

12
©1992 г.

РАБОТА ВАКУУМНОЙ ЛИНИИ С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ ПРИ МИКРОСЕКУНДНЫХ ДЛИТЕЛЬНОСТЯХ ИМПУЛЬСА

*В.Г.Ковалев, О.П.Печерский, Ю.М.Савельев, К.И.Ткаченко,
В.И.Энгелько, М.Члупек¹*

Проведено исследование вакуумной линии с магнитной самоизоляцией (ВЛМС) при длительности импульса $\tau_{и} \sim 3$ мкс и напряжении до 450 кВ. Изучены вольт-амперные характеристики линии, свойства замагниченного электронного потока, влияние динамики катодной плазмы и характерных неоднородностей ВЛМС на ее работу. Установлено, что ВЛМС может устойчиво работать при $\tau_{и} \sim 3$ мкс с эффективностью передачи энергии по линии $\sim 100\%$. Характеристики ВЛМС в значительной мере определяются радиальным расширением катодной плазмы со скоростью $\sim 2 \cdot 10^6$ см/с. Экспериментально показано, что распределение плотности тока в электронном потоке ВЛМС отличается от рассчитанного в гидродинамической модели. Установлено, что ВЛМС устойчиво работает при наличии неоднородностей, таких как неоднородность электродов $\sim 30\%$ от величины межэлектродного зазора и поворот линии на угол $\sim 30^\circ$.

Введение

Вакуумные линии с магнитной самоизоляцией (ВЛМС) используются для транспортировки мощных электромагнитных импульсов к нагрузке [1,2]. До последнего времени исследования ВЛМС проводились в наносекундном диапазоне длительности электромагнитного импульса $\tau_{и}$. Исследованию же ВЛМС в микросекундном диапазоне $\tau_{и}$ практически не уделялось внимания.

Работа ВЛМС в микросекундном диапазоне $\tau_{и}$ может существенно отличаться от ее работы в наносекундном диапазоне $\tau_{и}$. Обусловлено это тем, что с ростом $\tau_{и}$ возрастает влияние на работу линии динамики катодной плазмы и анодных процессов. Является вероятным также развитие неустойчивостей в электронном потоке. Как уже отмечалось, подобные исследования работы ВЛМС в микросекундном диапазоне $\tau_{и}$ не проводились. Имеются отдельные данные в публикациях, посвященных изучению микросекундных вакуумных диодов. В работе [3] исследованы

¹ Институт физики плазмы ЧСАН (Прага).

вольт-амперные характеристики (ВАХ) ВЛМС в диапазоне напряжений 0.6–1.0 МВ при $\tau_{и} \leq 1$ мкс, показана возможность поддержания режима магнитной самоизоляции в течение ~ 1 мкс.

Ниже приводятся результаты исследования ВЛМС при $\tau_{и} > 1$ мкс. Исследования проводились с целью получения информации о ВАХ линии, о пространственно-временных характеристиках электронного потока в вакуумном зазоре линии, о влиянии на работу ВЛМС различных геометрических неоднородностей (входная и выходная области линии, эксцентриситет, поворот).

Экспериментальная установка и методика исследований

Схема экспериментов с ВЛМС показана на рис. 1. Длина линии составляла 2 м, радиусы внутреннего r_1 и внешнего r_2 электродов 6.25 и 15 см соответственно. На торце внутреннего электрода размещались кромочный или полусферический катоды, изготовленные из нержавеющей стали или графита. Расстояние d между катодом и графитовым коллектором могло изменяться в диапазоне 0–20 см (под d понимаются расстояние между кромкой катода и плоскостью коллектора для кромочного катода и расстояние между коллектором и ближайшей к нему точкой катода для полусферического). Внутренний электрод ВЛМС был покрыт графитовой тканью для улучшения однородности электронной эмиссии при низких напряжениях.

Указанные выше значения r_1 и r_2 были выбраны из следующих соображений. Для получения $\tau_{и} \gtrsim 1$ мкс в нагрузке ВЛМС, в качестве которой служил промежуток катод-коллектор, длина последнего должна быть не менее 3–4 см. Для того чтобы напряжение на нагрузке составляло существенную долю напряжения холостого хода ГИНа, начальный импеданс нагрузки R_0 должен быть не меньше волнового сопротивления ГИНа ρ . Исходя из равенства $R_0 = \rho$, находим значение r_1 , предполагая, что промежуток катод-коллектор плоскопараллельный. Оценку значения r_2 получаем из условия превышения током нагрузки минимального тока магнитной самоизоляции I_{\min} [1,2].

ВЛМС подключалась к генератору импульсного напряжения (ГИН) Аркадзева–Маркса с ударной емкостью 0.12 мкФ с помощью проходного секционированного изолятора высотой 110 см и диаметром 100 см. В режиме холостого хода напряжение на ГИН до 1 МВ. Напряжение U на верхнем фланце изолятора измерялось емкостным делителем. Напряжение $U_{л}$ на ВЛМС определялось как $U_{л} = U - L dI_{вх}/dt$, где $L = 4.3$ мкГн — индуктивность цепи между ВЛМС и верхним фланцем изолятора, $I_{вх}$ — ток на входе линии.

Система электротехнических измерений (токовые шунты, пояса Роговского) позволяла определять интегральные токи утечки во входной области ВЛМС и на отдельные секции внешнего электрода, ток на входе $I_{вх}$ и выходе $I_{вых}$ линии, ток на коллектор. Дифференциальные токи утечки на внешней электрод измерялись миниатюрными цилиндрами Фарадея и с помощью рентгеновских полупроводниковых детекторов. Распределение плотности тока $j(r)$ по сечению межэлектродного пространства ВЛМС определялось с помощью токовых передвижных микроколлекторов с площадью приемной поверхности 0.05 см². Конструкция микроколлекторов позволяла размещать перед приемной частью фольгу, отсекающую низкоэнергетичные электроны катодной плазмы.

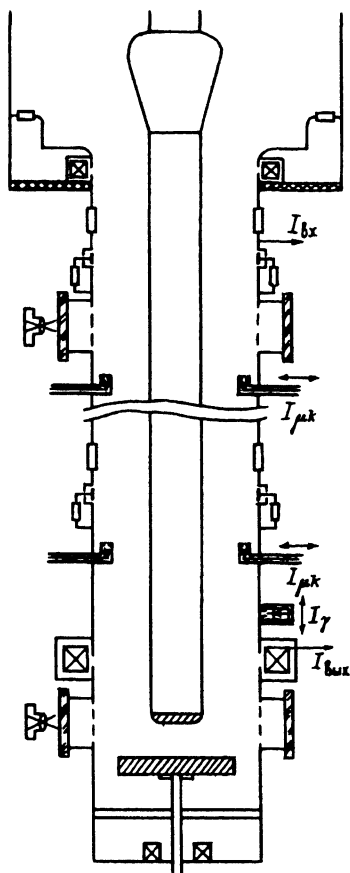


Рис. 1. Схема ВЛМС.

Кроме экспериментальных исследований проводились численные расчеты переходных процессов и траекторий электронов. Для траекторного анализа использовался пакет прикладных программ „POISSON-2" [4].

Результаты исследований

Эффективность передачи энергии η по ВЛМС в проведенных экспериментах была близка к 100% при $d \lesssim 3$ см. Здесь

$$\eta = \left(\int_0^{\tau_{и}} I_{\text{ВЫХ}} U_{\text{Л}} dt \right) / \left(\int_0^{\tau_{и}} I_{\text{ВХ}} U_{\text{Л}} dt \right). \quad (1)$$

Потери энергии происходят в основном на фронте импульса до установления магнитной изоляции. Потери вследствие утечек на внешний электрод в течение импульса после установления режима магнитной изоляции малы. При больших $d \gtrsim 10$ см эффективность снижается до $\sim 75\%$

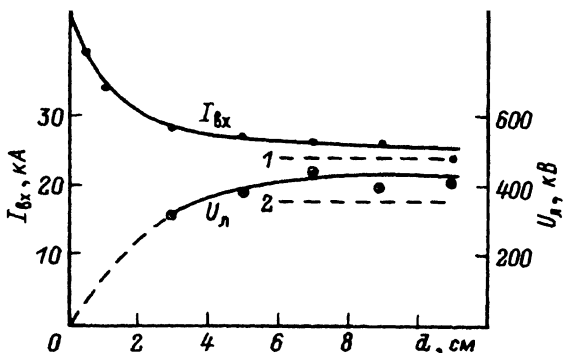


Рис. 2. Зависимости входного тока линии $I_{\text{вх}}$ и напряжения на ней $U_{\text{л}}$ от d .

при $U_{\text{л}} \approx 280$ кВ и до $\sim 85\%$ при $U_{\text{л}} \approx 430$ кВ, т.е. с ростом напряжения на линии η несколько увеличивается. Из сравнения осциллограмм $I_{\text{вх}}$ и $I_{\text{вых}}$ следует, что в случае больших d потери энергии происходят в течение всего импульса, достигая максимальной величины в диапазоне времен 1.0–1.5 мкс.

Зависимости тока линии на ее входе $I_{\text{вх}}$ и напряжения на линии $U_{\text{л}}$ от расстояния d представлены на рис. 2. Эти зависимости соответствуют $t = 0.75$ мкс, поскольку к данному моменту времени, как будет показано ниже, магнитная изоляция устанавливается, а катодная плазма не успевает значительно расшириться. Для исследованных катодов величина тока практически одинакова при $d > 5$ см и отличается при $d \lesssim 5$ см. Это является следствием того, что при $d < 5$ см существенную часть тока ВЛМС составляет ток в катод-коллекторном промежутке, величина которого зависит от геометрии катода. Из рис. 2 видно, что при $d \gtrsim 5$ см нагрузкой ГИН является только ВЛМС, а при $d < 5$ см — ВЛМС и катод-коллекторный промежуток.

Типичные осциллограммы напряжения U и тока на входе линии $I_{\text{вх}}$ показаны на рис. 3,а. Штриховой линией на этом рисунке представлена соответствующая зависимость $I_{\text{min}}(t)$, полученная при условии $r_1, r_2 = \text{const}$. Величина I_{min} определялась в соответствии с [1,2]

$$I_{\text{min}} = \frac{mc^3}{2e \ln r_2/r_1} \gamma_m^3 \ln \left(\gamma_m + \sqrt{\gamma_m^2 - 1} \right),$$

$$\gamma_0 = \gamma_m + (\gamma_m^2 - 1)^{3/2} \ln \left(\gamma_m + \sqrt{\gamma_m^2 - 1} \right),$$

$$\gamma_0 = 1 + \frac{eU_{\text{л}}}{mc^2}. \quad (2)$$

Из рис. 3,а видно, что $I_{\text{вх}}$ превышает I_{min} в течение практически всего импульса. Отметим, что в наносекундном диапазоне $I_{\text{вх}}$ отличается от I_{min} незначительно (примерно на 10% [2]). Можно предположить, что существенное отличие $I_{\text{вх}}$ от I_{min} в нашем случае объясняется движением катодной плазмы в межэлектродном промежутке. Из анализа зависимостей импеданса ВЛМС от времени следует, что при $d > 9$ см скорость

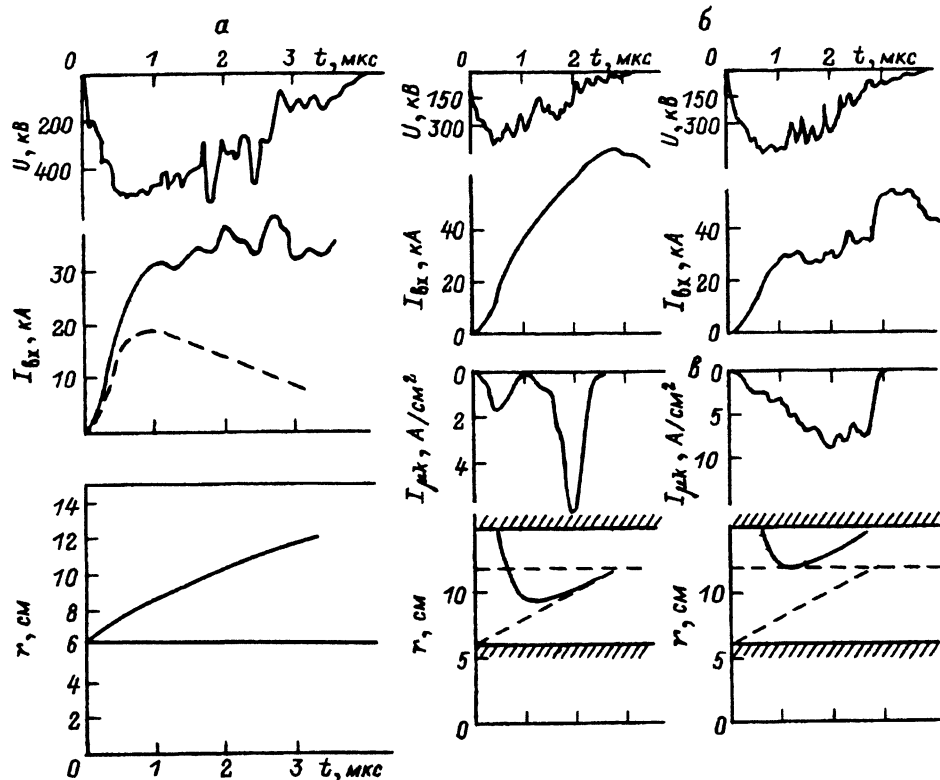


Рис. 3. а — осциллограммы U , I_{BX} и зависимость радиуса эмиссионной границы катодной плазмы от времени; б, в — осциллограммы U , I_{BX} , $I_{\mu K}$ и зависимости радиуса внешней границы электронного потока от времени; штриховые линии — положения микроколлектора и границы катодной плазмы, $v = 2 \cdot 10^6$ см/с, $d = 4$ (б) и 8 см (в).

падения импеданса слабо зависит от d по крайней мере в течение первых ~ 2 мкс после начала импульса. Следовательно, аксиальное движение катодной и коллекторной плазмы при таких d не оказывает заметного влияния на ток линии. Данное обстоятельство позволяет оценить скорость радиального движения катодной плазмы положив $I_{BX} = I_{\min}$ и считая $r_1 = r_1(t)$. Полученная таким образом зависимость $r_1(t)$ показана на рис. 3,а, здесь же показаны зависимости от времени внутреннего и внешнего радиусов электродов ВЛМС. Из нее вытекает, что средняя скорость радиального расширения катодной плазмы $v \approx 2 \cdot 10^6$ см/с.

Экспериментальное определение величины v проводилось с использованием передвижных микроколлекторных датчиков, приемная часть которых была повернута на 180° относительно направления электронного потока, а отсекающая низкоэнергетичные электроны фольга снята. При известном расстоянии между поверхностью внутреннего электрода и микроколлектором регистрировался момент возникновения токового сигнала, являющегося следствием приближения к зонду плазмы. Полученная таким образом скорость плазмы составляет величину $v = 1.8 - 2.6 \cdot 10^6$ см/с. На рис. 2 штриховыми линиями 1 и 2 показаны значения I_{\min} ,

рассчитанные для $v = 2 \cdot 10^6$ см/с и 0 соответственно. Видно, что учет расширения катодной плазмы заметно улучшает соответствие экспериментального значения тока линии с I_{\min} .

Таким образом, радиальная скорость расширения катодной плазмы имеет типичное для вакуумных диодов, работающих при микросекундных τ_n , значение. Отметим, что при наносекундных τ_n наблюдались струи катодной плазмы, расширяющейся со скоростью $\sim 10^7$ см/с [5]. Заслуживает также внимания факт увеличения скорости расширения катодной плазмы при уменьшении d . По-видимому, это связано с тем, что при малых d скорость падения напряжения на ВЛМС увеличивается, что, согласно [6], приводит к увеличению скорости расширения катодной плазмы.

На рис. 3, б, в показаны осциллограммы U , $I_{\text{вх}}$ и тока $I_{\mu k}$ на микроколлектор, расположенный на расстоянии $\simeq 3$ см от поверхности внешнего электрода. Форма осциллограмм $I_{\mu k}$ существенно зависит от d . При малых d , когда ток линии заметно превышает I_{\min} , наблюдается два отчетливых максимума $I_{\mu k}$ (рис. 3, б). При больших d , когда ток линии равен I_{\min} , $I_{\mu k}$ имеет один максимум (рис. 3, в).

В наносекундном диапазоне τ_n вблизи внешнего электрода обычно регистрируется короткий импульс тока, длительность которого соответствует времени установления магнитной изоляции [2]. При микросекундных τ_n , как видим, форма $I_{\mu k}$ более сложная. Можно предположить, что первый импульс тока при $d = 4$ см, так же как и в наносекундном диапазоне, обусловлен утечкой электронов до установления магнитной изоляции. Для проверки этого предположения оценим в одночастичном приближении время, за которое граница электронного потока опускается ниже микроколлектора. Под границей электронного потока будем понимать максимальный радиус r_m , которого достигает электрон при движении между электродами линии.

В одночастичном приближении r_m связано с током линии соотношением

$$\ln \frac{r_m}{r_1} = \frac{8.5\sqrt{\gamma_m^2 - 1}}{I}, \quad (3)$$

где $\gamma_m = 1 + eU_m/mc^2$, U_m — потенциал на границе электронного потока, e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света.

Отсюда

$$r_m = r_1 \exp \left(\frac{8.5\sqrt{\gamma_m^2 - 1}}{I} \right). \quad (4)$$

Без учета объемного заряда

$$U_m = U_0 \frac{\ln(r_m/r_1)}{\ln(r_2/r_1)} \quad (5)$$

и окончательно

$$r_m = r_1 \exp \left\{ \frac{2U_0}{511 \ln \frac{r_2}{r_1} \left[\left(\frac{I}{8.5} \right)^2 - \left(\frac{u_0}{511 \ln(r_2/r_1)} \right)^2 \right]} \right\}. \quad (6)$$

Размерности величин в (6) U_0 в кВ, I в кА.

Положив в (6) $U_0 = U_n$, $r_1 = r_1(0) + vt$, $v = 2 \cdot 10^6$ см/с и используя осциллограммы U и I , получим зависимости $r_m(t)$, показанные на рис. 3, б, в. Из сопоставления этих зависимостей с осциллограммами $I_{\mu k}$ можно сделать вывод о том, что уменьшение тока $I_{\mu k}$ при $t \simeq 1$ мкс и $d = 4$ см действительно можно связать с тем, что траектории электронов по мере роста тока линии прижимаются к поверхности катода. При $d = 8$ см r_m в течение всего импульса превышает радиус, на котором расположен микроколлектор. При этом провал тока отсутствует. Отметим, что, как будет показано ниже, на самом деле электронный поток не имеет резкой границы. Этим, вероятно, объясняется то, что даже при минимальном значении r_m ток на микроколлектор отличен от нуля.

Возрастание тока $I_{\mu k}$ при $t > 1$ мкс (рис. 3) обусловлено, по-видимому, приближением к микроколлектору катодной плазмы. При проведении данных измерений приемные отверстия микроколлекторов были закрыты титановой фольгой толщиной 30 мкм. Этим объясняется резкий спад $I_{\mu k}$ при подходе плазмы к микроколлектору.

На рис. 4 показано распределение плотности тока по радиусу $j(r)$, измеренное в двух сечениях ВЛМС, находящихся на расстоянии 67 (1) и 120 см (2) от катода, для двух значений d : 11 (а) и 3 см (б). Измерения удалось провести только при $r > 9$ см, так как при $r \lesssim 9$ см уже в начале импульса происходили пробои с внутреннего электрода на микроколлектор. Значения $I_{\mu k}$ брались для $t = 1.5$ мкс, т.е. после установления магнитной изоляции. Точки на графиках получены усреднением по 3–5 импульсам.

В распределениях $j(r)$ обращают на себя внимание два обстоятельства. Первым является то, что электронный ток регистрируется при $r > r_m$. Второе обстоятельство заключается в том, что плотность тока возрастает в направлении к внутреннему электроду. Оба эти результата не согласуются с расчетами в гидродинамическом приближении. Для $j_z(r)$ в [7] приведено следующее выражение:

$$j_z = 2.65 \cdot 10^{-3} \frac{mc^2}{er^2} \frac{\beta\gamma}{C_1^2}, \quad (7)$$

где

$$\gamma = \cosh \left[\frac{1}{C_1} \ln \left(\frac{r}{r_1} \right) \right],$$

$$\beta = \sqrt{1 - \gamma^{-2}},$$

$$C_1 = \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) \left(\ln \left[\gamma_m + (\gamma_m^2 - 1)^{1/2} \right] + \frac{\gamma_0 - \gamma_m}{(\gamma_m^2 - 1)^{1/2}} \right)^{-1}$$

Зависимость $j_z(r)$, полученная из выражения (7), показана на рис. 4, а штриховой кривой. Видно, что она существенно отличается от экспериментальной. В то же время экспериментальная зависимость качественно согласуется с результатами численных расчетов, выполненных в работах [7, 8]. На рис. 4, б показаны результаты расчетов из [7]. Видно, что, как и в наших экспериментах, распределение $j(r)$, полученное численным моделированием, характеризуется наличием электронного потока при $r > r_m$

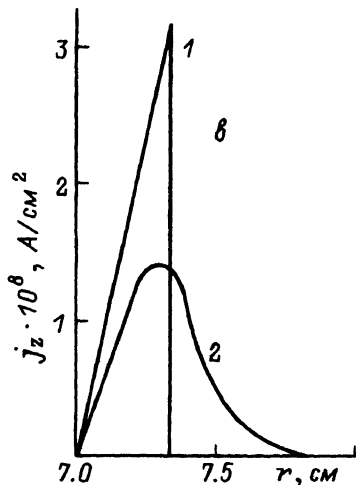
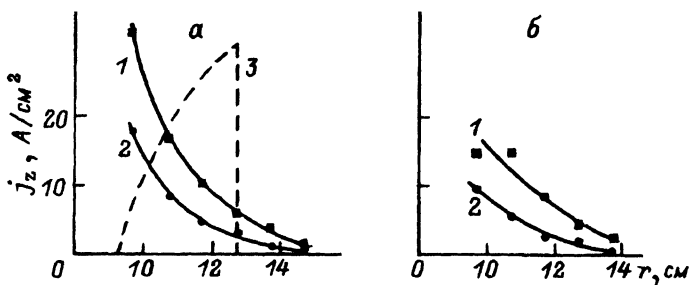


Рис. 4. Распределения плотности тока j_z по радиусу для $d = 11$ (а) и 3 см (б).

3 — теоретическая зависимость [8]; распределения получены при $t = 1.5$ мкс; б — распределения $j_z(r)$, полученные в [8]: 1 — гидродинамическая модель, 2 — численное моделирование.

и спадом j с ростом r в прианодной области вакуумного промежутка. При уменьшении d до значений, при которых становится существенным влияние на величину тока катод-коллекторного промежутка, j и I_b уменьшаются (I_b — полный ток электронного потока).

Зная зависимость $j(r)$, можно определить величину электронного тока в вакуумном зазоре линии $I_b = 2\pi \int_{r_1}^{r_2} j(r)rdr$. Для распределения 1 на рис. 4,а его величина составляет ≈ 4 кА. Для условий, в которых получено это распределение, расчетное значение тока электронного потока в соответствии с [1,2]

$$I_b = I_{\min} \frac{\gamma_m - 1}{\gamma_m} = 4.2 \text{ кА}, \quad (8)$$

Таким образом, несмотря на отличие измеренного распределения от рассчитанного в гидродинамическом приближении, интегральные величины измеренного и рассчитанного токов хорошо согласуются.

Характеристики электронного потока вблизи входа в ВЛМС отличаются от характеристик в ее однородной части. Это проявляется, в частности, в нестабильности тока $I_{\mu k}$ вблизи внешнего электрода от импульса к импульсу. Величина его при $d \geq 7$ см или $U_{\text{л}} \leq 300$ кВ в сечении $z = 172$ см в 2–3 раза больше по сравнению с токами $I_{\mu k}$ в сечениях $z =$

$= 120$ и 67 см. При $d < 7$ см или $U_d > 300$ кВ токи во всех трех сечениях становятся сравнимыми по величине. На поведение электронного потока во входной области может оказывать влияние неоднородность геометрии электродов и соответствующая неоднородность электрического и магнитного полей (имеется в виду область вблизи конического участка на внутреннем электроде (рис. 1)). Действительно, траекторный анализ показал, что электроны, стартующие с части поверхности конического участка внутреннего электрода, не замагничены и попадают на внешний электрод. По-видимому, эмиссия электронов с этого участка и приводит к росту тока $I_{\mu k}$ во входной области и его нестабильности.

Можно предположить, что эмиссия с конического участка внутреннего электрода оказывает также сильное влияние и на форму распределения $j(r)$ в однородной части линии. Для проверки этого предположения были проведены измерения при отсутствии конического участка. Они показали, что интегральные характеристики ВЛМС, а также распределение $j(r)$ в однородной части линии не зависят от наличия или отсутствия этого участка внутреннего электрода. Обусловлено это, по-видимому, уходом эмиттируемых с него электронов на внешний электрод уже в начале однородной части ВЛМС. Этот вывод согласуется с данными работы [7], в которой численными расчетами было показано, что электроны, эмиттируемые с неоднородных участков внутреннего электрода ВЛМС при входе в линию уходят на внешний электрод. Поток в однородной части линии формируется только из электронов, эмиттируемых однородной поверхностью внутреннего электрода.

Относительно надежности измерений, проводимых с помощью микроколлекторных зондов, можно отметить следующее. Качественно оценка надежности была сделана на основе численного траекторного анализа в одночастичном приближении. Было показано, что искажения электрического поля, вносимые микроколлектором, не оказывают существенного влияния на форму траекторий, если микроколлектор расположен вблизи внешнего электрода. Следовательно, отмеченные выше особенности распределения $j(r)$ являются свойством электронного потока, а не следствием искажающего воздействия микроколлектора. Менее надежными следует считать точки, полученные на расстоянии 1–2 см от эмиттирующей поверхности внутреннего электрода, поскольку в этом случае искажения электронных траекторий значительны, кроме того, из-за локального усиления электрического поля изменяются условия эмиссии электронов с поверхности катодной плазмы.

С целью получения информации о распределении тока электронов на внешний электрод в области диода были проведены измерения распределения интенсивности тормозного излучения вдоль этого электрода. Измерения проводились с помощью полупроводниковых детекторов СКД1-01, размещенных в свинцовых коллиматорах. Коллиматоры располагались вплотную к внешней поверхности электродов.

На рис. 5 показаны распределения интенсивности рентгеновского излучения I_γ для различных значений U_d и d . Распределения построены для момента времени $t = 1$ мкс после начала импульса. Сечение $z = 0$ соответствует положению среза катода.

Видно, что с увеличением напряжения на ВЛМС ширина распределения $I_\gamma(z)$ уменьшается, а положение максимума удаляется от катода в сторону коллектора. При малых d максимум I_γ находится за плоскостью коллектора, что, очевидно, обусловлено генерацией рентгеновско-

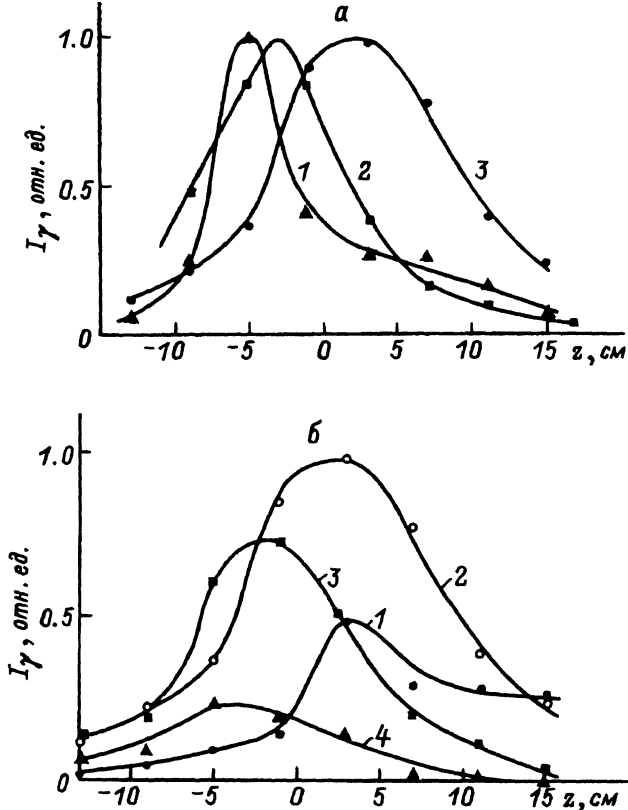


Рис. 5. Распределение интенсивности рентгеновского излучения на внешнем электроде I_γ .

Катод-коллекторный промежуток располагается в области отрицательных z . a — $t = 1.0$ мкс; U_n , кВ: 1 — 210, 2 — 420, 3 — 260; d , см: 1 — 3; 2, 3 — 11; b — $U_n = 260$ кВ, $d = 11$ см; t , мкс: 1 — 0.75, 2 — 1.0, 3 — 1.5, 4 — 2.0.

го излучения с коллектора. Отмеченные закономерности согласуются с результатами самосогласованного траекторного анализа. Рис. 5, б иллюстрирует изменение распределения $I_\gamma(z)$ в течение импульса для одного из режимов. Уменьшение ширины распределения $I_\gamma(z)$, видимое на рис. 5, б, можно качественно объяснить уменьшением вакуумного зазора линии из-за радиального расширения катодной плазмы.

Реальные ВЛМС не являются, как правило, строго однородными как в аксиальном, так и в радиальном направлениях. Ниже приводятся некоторые экспериментальные результаты исследования ВЛМС с различного вида неоднородностями.

Локальные искажения магнитного поля в однородной части ВЛМС создавались путем размещения на внешней поверхности линии пары постоянных магнитов. Магниты располагались перед микроколлектором симметрично относительно его оси и ориентировались так, чтобы внешнее магнитное поле $B_{вн}$ было направлено, как и собственное магнитное

поле линии $B_{\text{л}}$, по азимуту. Значения $B_{\text{л}}$ и $B_{\text{вн}}$ были сравнимы на радиусах 10–15 см.

Эксперименты показали, что при увеличении с помощью внешних постоянных магнитов суммарного магнитного поля $B = B_{\text{л}} + B_{\text{вн}}$ момент появления сигнала на микроколлектор, расположенный в области влияния $B_{\text{вн}}$, а также момент достижения током $I_{\mu k}$ своего первого максимума сдвигаются к началу мипульса. Поскольку, как отмечалось выше, первый максимум на осциллограммах $I_{\mu k}$ отражает процесс установления магнитной изоляции, то, очевидно, данная зависимость задержки $I_{\mu k}$ от B объясняется более быстрым локальным замагничиванием электронного потока с ростом B .

Увеличение B приводит к уменьшению $I_{\mu k}$. Так, амплитуда первого максимума уменьшается более чем на два порядка при переходе от $B = B_{\text{л}} - B_{\text{вн}}$ к $B = B_{\text{л}} + B_{\text{вн}}$. Это обусловлено фокусирующим (при ослаблении магнитного поля) или дефокусирующим (при его усилении) действием области с локальным искажением магнитного поля.

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что имеется довольно простой способ влияния на поведение электронного потока в вакуумном зазоре ВЛМС. Таким образом, можно, например, уменьшить утечку электронов на внешний электрод линии. Это обстоятельство отмечалось также в работе [9].

Для исследования влияния на характеристики ВЛМС эксцентриситета ее электродов внутренний электрод после конического участка был смещен на $\varepsilon = 3.5$ см относительно оси линии.

Приведенные в [10] соотношения позволяют оценить ток линии с эксцентриситетом электродов

$$I = \frac{mc^3}{e} \frac{i}{Z},$$

где i — рассчитанная в гидродинамическом приближении функция, Z — холодный импеданс линии, который в осесимметричном случае равен

$$Z_0 = 2 \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (9)$$

а в случае линии с эксцентриситетом

$$Z_{\varepsilon} = 2 \ln \frac{r_1^2 + r_2^2 + [(r_1 + r_2)^2 - \varepsilon^2]^{1/2} [(r_1 - r_2)^2 - \varepsilon^2]^{1/2}}{2r_1 r_2}. \quad (10)$$

При изменении r_1 в результате расширения катодной плазмы в диапазоне от 6.3 до 9.3 см отношение I_{ε}/I_0 составляет 1.06–1.10. Изменение тока линии в таких масштабах близко к разбросу экспериментальных измерений. При проведении измерений существенного отличия I_{ε} от I_0 зарегистрировано не было. Это свидетельствует об отсутствии аномалий в работе ВЛМС при эксцентриситете электродов порядка 50% от r_1 .

Данный вывод подтверждается и результатами измерений распределения $j(r)$, которые проводились с помощью трех расположенных в одном сечении микроколлекторов (рис. 6). Из рис. 6 видно, что электронный поток в области, где зазор между электродами линии минимален, прижат к внутреннему электроду. Форма распределения $j(r)$ качественно совпадает с полученной при отсутствии эксцентриситета. Имеется также и

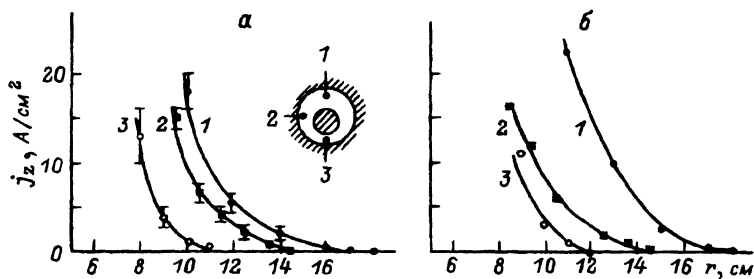


Рис. 6. Распределения плотности тока j_z и схема расположения микроколлекторов в ВЛМС с эксцентриситетом электродов $d = 3$ см.

$U_n = 260$ (а) и 320 кВ (б). Номера кривых и микроколлекторов соответствуют друг другу.

достаточно хорошее количественное соответствие значений j (в данном случае необходимо сравнивать кривые 2 на рис. 6,а и рис. 4,б).

Поворот ВЛМС на угол 30° также не изменил заметным образом характеристики линии. В частности, эффективность передачи энергии вдоль линии составляла $\eta \simeq 0.75$ при $d = 11$ см и $\eta \simeq 1.0$ при $d = 3$ см, что совпадает с аналогичными данными для ВЛМС без поворота. Длительность импульса осталась на прежнем уровне $\tau_n \gtrsim 3$ мкс. Характер распределения $j(r)$ и значения плотности тока при введении поворотной секции существенно не изменились.

Заключение

1. Вакуумные линии с магнитной самоизоляцией могут устойчиво работать в микросекундном диапазоне длительностей импульса ($\tau_n \geq 3$ мкс).

2. Характеристики ВЛМС в микросекундном диапазоне τ_n меняются в течение импульса в результате радиального расширения плазмы, образующейся на поверхности внутреннего электрода. Скорость расширения этой плазмы имеет типичную для вакуумных микросекундных диодов величину $\simeq 2 \cdot 10^6$ см/с.

3. При превышении током нагрузки минимального тока магнитной самоизоляции более чем на 15% эффективность передачи энергии по линии близка к 100%.

4. Форма распределения по радиусу плотности тока электронов в вакуумном зазоре ВЛМС существенно отличается от полученной из гидродинамических расчетов. Отличие заключается в том, что электроны практически полностью заполняют вакуумный зазор линии, причем на расстояниях, больших 2 см, от эмиссионной поверхности плотность тока уменьшается в направлении к внешнему электроду. Форма распределения плотности электронного тока по радиусу соответствует результатам численного анализа, выполненного в работах [7,8].

5. Входная область ВЛМС не оказывает существенного влияния на интегральные параметры линии и характеристики электронного потока в однородной ее части. В то же время эмиссия электронов в данной области может являться причиной утечек тока на внешний электрод вблизи начала линии.

6. Локальные искажения магнитного поля вблизи внешнего электрода ВЛМС могут заметно влиять на характеристики электронного потока.

7. Наличие таких неоднородностей, как несоосность электродов ($\sim 30\%$ от величины межэлектродного зазора) и поворот ($\sim 30^\circ$), не оказывают существенного влияния на длительность импульса, эффективность передачи энергии и распределение плотности тока в вакуумном зазоре линии.

8. При увеличении расстояния между катодом и коллектором до величин, больших 5 см, наблюдается ухудшение магнитной изоляции, т.е. уменьшение доли тока, дошедшей до коллектора. Объясняется это расширением области утечки электронов на внешний электрод, обусловленным снижением полного тока и соответственно магнитного поля в линии.

Список литературы

- [1] *Greedon J.M.* // J. Appl. Phys. 1977. Vol 48. N 3. P. 1070–1077.
- [2] *Баранчиков Е.И., Гордеев А.В., Королев В.Д., Смирнов В.П.* // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. Вып. 6 (12). С. 2102–2121.
- [3] *Казанский Л.Н., Синельников А.В.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 10. С. 625–628.
- [4] *Астрелин В.Т., Иванов В.Я.* // Автометрия. 1980. № 3. С. 92–99.
- [5] *Korolev V.D., Smirnov V.P., Tulupov M.V. et al.* // Proc. XI Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Berlin, 1984. Suppl. Papers. Pt. II. P. 37–45.
- [6] *Василевский М.А., Ройфе И.М., Энгелько В.И.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 6. С. 1183–1189.
- [7] *Bergeron K.D., Poukey J.W.* // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 7. P. 4996–5000.
- [8] *Bergeron K.D., Poukey J.W., DiCapua M.S., Pellinen D.G.* // Proc. VIII Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Albuquerque, 1978.
- [9] *Mendel C.W., Quintenz J.P., Rosental S.E. et al.* // Proc. 7th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. Karlsruhe, 1988. Vol 1. P. 83–89.
- [10] *Гордеев В.А., Заживулин В.В.* Препринт ИАЭ. № 4088/6. М., 1985. 24 с.

Поступило в Редакцию
7 мая 1991 г.

В окончательной редакции
20 ноября 1991 г.