДЕ В НАРАСТАЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Г. Ковалев, О. Л. Комаров, О. П. Печерский, Ю. М. Савельев, К. И. Ткаченко, В. И. Энгелько

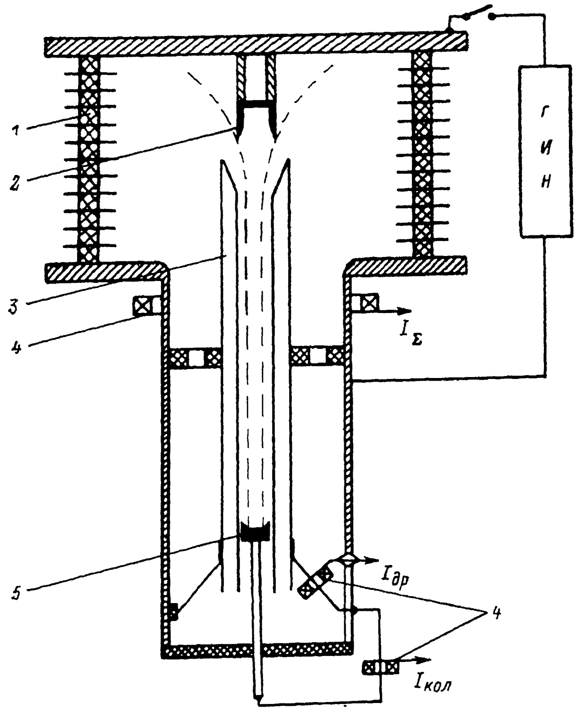
Приводятся результаты исследования причин уменьшения длительности импульса генерации сильноточного электронного пучка $\tau_и$ в вакуумном диоде, помещенном в нарастающее вдоль распространения пучка магнитное поле, при ускоряющем напряжении $U_д$, большем 200 кВ. Результаты экспериментов и численных расчетов свидетельствуют о том, что на работу диода оказывают большое влияние осциллирующие в прикатодной области вдоль магнитных силовых линий электроны. В режим осцилляций захватываются электроны, эмиттируемые боковой поверхностью катода. Наличие в прикатодной области облака осциллирующих электронов приводит к увеличению скорости расширения катодной плазмы поперек магнитного поля, а также к утечке электронов на анод с самого начала импульса. При величине магнитной индукции вблизи катода $B_к \leqslant 1.5$ кГс ограничение $\tau_и$ обусловлено перемыканием диода катодной плазмой, движущейся поперек магнитного поля с повышенной под влиянием осциллирующих электронов скоростью. При $B_к > 1.5$ кГс и $U_д > 200$ кВ $\tau_и$ определяется временем выхода катодной плазмы в область однородного магнитного поля. В этом случае уменьшение $\tau_и$ с ростом $U_д$ обусловлено, по-видимому, увеличением скорости расширения катодной плазмы вдоль магнитного поля вследствие роста скорости ее генерации на катоде.

Аксиально-симметричные релятивистские сильноточные электронные пучки (СЭП) длительностью 10^{-5} с и более представляют интерес для исследований по генерации мощных импульсов СВЧ излучения [1], коллективного ускорения ионов [2], модификации поверхностных свойств материалов [3]. Максимальная длительность пучка и высокая стабильность в течение импульса достигаются при размещении диода в нарастающем вдоль распространении СЭП магнитном поле и подавлении тем или иным способом утечек электронов в обратном направлении [4]. В этом случае в зависимости от конструкции диода и условий его работы длительность импульса $\tau_и$ определяется перемыканием либо катод-анодного, либо катод-коллекторного промежутков. Возможны также режимы, когда токи на анод и коллектор в конце импульса нарастают практически одновременно.

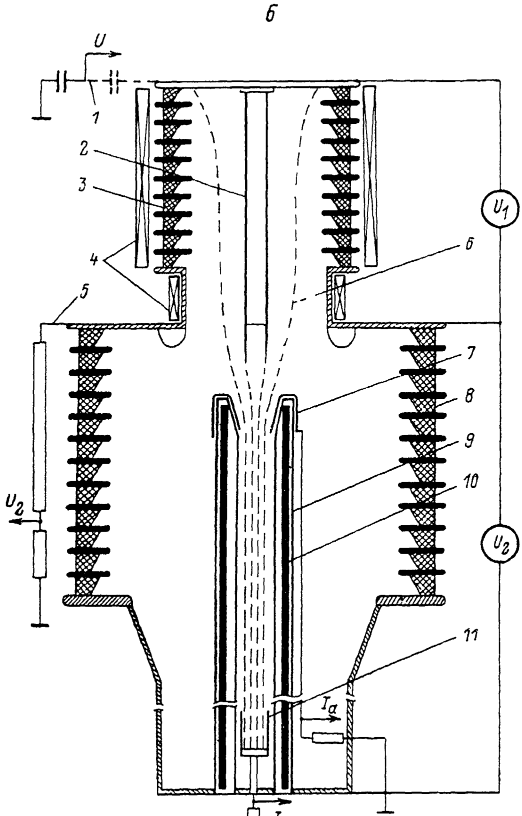
К настоящему времени накоплен довольно большой объем экспериментальных данных о закономерностях пробоя диодов в неоднородном магнитном поле. Их обзор сделан в работах [5-7]. Тем не менее этих данных недостаточно для выяснения физического механизма пробоя. В частности, остается открытым вопрос о причинах уменьшения $\tau_и$ при увеличении напряжения на диоде. В связи с этим существует необходимость дальнейших экспериментальных исследований закономерностей развития пробоя в сильноточных диодах, помещенных в нарастающее вдоль распространения СЭП магнитное поле. Ниже приводятся результаты одного из таких исследований.

Экспериментальные результаты

Технически наиболее просто подавление электронных утечек в обратном относительно распространения СЭП направлении достигается, если ускоряющий промежуток размещен в верхней части цилиндрического изолятора (ускорительа



б



ной трубки), внутри которого размещены также канал транспортировки с соленоидом магнитного поля [8–10]. По такой схеме был сделан один из двух диодов (рис. 1, *а*), с которыми проводились данные эксперименты. Магнитная изоляция ускоряющего промежутка осуществлялась краевым магнитным полем соленоида, расположенного соосно с каналом транспортировки *3*. Магнитные силовые линии (МСЛ), проходящие через кромку катода, выходят на верхний фланец ускорительной трубки. Индукция магнитного поля в однородной части канала транспортировки $\leqslant 18$ кГс, длина канала 200 см, диаметр 100 мм. Источником высокого напряжения в экспериментах служил ГИН, собранный по схеме Аркадьева—Маркса на однородных искусственных формирующих линиях. ГИН формировал на нагрузке прямоугольные импульсы напряжения длительностью до 50 мкс.

Диаметр катода $d_к$, длина ускоряющего промежутка $L_{ак}$, под которой понимается расстояние от кромки катода до торца металлического кожуха соленоида, расстояние между катодом и коллектором $L_{кк}$, магнитная индукция в однородной области B были оптимизированы так, чтобы длительность импульса СЭП $\tau_и$ была максимальной. Стабильная работа диода, когда длительность импульса $\tau_и \simeq 50$ мкс ограничивается не пробоем межэлектродного промежутка, а энергоемкостью ГИН, возможна при ускоряющих напряжениях $U_д \leqslant 300$ кВ. Это достигается при выполнении следующих условий: $B \geqslant 9$ кГс, $d_к \sim 8$ см, $L_{ак} \geqslant 4.5$ см (при этом пробочное отношение $\geqslant 8$), $L_{кк} > 50$ см [11]. В этом случае в течение бо́льшей части импульса ~ 40 мкс первеанс диода P практически постоянен, что свидетельствует о стабильности эмиссионной поверхности катодной плазмы (рис. 2).

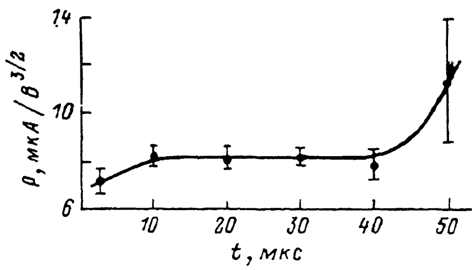


Рис. 2. Зависимость микропервеанса диода P от времени.

Вместе с тем уже при $U_д > 200$ кВ вероятность нестабильной работы диода увеличивается, а длительность импульса, усредненная по многим импульсам, падает (рис. 3, *а*). Ограничение $\tau_и$ происходит в результате быстрого нарастания токов на анод и коллектор вплоть до величины, определяемой коротким замыканием ГИН (рис. 4). Кроме этого, при $U_д > 200$ кВ на аноде регистрируется ток, появляющийся практически с самого начала импульса. Можно предположить, что появление анодного тока $I_а$ и является причиной уменьшения $\tau_и$ при увеличении $U_д$. В связи с этим были проведены исследования с целью выяснения причин появления $I_а$ и его влияния на $\tau_и$.

Численные расчеты траекторий электронов свидетельствуют о том, что появление анодного тока при увеличении $U_д$ нельзя объяснить нарушением магнитной изоляции анода из-за роста ларморовского радиуса электронов. Анодный ток $I_а$ может появиться в результате возникновения эмиссии электронов с поверхности верхнего фланца ускорительной трубки. Для того чтобы проверить это предположение, были проведены измерения анодного тока при отсутствии катода. Эти измерения показали, что при отсутствии катода $I_а$ не регистрируется при напряжениях до 450 кВ. Этот факт свидетельствует в пользу того, что утечки на анод не определяются эмиссией с этого фланца.

Дальнейшие исследования проводились с использованием схемы, показанной на рис. 1, *б*. Эта схема отличается от рис. 1, *а* наличием дополнительной ускорительной трубки *3* и соленоидов *4*, что позволяло менять потенциал верхнего фланца ускорительной трубки *8* независимо от напряжения на ускоряющем

Рис. 1. Схемы экспериментальных установок.

а: *1* — ускорительная трубка, *2* — кромочный катод, *3* — анод и труба дрейфа (соленоид транспортирующего магнитного поля не показан), *4* — пояс Роговского, *5* — коллектор; *б*: *1* — емкостной делитель напряжения; *2* — катод; *3* — ускорительная трубка $УТ_1$; *4* — соленоиды, изолирующие $УТ_1$; *5* — резистивный делитель напряжения; *6* — магнитные силовые линии; *7* — анодный датчик; *8* — ускорительная трубка $УТ_2$; *9* — труба дрейфа; *10* — соленоид транспортирующего магнитного поля; *11* — коллектор.

промежутке, а также менять в широких пределах распределение электрического и магнитного полей в системе.

В проведенных экспериментах генерация СЭП осуществлялась кромочным катодом из нержавеющей стали диаметром 80 мм. Длина ускоряющего промежутка $L_{ак}$ равнялась 6.6 см, пробочное отношение $k=B_д/B_к\simeq 6$, где $B_д$ и $B_к$ — индукция магнитного поля в канале транспортировки и на кромке катода соответственно. В экспериментах измерялись суммарное напряжение на ускорительных трубках $УТ_1$ и $УТ_2$, напряжение на нижней ускорительной трубке $УТ_2$, ток коллектора и ток утечки на анод, который регистрировался датчиком, расположенным на торце канала транспортировки (рис. 1, *б*, *7*). Система соленоидов позволяла формировать магнитное поле в $УТ_1$ до 1.2 кГс, в канале транспортировки до 22 кГс.

Источником ускоряющего напряжения служил ГИН Аркадьева—Маркса с ударной емкостью 0.12 мкФ. Эксперименты проводились при четырех вариан-

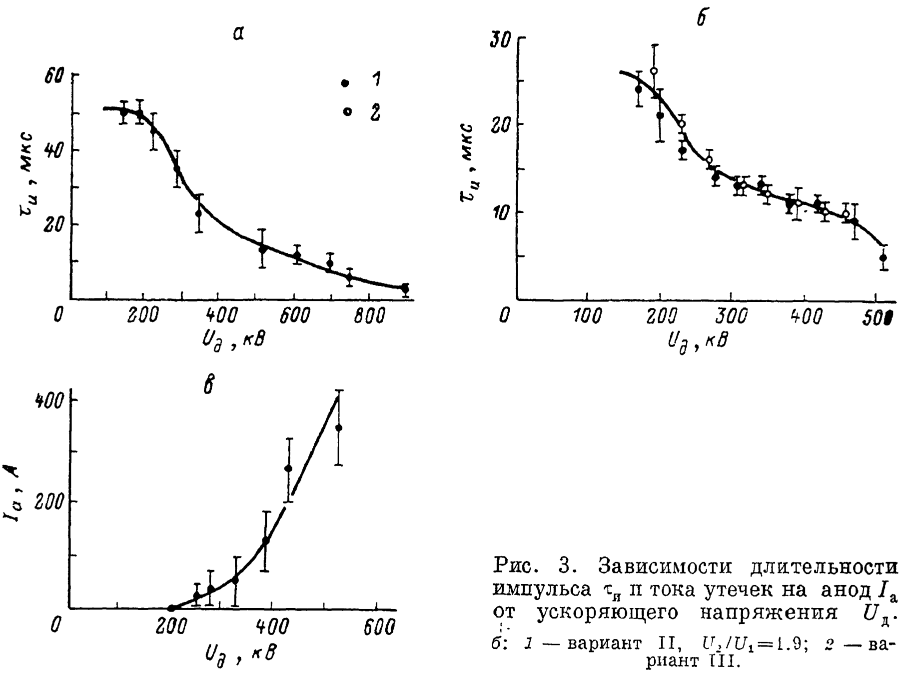


Рис. 3. Зависимости длительности импульса $\tau_и$ и тока утечек на анод $I_а$ от ускоряющего напряжения $U_д$.
б: *1* — вариант II, $U_2/U_1=1.9$; *2* — вариант III.

тах распределения напряжения между ускорительными трубками: I — $U_1=U_0$, $U_2=0$; II — $U_1=mU_0$, $U_2=(1-m)\,U_0$; III — $U_1=0$, $U_2=U_0$; IV — $U_1=-0.25\,U_0$, $U_2=U_0$. Здесь U_1, U_2, U_0 — напряжения на $УТ_1$, $УТ_2$ и полное напряжение ГИН соответственно; $m=0.25-0.85$. В вариантах I—III напряжение, приложение к ускоряющему промежутку, равно $U_д=U_0$,в IV — $U_д=U_1+U_2=$ $=0.75U_0$.

На рис. 3, *б* приведена полученная в экспериментах со схемой 1, *б* зависимость $\tau_и\,(U_д)$, которая качественно согласуется с аналогичной зависимостью, полученной со схемой 1, *а*. При $U_д \leqslant 200$ кВ пробоя диода часто не происходит и $\tau_и$ определяется энергоемкостью ГИН. При $U_д > 200$ кВ $\tau_и$ уменьшается с ростом $U_д$. При этом наблюдается рост анодного тока $I_а$, регистрируемого с начала импульса (рис. 3, *в*). На рис. 3, *б* приведены данные, полученные при распределении напряжения по вариантам II ($U_2/U_1=1.9$) и III.

Видно, что, несмотря на отличие потенциала фланца $УТ_2$ для этих вариантов в 1.5 раза, экспериментальные точки ложатся на одну зависимость. Это подтверждает сделанный выше вывод о том, что процессы на этом фланце не влияют на работу диода.

Для получения информации о характере движения электронов в диоде, помещенном в нарастающее магнитное поле, были проведены численные расчеты их траекторий. Траекторный анализ проводился в одночастичном приближении с помощью пакета прикладных программ «POISSON-2» [12]. Результаты расчета свидетельствуют о том, что как в схеме 1, *а*, так и в схеме 1, *б* образуется облако запертых в прикатодной области электронов, вращающихся вокруг оси диода и осциллирующих вдоль МСЛ. На возможность образования такого облака указывалось в работе [4]. Размер области осцилляций электронов вдоль МСЛ зависит от распределения электрического и магнитного полей в системе, но во всех случаях эта область довольно далеко простирается в направлении выше катода (вплоть до катодного фланца $УТ_1$). На рис. 5 в качестве примера приведены расчетные траектории электронов пучка (*3*) и осциллирующих электронов (*1*, *2*), стартующих с разных участков боковой поверхности катода. Следует отметить, что если МСЛ выходят на поверхность изолятора $УТ_1$, то движение электронов из осциллирующего превращается в однонаправленное.

Можно предположить, что наличие запертых электронов и приводит к росту $I_а$ при увеличении $U_д$. В пользу такого предположения приведем следующие результаты, полученные в экспериментах со схемой 1, *б*.

1. Наличие облака осциллирующих вдоль МСЛ электронов подтверждается экспериментами, в которых магнитная индукция B_1 в соленоиде *4* (рис. 1, *б*) не превышала 0.45 кГс, причем этот соленоид подключался к ГИН так, чтобы разряд через него ГИН приводил к уменьшению B_1 в течение импульса до величины, при которой МСЛ выходят на поверхность $УТ_1$. Как показали эксперименты, выход МСЛ на ускорительную трубку приводит к пробою по ее поверхности, вызванному потоком электронов из прикатодной области. Если соленоид *4* подключен так, что ГИН увеличивает в течение импульса магнитное поле B_1, то $\tau_и$ практически не зависит от B_1.

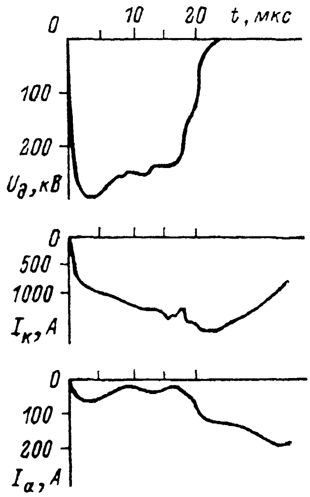


Рис. 4. Осциллограммы ускоряющего напряжения $U_д$, ток коллектора $I_к$ и тока утечек на анод $I_а$.
Диод по схеме 1, *а*.

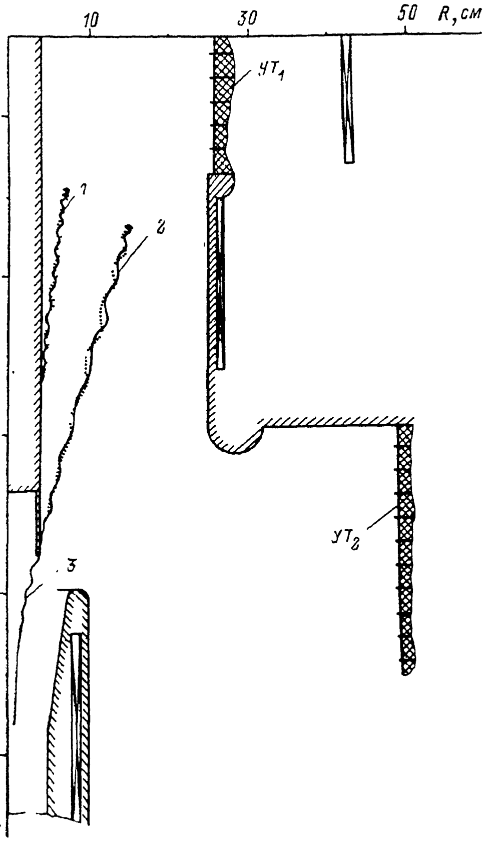
2. Несмотря на то, что изменение B_1 влияет на распределение магнитного поля только в области, заметно удаленной от ускоряющего промежутка, величина $I_а$ чувствительна к B_1 (увеличивается с ростом B_1). Так как в области влияния B_1 попадают только осциллирующие вдоль МСЛ электроны, то это указывает на связь этих электронов с $I_а$.

3. Уменьшение индукции магнитного поля на катоде $B_к < 1.5$ кГс приводит к падению $\tau_п$ (рис. 6, *а*, *б*, варианты II, III). При этом регистрируются значительные утечки тока на анод даже при $U_д \leqslant 200$ кВ. Согласно проведенным расчетам, в данных условиях магнитная изоляция диода сохраняется вплоть до $B_к \sim 0.2$ кГс, поэтому появление $I_а$ при $B_к \geqslant 0.5$ кГс нельзя связать с ее нарушением. При распределении напряжения по ускорительным трубкам по варианту IV электрическое поле выше катода меняет направление по сравнению с вариантами I—III. При этом возможность осцилляций в области выше катода исключается. Эксперименты, проведенные с таким распределением напряжения, показали, что $I_а$ в этом случае отсутствует, а длительность импульса близка к максимальной даже при $B_к \simeq 0.5$ кГс (рис. 6, *в*).

Обсуждение результатов

Данные, полученные в экспериментах, свидетельствуют о том, что осцилляция электронов в прикатодной области вдоль МСЛ приводит к возрастанию утечки тока на анод $I_а$. Причем возрастание $I_а$ происходит одновременно с уменьшением $\tau_и$ независимо от того, что является причиной появления утечек — высокое ускоряющее напряжение $U_д > 200$ кВ или малая величина магнитного поля $B_к < 1.5$ кГс.

Можно предположить, что уменьшение $\tau_и$ происходит вследствие расширения анодной плазмы, образующейся под действием тока $I_а$. Для проверки этого предположения были рассчитаны зависимости внешнего радиуса пучка r_2 от времени. Расчет этой зависимости основывался на том, что в условиях наших экспериментов ток пучка



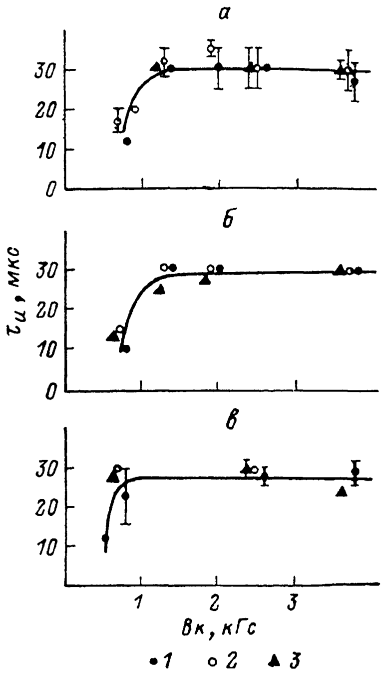


Рис. 5. Траектории осциллирующих электронов (1, 2) и одна из траекторий электронов пучка (3).

Рис. 6. Зависимости длительности импульса $\tau_и$ от величины магнитного поля вблизи кромки катода $B_к$ для различных вариантов распределения напряжения между ускорительными трубками.

а — вариант II, $U_2/U_1=1, 2$; *б* — III; *в* — IV; B_1, кГс; *1* — 0.9, *2* — 0.45, *3* — 0.15.

в начальный момент времени хорошо соответствует предельному току канала транспортировки для тонкого пучка [13]

$$I_{пр} = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{2 \ln (R_0/r_0)},$$

где $\gamma = 1 + eU_д/mc^2$, R_0 — радиус канала дрейфа, r_0 — начальный радиус СЭП.

Полагая, что ток СЭП равен предельному в течение всего импульса, можно определить зависимость $r_2(t)$ из формулы для $I_{пр}$ пучка конечной толщины [13]

$$I_{пр} = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 - 2r_0^2 \frac{\ln (r_2/r_0)}{r_2^2 - r_0^2} + 2 \ln \frac{R_0}{r_2}}.$$

Здесь учтено то, что в соответствии с [6, 14] скорость изменения внутреннего радиуса пучка существенно меньше скорости изменения его внешнего радиуса. На рис. 7 показаны осциллограммы $U_д(t)$, $I_к(t)$ и рассчитанные с их использованием зависимости $r_2(t)$. Видно, что как при отсутствии $I_а$ в начале импульса, так и при его наличии резкое нарастание тока на анод коррелирует с достижением r_2 МСЛ, касающейся анода (r_a=3.8 см). Скорость роста r_2 при наличии I_a в начале импульса выше, чем при его отсутствии. Таким образом, эти данные свидетельствуют о том, что уменьшение $\tau_и$ вызвано не образованием под действием I_a анодной плазмы, а увеличением скорости расширения катодной плазмы поперек магнитного поля. Увеличение скорости поперечного расширения катодной плазмы связано с осцилляцией электронов вдоль МСЛ. В пользу такого вывода свидетельствуют и данные работ [4, 15]. В [15] осцилляция электронов вдоль МСЛ в диоде с однородным магнитным полем организовывалась искусственно путем создания в канале дрейфа на некотором расстоянии от диода виртуального катода, от которого отражалась часть пучка. Появление осциллирующих электронов, как и в нашем случае, приводило к значительной утечке

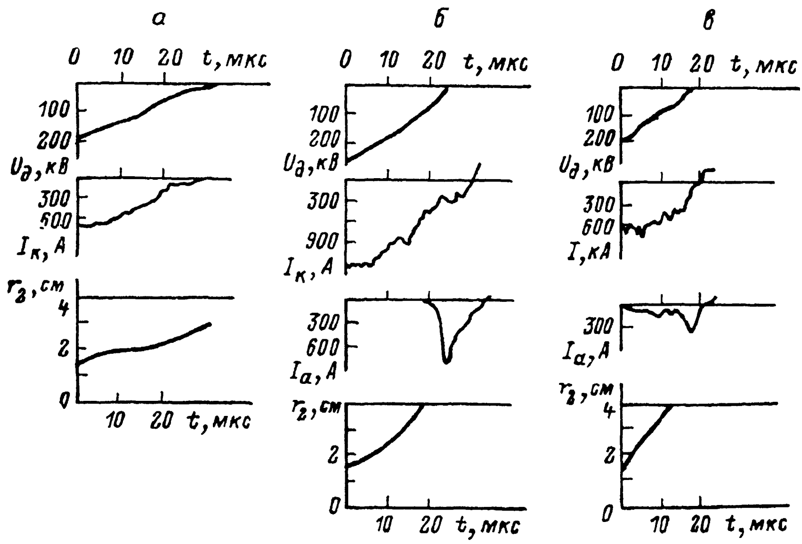


Рис. 7. Осциллограммы $U_д$, $I_к$, I_a и соответствующие им расчетные зависимости внешнего радиуса пучка r_2 от времени.

тока на анод и уменьшению $\tau_и$. Уменьшение $\tau_и$ при наличии осцилляций электронов в диоде с однородным магнитным полем отмечалось также в [16]. В работе [4] было установлено, что если боковую поверхность катода вблизи его кромки закрыть диэлектриком, то скорость падения импеданса диода существенно уменьшается. Этот факт можно объяснить подавлением в этом случае эмиссии электронов с боковой поверхности катода и уменьшением в связи с этим влияния на работу диода осциллирующих электронов, так как в режим осцилляции захватываются в основном электроны, эмиттированные с боковой поверхности катода.

Из рис. 6 видно, что при $B_к > 1.5$ кГс $\tau_и$ практически постоянна (изменение $B_к$ осуществлялось путем изменения тока в транспортирующем соленоиде, при этом конфигурация МСЛ в ускоряющем промежутке не изменялась). Утечка электронов на анод в начале импульса при таких $B_к$ и напряжении ~200 кВ отсутствовала. Длительность импульса в этих условиях ограничивалась либо разрядом ГИН, либо пробоем диода, при развитии которого происходил резкий рост тока на анод и коллектор. При $B_к < 1.5$ кГс закорачивание диода сопровождалось нарастанием тока только на анод. Эти особенности развития пробоя на диоде можно объяснить следующим образом. При $B_к < 1.5$ кГс скорость расширения катодной плазмы поперек магнитного поля велика, в частности, из-за влияния облака осциллирующих электронов. Вследствие этого к моменту подхода плазмы к аноду ее торцевая граница находится в области неоднородного поля и ток через плазму замыкается только на анод. При $B_к > 1.5$ кГс скорость поперечного расширения катодной плазмы уменьшается. При этом до окончания импульса ГИН плазма, двигаясь вдоль МСЛ, достигает области однородного магнитного поля, после чего происходит ее быстрый разлет как поперек, так и вдоль МСЛ [14, 16, 17]. В этом случае ток короткого замыкания протекает как через анод, так и через коллектор. Отметим, что из-за большой длины межэлектродного промежутка в диодах, работающих в микросекундном диапазоне $\tau_и$, уже в начале импульса электрическое поле диода препятствует расширению катодной плазмы [18]. В этих условиях разлет плазмы вдоль МСЛ возможен либо за счет ее притока с поверхности катода, либо из-за уменьшения напряжения в течение импульса. В соответствии с [18] в плоскопараллельном диоде без магнитного поля с ростом $U_д$ давление плазмы за счет ее притока с катода растет быстрее давления электрического поля. Если считать, что эта закономерность сохраняется и при наличии магнитного поля, то уменьшение $\tau_и$ с ростом $U_д$ при большой величине $B_к$ можно объяснить тем, что с ростом $U_д$ увеличивается скорость расширения катодной плазмы вдоль МСЛ. Это приводит к более раннему выходу катодной плазмы в однородное магнитное поле, где происходит быстрое закорачивание диода как вдоль, так и поперек МСЛ [14, 17].

Список литературы

[1] *Месяц Г. А.* // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1984. Вып. 4. С. 192—203.

[2] *Лебедев А. Н., Пазин К. Н.* // Атомная энергия. 1976. Т. 41. № 4. С. 244—247.

[3] Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск: Наука, 1983. 169 с.

[4] *Ройфе И. М., Бурцев В. А., Василевский М. А., Энгелько В. И.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 5. С. 944—956.

[5] *Бугаев С. П., Ильин В. П., Кошелев В. И.* и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1979. Вып. 1. С. 5—35.

[6] *Бугаев С. П., Зайцев Н. И., Ким А. А.* и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1981. Вып. 2. С. 36—61.

[7] *Василевский М. А., Ройфе И. М., Энгелько В. И.* // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1983. Вып. 3. С. 184—203.

[8] *Ройфе И. М., Стекольников Б. А., Энгелько В. И.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 12. С. 2563—2576.

[9] *Воронин В. С., Захаров С. М., Казанский Л. Н., Пикуз С. А.* // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 20. С. 1224—1227.

[10] *Артамонов В. И., Дубовой Л. В., Дувидзон В. М., Смилга В. И.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 23. С. 1422—1427.

[11] *Ковалев В. Г., Марков В. Б., Печерский О. П.* и др. // Тез. докл. VI Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Томск, 1986. Т. 1. С. 135.

[12] *Астрелин В. Т., Иванов В. Я.* // Автометрия. 1980. № 8. С. 92—99.

[13] *Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П.* // Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977. 280 с.

[14] *Никонов А. Г., Ройфе И. М., Савельев Ю. М., Энгелько В. И.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 4. С. 683—690.

[15] *Винтизенко И. И., Жерлицын А. Г., Кузнецов С. И.* и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 605—607.

[16] *Долгачев Г. И.* Автореф. канд. дис. М., 1988. 14 с.

[17] *Бугаев С. П., Ким А. А., Кошелев В. И.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 9. С. 1718—1720.

[18] *Василевский М. А., Ройфе И. М., Энгелько В. И.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 6. С. 1183—1194.

Поступило в Редакцию
19 сентября 1988 г.