

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. A. Derevshchikov, A. I. Struchkov, К вопросу о спектральном распределении лучистых потерь в импульсных плазменных ускорителях, *TVT*, 1969, Volume 7, Issue 6, 1205–1208

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.86

January 24, 2025, 12:17:07



момент определения температуры. В последующих столбцах приведены среднестатистические значения температуры разряда. Ошибка измерений составляла ± 500 град. Из таблицы видно, что при измерениях на различных длинах волн имеют место некоторые расхождения между среднестатистическими результатами, однако эти расхождения лежат в пределах точности измерений.

При использовании в качестве эталона ленточной вольфрамовой лампы разброс в измерениях температур на двух длинах волн заметно больше, чем при использовании ЭВ-45. Это связано с тем, что в первом случае разница в интенсивностях эталона и импульсного разряда превышает три порядка, а во втором — менее полутора порядков. Ослабление излучения разряда фильтром при его сравнении с излучением вольфрамовой лампы могло стать источником систематических ошибок, различных на разных длинах волн.

В последних столбцах таблицы сравниваются средние результаты из всех измерений температуры, проведенных по формуле (1), с результатами определения температуры по формуле Саха, выполненным на основании данных интерферометрических измерений n_e и n_a . Значения температур, определенных обоими методами, практически совпадают при всех исследованных режимах разряда. Такое совпадение температур получено в условиях, когда в процессе измерений каждым методом вдоль радиуса разряда усреднялись разные параметры: в одном случае — значения n_e и n_a , в другом — коэффициенты излучения и поглощения. Этот факт свидетельствует о незначительной роли пристеночного слоя в наших экспериментах, что подтверждает приемлемость допущений для исследуемого разряда, использованных при определении температуры по данным интерферометрии.

Авторы выражают благодарность Н. П. Кузнецовой за помощь при проведении экспериментов.

Москва

Поступило в редакцию
21 IV 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бакеев, Р. Е. Ровинский, Н. В. Чебуркин. ПТЭ, № 4, 1969.
2. М. И. Демидов, Н. Н. Огурцова, И. В. Подмошенский, В. М. Шелемина. Ж. прикл. спектроскопии, 9, № 3, 1968.
3. А. А. Бакеев, Т. П. Нарожная, Р. Е. Ровинский, Н. В. Чебуркин. Радиотехника и электроника, 14, № 11, 1969.
4. А. А. Бакеев, Р. Е. Ровинский, И. П. Широкова. Оптика и спектроскопия, 8, вып. 2, 1969.

УДК 533.9.07

К ВОПРОСУ О СПЕКТРАЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЛУЧИСТЫХ ПОТЕРЬ В ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

В. А. Дерезицков, А. И. Стручков

Ранее был предложен метод измерения лучистых потерь плазмы с помощью малоинерционного приемника излучения. Этот метод позволяет частично устранить искажения, связанные с бомбардировкой приемника излучения частицами. Стремление добиться более полного разделения эффектов бомбардировки и воздействия излучения наталкивалось на относительно большую постоянную времени болометра и его ограниченную чувствительность, которая не позволяла отнести его на большее расстояние от излучающей плазмы. В настоящей работе для этой цели использован вакуумный фотоэлектрический приемник излучения с металлическим фотокатодом.

Экспериментальная установка и аппаратура. Исследования проводились на торцевой и коаксиальной моделях импульсного плазменного ускорителя. Для регистрации излучения применялся фотоэлектрический приемник (рис. 1, указана верхняя часть датчика). В качестве фотокатода использовались полированная молибденовая пластинка толщиной 2,5 мм и серебряное покрытие, напыленное в вакууме на стеклянную подложку. Выбитые из фотокатода 3 фотоэлектронны «вытягивались» вольфрамовой проволочной сеткой 5 (расстояние между проволоками 100 мк, прозрачность 96%) и собирались коллектором 4, имеющим тот же потенциал, что и вытягивающая сетка. Расстояние между сеткой и фотокатодом составляло 2,5 мм. Оптимальная величина вытягивающего напряжения подбиралась по насыщению фототока

и зависела от вкладываемой в разряд энергии. Обычно она находилась в пределах 10–20 э.

Для исключения фотоэффекта с коллектора последний закрывался изолирующим стаканом 2. Перед датчиком помещалась укрепленная на валу шторка, позволяющая устанавливать необходимый фильтр (фольга, кварц, непрозрачный экран), не нарушая вакуума. Фотоэлектрический сигнал с датчика регистрировался на двухлучевом осциллографе ОК-17. Датчик устанавливался в боковой трубке вакуумной камеры. Расстояние от оси ускорителя составляло 65 и 136 см.

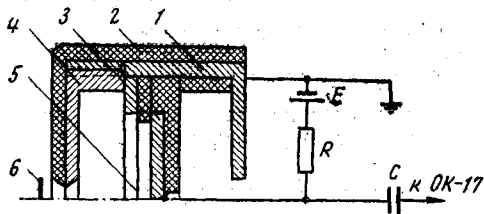


Рис. 1. Схема фотоэлектрического датчика:

1 — корпус датчика; 2 — изолирующий стакан; 3 — фотокатод; 4 — коллектор; 5 — вытягивающая сетка; 6 — фильтр

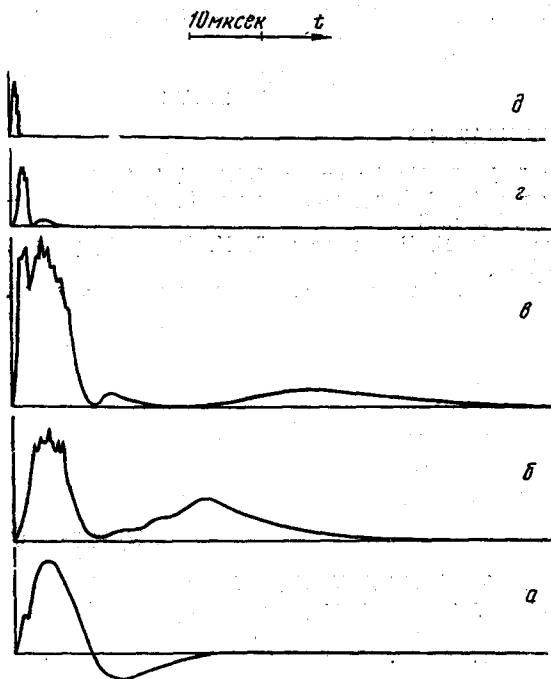


Рис. 2. Осциллограмма разрядного тока, длительность первого полупериода 10 мксек (а). Осциллограммы сигнала с датчика: расстояние от торца центрального электрода $R = 65$ см (б), $R = 136$ см (в); фильтр — алюминиевая фольга толщиной 1000 Å, $R = 65$ см (г); фильтр — алюминиевая фольга толщиной 7,5 мк, $R = 65$ см (д)

лических фольг в вакуумной ультрафиолетовой области спектра. Использовалась Al-фольга толщиной порядка 1000 Å, технология получения которой описана в работе [2].

Применение фольги позволяет выделить коротковолновую область спектра с $\lambda < 800$ Å (рис. 2, в). При этом удается выявить еще один максимум излучения. Он сдвинут влево относительно максимума разрядного тока и соответствует «ступеньке» на переднем фронте осциллограммы тока (рис. 2, а). Существование ступеньки объясняется самосжатием (пинчеванием) анодного факела [1] и вследствие этого резким увеличением индуктивности канала разряда.

Экспериментальные результаты. Типичная осциллограмма фотоэлектрического сигнала представлена на рис. 2 (торцевая модель). Сигнал имеет три максимума. Первые два обусловлены излучением плазмы в первом и втором полупериодах разряда, а последний — частицами, попадающими на датчик из плазмы, несмотря на его значительное удаление от ускорителя. С увеличением расстояния до датчика этот максимум сдвигается по оси времени (рис. 2, в). Скорость переднего фронта частиц, разлетающихся под большими углами к оси ускорителя, оцененная по наблюдаемому запаздыванию и пролетному расстоянию, равна $5,5 \cdot 10^6$ см/сек, что сравнимо с продольными скоростями плазмы [1].

Возможны два физических механизма, вызывающих появление сигнала с датчика при попадании частиц из плазмы: вторичная электронная эмиссия с фотокатода и электронный (на сетку) и ионный (на фотокатод) токи, обусловленные либо нарушением квазинейтральности плазмы, долетающей до датчика, либо разделением зарядов в ней в области сетка — фотокатод. В последнем случае прибор работает в режиме обычного ионного датчика. По-видимому, второй механизм в данном случае преобладающий, так как для энергий атомов и ионов, меньших 1 кэв, коэффициент вторичной эмиссии мал.

Спектральная область чувствительности использованных Ag- и Mo-фотокатодов — 400–1500 и 200–1200 Å соответственно. Для проведения количественных оценок энергии, излучаемой плазмой, необходимо знание спектрального распределения энергии излучения. Мы ограничились лишь приближенными оценками, основанными на использовании селективных поглощательных свойств метал-

Особенно четко этот максимум выражен в случае Мо-фотокатода, что связано со значительно бóльшим значением его квантового выхода в коротковолновой области спектра, граничащей с рентгеновской областью.

При регистрации излучения через Al-фольгу толщиной 7,5 мк удается наблюдать лишь один указанный максимум (рис. 2, *д*). Это свидетельствует о том, что в стадии пинчевания разряда у торца центрального электрода излучение из плазмы имеет весьма жесткий характер ($\lambda \leq 50 \text{ \AA}$). Подобное явление наблюдалось также в коак-

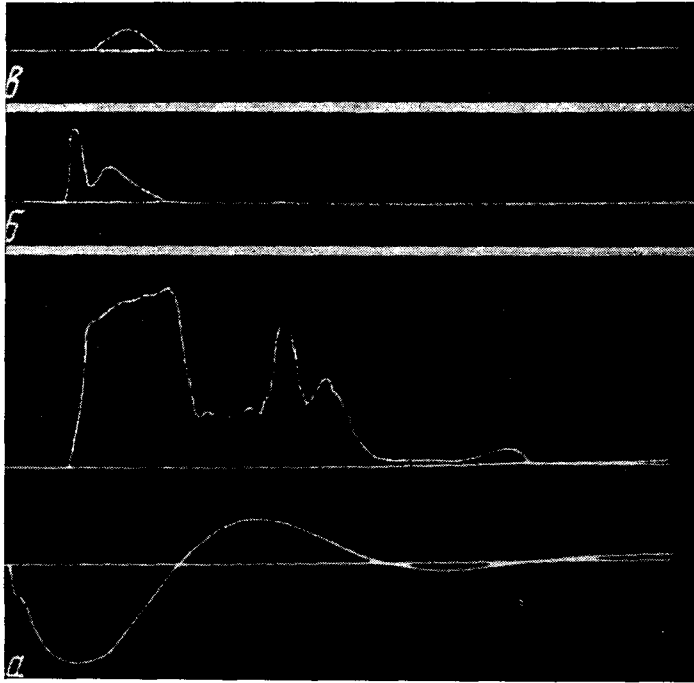


Рис. 3. Осциллограммы разрядного тока (нижняя кривая) и фотоэлектрического сигнала. Длительность первого полупериода разряда 12 мксек (*а*); осциллограмма фотоэлектрического сигнала при регистрации излучения через алюминиевую фольгу толщиной 1000 \AA (*б*, *в*)

сиальном ускорителе с газовым напуском [3], где в момент подхода токового слоя к торцу ускорителя («ступенька» на осциллограмме тока) была зарегистрирована вспышка рентгеновского излучения и отмечено перенапряжение на концах электродов, превышающее начальное в несколько раз.

Количественные оценки лучистых потерь плазмы проводились в предположении равномерного по частотам распределения энергии излучения в двух выделенных спектральных интервалах ($\lambda \leq 800$ и $\lambda \geq 800 \text{ \AA}$). Необходимые зависимости коэффициента поглощения излучения в Al-фольге и фотоэлектрического выхода материала катодов от длины волны излучения заимствовались из работ [4, 5].

Для торцевой модели с алюминиевым центральным электродом при напряжении на батарее накопительных конденсаторов 1500 в такая оценка энергии излучения для спектральных интервалов 400–1500 \AA (Ag-фотокатод) и 200–1200 \AA (Mo-фотокатод) дала соответственно значения около 20 и 25% энергии, запасенной в конденсаторах. При этом коротковолновая область ($\lambda < 800 \text{ \AA}$) дает соответственно 60 и 80% всей энергии излучения. В измеренное значение не вошла, естественно, энергия излучения в более коротковолновой области спектра ($\lambda < 200 \text{ \AA}$), оценить которую с помощью использованного датчика невозможно, так как в этой области неизвестен фотовыход катодов.

Оценки, выполненные в предположении, что вся энергия излучается по одной произвольной фиксированной частоте в каждом интервале, показывают, что значение лучистых потерь плазмы не должно выходить за пределы 15–50% (Mo-фотокатод). Очевидно, что действительное распределение значительно более однородно. Поэтому относительная ошибка определения энергии излучения данным методом, по-видимому, не превышает 50%.

Результаты осциллографирования сигнала с датчика для коаксиальной модели приведены на рис. 3. Сигнал с датчика имеет несколько максимумов (рис. 3, *а*), от-

носящихся к различным полупериодам разряда. Четко видно запаздывание сигнала относительно начала разряда, которое обусловлено горением разряда внутри коаксиала.

Как и в случае торцевой модели, сигнал от излучения, прошедшего через Al-фольгу толщиной 1000 Å, относится к первому полупериоду разряда (рис. 3, б) и состоит из двух максимумов. Первый из них соответствует моменту выхода разряда на торец коаксиала и принадлежит, вероятно, наиболее коротковолновому излучению, однако наблюдается не всегда (рис. 3, в). Его появление зависит от характера развития разряда на торце коаксиала и от возникновения условий, близких к режиму пинчевания в торцевой модели. В отличие от торцевой модели излучение, прошедшее через Al-фольгу толщиной 7,5 мк, зарегистрировано не было.

Количественные оценки, приведенные также в предположении равномерного по частотам распределения энергии излучения, показали, что доля лучистых потерь для коаксиальной модели в спектральном интервале 200—1200 Å не превышает 3—5% энергии, запасенной в конденсаторах, что по порядку величины согласуется с болометрическими измерениями.

Всесоюзный научно-исследовательский институт электромеханики

Поступило в редакцию
5 V 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Деревщиков. Ж. техн. физ., 37, 315, 1967.
2. И. И. Демиденко, Н. И. Митина, В. Г. Падалка. Сб. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. «Наукова думка», Киев, 1963.
3. А. Д. Тимофеев, В. Г. Маринин, Б. А. Шевчук, А. А. Калмыков. Сб. Исследование плазменных сгустков. «Наукова думка», Киев, 1965.
4. W. C. Walker, O. P. Prustgi, G. S. Weisler. J. Opt. Soc. America, 49, 471, 1959.
5. R. Cairns, I. Samson. J. Opt. Soc. America, 56, 1568, 1966.

УДК 537.585

ВЛИЯНИЕ АРГОНА НА ВЫХОДНЫЕ ТЕРМОЭМИССИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦЕЗИЕВОГО ДИОДА С МОЛИБДЕНОВЫМИ КАТОДАМИ

А. Т. Семенченков, А. Н. Кобылкин, О. С. Иванов

Исследования производились в стеклянных диодах-преобразователях с плоской геометрией электродов без охранных элементов при постоянном межэлектродном зазоре 0,5 мм и катодах из молибдена размером $40 \times 2 \times 0,15$ мм. Рабочая площадь катода 0,4 см². Так как в приборе отсутствуют охранные элементы, можно ожидать, что некоторый вклад в выходную мощность будет вносить и боковая поверхность катода, составляющая ~0,05 см². Таким образом, фактическая (эмитирующая) площадь катода может составлять 0,45 см², в то время как в расчетах площадь принималась равной 0,4 см². Поскольку выходные характеристики определены без учета боковой поверхности катода, то возможное завышение выходных параметров диодов может составлять 10—12%. Анод размерами $20 \times 14 \times 6$ мм изготавливался из ниобия. Температура катода определялась по проходящему через него току или по его сопротивлению после предварительной градуировки с помощью пирометра ЭОП-61. Излучательная способность ($\epsilon_\lambda = 0,66$ мк) поверхности определялась опытным путем и составляла 0,37; поглощение в стеклянных стенках диода, имеющих температуру 30° С, учитывалось введением экспериментально найденной поправки. При достижении в диоде вакуума $1 \cdot 10^{-7}$ — $5 \cdot 10^{-8}$ мм рт. ст. диод заполнялся аргоном до определенного давления (2,5; 25 и 100 мм рт. ст.), измеряемого при рабочей температуре диода. Катод нагревался по известной однополупериодной схеме. Вольт-амперные характеристики снимались путем замера падения напряжения на сопротивлении нагрузки с помощью шлейфового осциллографа Н-700. Ток определялся как частное от деления напряжения на сопротивлении нагрузки. Электрическое сопротивление катодов при рабочей температуре 1550—1750° С составляло 0,08—0,1 ом. При сопротивлениях нагрузки 0,1—0,5 ом, т. е. когда с преобразователя снималась максимальная мощность, нагрузочное сопротивление соизмеримо с сопротивлением катода. Поэтому при обработке экспериментальных результатов учитывалась мощность диода, выделяемая на омическом сопротивлении катода и в соединительных проводах. С учетом указанных