



Рисунок 6 – Зависимость суммарных радиационных потерь от температуры электронов. 1 – (■) 40 % Ti - 53,34 % Kr - 4,2 % Xe - 2,4 % N₂ - 0,06 % O₂; 2 – (□) 88,9 % Kr - 7 % Xe - 4 % N₂ - 0,1 % O₂; 3 – (○) 100 % Kr; 4 – (●) 40 % Ti - 55,5 % H₂ - 1 % N₂ - 1 % O₂ - 2 % C - 0,5 % Fe

Суммарная мощность излучательных потерь P_{Σ}^Z на ионах с зарядом Z из единицы объема плазмы складывается из линейчатого P_L^Z , фоторекомбинационного P_R^Z и тормозного P_{Br}^Z , а также излучения, сопровождающего диэлектронную рекомбинацию P_{Dr}^Z и перезарядку P_{Th}^Z . Для оценки мощности излучательных потерь воспользуемся результатами расчетов, приведенных в работе [9] в рамках стационарной коронарной модели для чистых элементов. При этом предполагается, что плазма является оптически тонкой по отношению к собственному излучению; плотность плазмы считается достаточно низкой, так что можно пренебречь ступенчатой ионизацией через возбужденные состояния, следствием этого допущения является то, что энергия, затрачиваемая электронами на возбуждение, всегда теряется в виде излучения; пренебрегается также вкладом циклотронного излучения в полную мощность потерь. Результаты расчета с учетом элементного состава, оцененного выше, при $n_e = 10^{13}$ представлены на рис. 6. Видно, что минимальные потери характерны для чистой криптоновой плазмы (кривая 3); добавка газовых примесей в виде 7 % Xe, 4 % N₂ и 0,1 % O₂ приводит к увеличению потерь примерно на порядок (кривая 2); а введение в состав Ti приводит к нарастанию потерь в диапазоне $T_e = 10 - 90$ эВ (кривые 1,4). Кроме того, наблюдается удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений отношения потерь для криптоно-титановой и водородно-титановой плазм. Этот факт свидетельствует, что основные потери на излучение связаны с присутствием титана в разряде.

Такое рассмотрение дает только качественную оценку потерь на излучение из плазмы, поскольку допущение стационарного коронарного равновесия

не полностью оправдано [10]. В реальных условиях эксперимента стационарное равновесие не достигается (атомное время релаксации $\tau \approx 10^{12}/n_e$ больше времени жизни плазмы), процессы перезарядки и диффузии будут влиять на зарядовый состав плазмы. В итоге требуется решение полной системы нестационарных уравнений баланса с учетом перезарядки и диффузии, которое является достаточно непростым и которое предполагается провести в последующих работах.

Выводы. Основные потери на излучение в исследуемых газо-паровых смесях связаны с присутствием титана в разряде. При этом максимальные значения потока излучения из плазмы, измеренные с помощью фотодиода ФДУК-13У, составляют $3,7 \cdot 10^{-4}$ W (H₂+Ti), $4,5 \cdot 10^{-4}$ W (Kr-Xe-N₂-O₂+Ti), отношение потока излучения при одинаковой средней плотности для Kr-Xe-N₂-O₂+Ti и H₂+Ti изменяется от 1,1 до 1,3. Основной вклад в общем потоке излучения приходится на видимую часть спектра (~ до 80%). Спектрометрическим методом определены основные компоненты водородно-металлической плазмы (H, OH, N, C, Fe, Ti) и оценено количество примесей, входящих в состав образуемой плазмы. Наблюдается удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений отношения потерь для криптоно-титановой и водородно-титановой плазм.

Список литературы: 1. Penning F.M. Ein neues manometer für niedrige gasdrucke, insbesondere zwischen 10^{-3} und 10^{-5} mm // Physica, 1937. – Vol. 4, № 2. – P. 71-75. 2. Toader E.I., Covlea V., Grahamb W.G., Steen P.G. High-density and low electron temperature direct current reflex plasma source // Review of scientific instruments, 2004. – Vol. 75, № 2. – P. 384-386. 3. Taekyun Ha, Sukmin Chung Optimization of cell geometry of a conventional sputter ion pump by a particle-in-cell simulation // Journal of Vacuum Science and Technology A, 2009. – Vol. 27, № 3. – P. 485-491. 4. Дологов А.Н. Скейлинг по току излучательных характеристик микропинчового разряда // Физика плазмы. – 2005. – Т. 31, № 8. – С. 733-741. 5. Морозов Д.Х., Баронова Е.О., Сенченков И.Ю. Излучение примесей в плазме токамака // Физика плазмы, 2007. – Т. 33, № 11. – С. 988-1005. 6. Ковтун Ю.В., Скибенко Е.И., Юферов В.Б. Системы с самовозбуждением ВЧ-колебаний для создания, нагрева и сепарации многокомпонентной плазмы // Вісник Харківського Національного Університету імені В.Н.Каразіна. – № 794, серія фізична: Ядра, частинки, поля. Випуск 1/37/. – 2008. – С. 115-120. 7. Скибенко А.И., Ларин Ю.В., Прокopenko А.В., Незовибатько Ю.Н., Ковтун Ю.В., Скибенко Е.И., Юферов В.Б. Создание и исследование имитационной плазмы на тяжелых газах и парах металлов в импульсном отражательном разряде для сепарационных технологий // Вестник НТУ ХПИ. Тематический выпуск: Техника и электрофизика высоких напряжений. – 2007. – № 34. – С. 104-111. 8. Лысенко Э.А., Скибенко Е.И., Юферов В.Б. Влияние вакуумных условий на поступление легких примесей в плазму на начальной стадии разряда. – М. ЦНИИАтоминформ, 1987. – 18 с. 9. Post D.E., Jensen R.V., Tarter C.B., Grasberger W.H., Lokke W.A. Steady-State radiative cooling rates for low-density, high-temperature plasmas // Atomic data and nuclear data tables. – 1977. – V. 20 – P. 397-439. 10. К.Барнет, М.Харрисон Прикладная физика атомных столкновений. Плазма. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 432 с.

Поступила в редакцию 18.08.2009

УДК 621.31

А.И.КОРОБКО, канд.техн.наук, вед.науч.сотр., НТУ «ХПИ»;
З.И.КОРОБКО, научн.сотр., НТУ «ХПИ»

**МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО**

ОПРЕДЕЛЕНИЮ СТОЙКОСТИ РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ КОМПОНЕНТОВ К ПОРАЖАЮЩЕМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, СВОЙСТВЕННОГО ПРОЯВЛЕНИЯМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ТЕРРОРИЗМА

В статті наведено опис методики обробки результатів експериментальних досліджень для винаходження стійкості радіоелектронних компонентів до вражаючої дії надпотужного імпульсного електромагнітного випромінювання присутнього при проявах електромагнітного тероризму.

In the article description of method of treatment of results of experimental researches is resulted for the invention of firmness of radio electronic components to the striking action of super-power impulsive electromagnetic radiation of present at displays electromagnetic terrorism.

Введение. Как известно, одними из факторов возрастающей угрозы, характеризующих современный мир, являются технологические аспекты современного мира, которые определяются очень широким применением сложных коммуникативных и компьютерных систем, элементная база которых, в силу непрерывного развития микроэлектроники, имеет тенденцию к существенному уменьшению габаритов, и, как следствие становится все более уязвимой к поражающему воздействию электромагнитного излучения (ЭМИ) [1]. В последнее время в современном мире появился совершенно новый фактор электромагнитной угрозы – электромагнитный терроризм [2,3], который как явление представляет собой не меньшую опасность, чем ядерная война.

Все это обуславливает актуальность работ, направленных в первую очередь для уменьшения ущерба вооружению, военной технике, а также критическим объектам государственного значения в случае появления электромагнитной угрозы, свойственной проявлениям электромагнитного терроризма [3,4].

Принимая во внимание крайнюю сложность определения уровней стойкости радиоэлектронных компонентов к поражающему воздействию сверхмощных ЭМИ теоретическим путем, ниже приведена разработанная и практически реализованная методика обработки результатов экспериментальных исследований по данной проблеме [4].

Описание методики. В процессе проведения серии экспериментов для определения одной и той же величины E (напряженности электрического поля при которой происходит необратимый отказ заданного радиотехнического элемента) результаты отдельных измерений отличаются один от одного на величину, которая представляет собой разницу между результатом измерения E_i и действительным значением E_0 , которое измерялось. В нашем случае ошибка измерения в каждом конкретном случае неизвестна.

В соответствии с требованиями ГОСТ [5] для ослабления влияния случайных ошибок необходима обработка полученных в ходе эксперимента данных.

Основной задачей обработки результатов экспериментальных исследований была оценка действительного значения величины E_0 и доверительного интервала ΔE по полученным результатам.

Ошибки измерений характеризуются соответствующим законом их распределения. Наиболее часто используется нормальный закон распределения случайных ошибок, при котором плотность распределения определяется соотношением:

$$P(z) = \frac{1}{s\sqrt{2\pi}} e^{-z^2/2s^2};$$

где σ – средне квадратичная ошибка измерений, а σ^2 – дисперсия ошибки измерения.

Рабочая гипотеза нормального распределения вероятности определяет дальнейший ход рассуждений и позволяет, например, определить то, что вероятность выхода ошибки за границы «три сигма» настолько мала, что выход за эти границы считают практически невозможным.

В зависимости от того, известно ли заранее средне квадратичное отклонение или нет, используются различные методики обработки результатов. В данном случае дисперсия заранее неизвестна. Следовательно, для оценки действительного значения измеряемой величины E_0 необходимо задать вероятность P с которой искомая величина попадает в интервал $(E_0 - \Delta E, E_0 + \Delta E)$. Задаваемая вероятность P будет доверительной вероятностью, а определяемый интервал представляет собой доверительный интервал. Доверительная вероятность задается обычно в виде одного из уровней 0,95; 0,99; 0,999 или других значений. Для дальнейших расчетов было выбрано значение вероятности равное 0,95.

В табл. 1 приведены результаты серии из 10 экспериментов по определению напряженности электрического поля, при которой происходит необратимый отказ транзистора КТ312 при воздействии на него ЭМИ с амплитудно-временными параметрами, соответствующими проявлениям электромагнитного терроризма.

Обработка вышеприведенных результатов была проведена в предположении, что измерения независимы и их результаты проведены с одинаковой точностью.

Результаты измерения практически всегда отягощены ошибками. На систематические ошибки были внесены поправки до обработки результатов.

Таблица 1 – Экспериментальные значения напряженности электрического поля, соответствующие полным отказам транзистора КТ312 в серии опытов

Номер измерения, i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
E_i , кВ/м	104,1 3	115,8 3	95,7 8	84,3 2	98,7 2	102,2 5	106,5 5	99,3 4	90,1 7	93,52

Когда все измерения выполнены с одинаковой точностью, то в качестве оценки наиболее вероятного значения (математического ожидания) измеряемой величины принимается среднее арифметическое результатов измерений [6,7], которое выражается следующим образом:

$$\bar{E} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n E_i = 99,06 \text{ (кВ/м)}; \quad (1)$$

где: \bar{E} – среднее арифметическое значение; E_i – текущие значения измеряемой величины, полученные в ходе эксперимента, n – число измерений.

Так как число измерений $n = 10$ ограничено, а значение дисперсии неизвестно, то оценим его по эмпирическому стандарту (выборочной дисперсии) [6,7]:

$$s = \sqrt{\sum_{i=1}^n (\bar{A} - \hat{A}_i)^2 / (n-1)}, \quad (2)$$

$$s \approx \sigma = 8,89;$$

где s – эмпирический стандарт (выборочная дисперсия).

Для оценки границ доверительного интервала для E при сравнительно малых значениях n ($n = 10$) пользуемся коэффициентом Стьюдента. Тогда погрешность ΔE , ограничивающая доверительный интервал при неизвестной изначально дисперсии, с помощью коэффициента Стьюдента устанавливается соотношением:

$$\Delta E \leq t(D, n) \frac{s}{\sqrt{n}}, \quad (3)$$

где $t(P, n)$ – коэффициенты Стьюдента, при доверительной вероятности P и числе степеней свободы $k = (n-1)$.

Распределение Стьюдента симметрично относительно начала координат. По мере возрастания n распределение стремится к нормальному виду. Основное различие между ними состоит в том, что для закона Стьюдента характерно более медленное убывание плотности вероятности. Эта функция табулирована, некоторые значения коэффициентов Стьюдента, соответствующие заданной вероятности приведены в табл.2 [7].

Таблица 2 – Коэффициенты распределения Стьюдента

n	Заданная вероятность, P			
	0,9	0,95	0,99	0,995
5	2,13	2,78	4,60	5,60
8	1,89	2,36	3,50	4,03
10	1,83	2,26	3,25	3,69
15	1,76	2,14	2,98	3,33
20	1,73	2,09	2,86	3,17

Как видно из представленных данных в табл. 2, при значении доверительной вероятности $P = 0,95$ и числе степеней свободы $k = (n - 1) = 9$ искомое значение коэффициента равно $t(0,95;9) = 2,26$.

Полученные значения величин s , t и n позволяют определить из соотношения (3) величину доверительного интервала. $\Delta E = 6,35$ (кВ/м).

Приведенные результаты позволили определить с вероятностью 0,95 оценку для искомого значения напряженности E_0 , кВ/м: $92,71 \leq E_0 \leq 105,41$.

При тех же значениях доверительной вероятности и числе степеней свободы для определения доверительного интервала для дисперсии определяем из таблиц поправочные коэффициенты w_1 и w_2 [6]:

$$w_1(P, k) = w_1(0,95; 10) = 0,688;$$

$$w_2(P, k) = w_2(0,95; 10) = 1,826;$$

тогда: $sw_1 \leq \sigma \leq sw_2$, $6,12 \leq \sigma \leq 16,23$ с надежностью 0,95.

Все рассмотренное выше решалось в предположении, что результаты экспериментов распределены по нормальному закону. Для проверки данного предположения был использован способ, основанном на методе моментов [6]. При этом было проведено сравнение величин эмпирических моментов распределения с соответствующими величинами теоретических моментов нормального распределения. Так как моменты первого и второго порядка определяют само нормальное распределение, а с повышением порядка момента резко увеличивается число данных, необходимых для его отыскания с приемлемой точностью, то были учтены только моменты (μ_i) третьего и четвертого порядков.

$$\mu_3 = 0; \quad \mu_4 = 3\sigma^4.$$

Безразмерные величины коэффициент асимметрии и эксцесс определяют следующими соотношениями:

$$\tilde{N}_1 = \frac{m_3}{S^3}; \quad \hat{A}_\delta = \frac{m_4}{S^4} - 3; \quad (4)$$

где: C_1 – коэффициент асимметрии; E_p – эксцесс.

Для нормального распределения должны выполняться равенства $C_1 = 0$, $E_p = 0$. Значительное отличие эмпирических оценок коэффициента асимметрии и эксцесса от нуля свидетельствуют о непригодности нормального распределения для описания рассматриваемых эмпирических данных. Для упрощения расчетов применялась группировку данных. Вся область изменения результатов измерений была разбита на одинаковые по длине интервалы (шаг). В данном случае число интервалов равно 8. Необходимые данные по выборке представлены в табл.3.

Таблица 3 – Вспомогательные данные для расчета моментов

№	интервал	m	u	mu	mu ²	mu ³	mu ⁴
1	[80; 85)	1	-3,5	-3,5	12,25	-42,87	150,06
2	[85; 90)	0	-2,5	0	0	0	0
3	[90; 95)	2	-1,5	-3	4,5	-6,75	10,25
4	[95; 100)	3	-0,5	-1,5	0,75	-0,375	0,18
5	[100; 105)	2	0,5	1	0,5	0,25	0,125
6	[105; 110)	1	1,5	1,5	2,25	3,375	5,06
7	[110; 115)	0	2,5	0	0	0	0
8	[115; 120]	1	3,5	3,5	12,25	42,87	150,06

В табл. 3 m – число результатов, попавших в интервал.