

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФРЭЭ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА ПУЧКОВОГО ТИПА МЕТОДОМ МОНТЕ- КАРЛО С САМОСОГЛАСОВАНИЕМ

**Борисов Алексей Владимирович**

*канд. физ.-мат. наук, доцент национальный исследовательский Томского  
государственного университета г. Томск*

*E-mail: [borisov@phys.tsu.ru](mailto:borisov@phys.tsu.ru)*

**Демкин Владимир Петрович**

*д-р физ.-мат. наук, зав. кафедрой общей и экспериментальной физики,  
профессор национальный исследовательский Томского государственного  
университета г. Томск*

**Мельничук Сергей Васильевич**

*канд. физ.-мат. наук, доцент национальный исследовательский Томского  
государственного университета г. Томск*

**Заседатель Вячеслав Сергеевич**

*старший преподаватель национальный исследовательский Томского  
государственного университета г. Томск*

## NUMERICAL SIMULATION OF EEDF OF HIGH-VOLTAGE IMPULSING ATOMIC BEAM DISCHARGE BY MONTE CARLO METHOD WITH SELF- CONSISTENCY

**Aleksey Borisov**

*candidate of Physical and Mathematical Sciences, associate professor of National  
Research Tomsk State University, Tomsk*

**Vladimir Demkin**

*doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of the Chair of General and  
Experimental Physics, professor of National Research Tomsk State University, Tomsk*

**Sergey Melnichuk**

*candidate of Physical and Mathematical Sciences, associate professor of National  
Research Tomsk State University, Tomsk*

**Vyacheslav Zasedatel**

*head teacher of National Research Tomsk State University, Tomsk*

### АННОТАЦИЯ

В данной работе проведено численное моделирование функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) высоковольтного импульсного разряда пучкового типа методом Монте-Карло. Найдены функции распределения электронов в межэлектродном зазоре с электрическим полем и в факеле плазмы в приближении нулевого электрического поля. Расчет ФРЭЭ в факеле плазмы проведен с использованием процедуры самосогласования.

Данная процедура позволяет корректно рассчитать ФРЭЭ во всем диапазоне энергий.

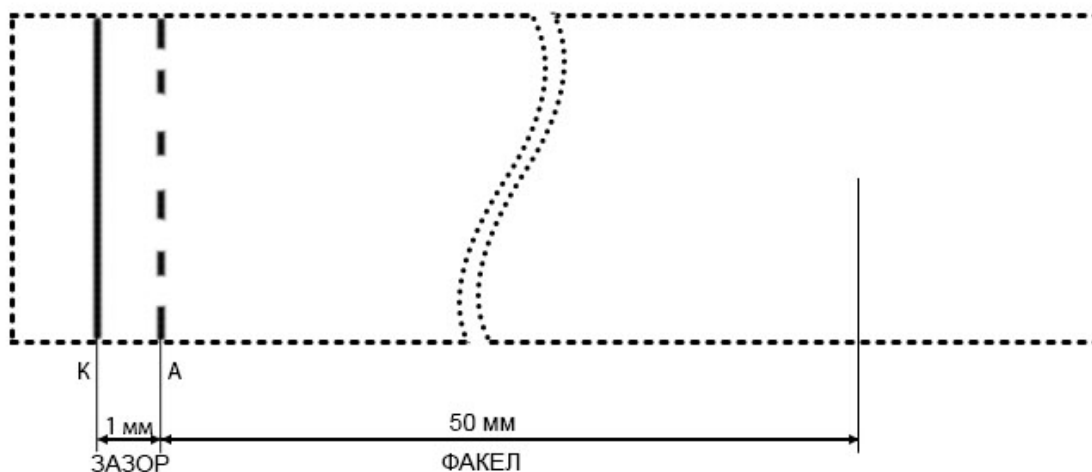
### АННОТАЦИЯ

In this research there is conducted a numerical simulation of electron energy distribution function (EEDF) of high-voltage impulsing atomic beam discharge by Monte Carlo method. There are found electron distribution functions in interelectrode gap with an electric field and in plasma flame in a zero electric field. EEDF computation in plasma flame is performed with a use of self-consistency. This procedure allows correctly computing EEDF in full range of energies.

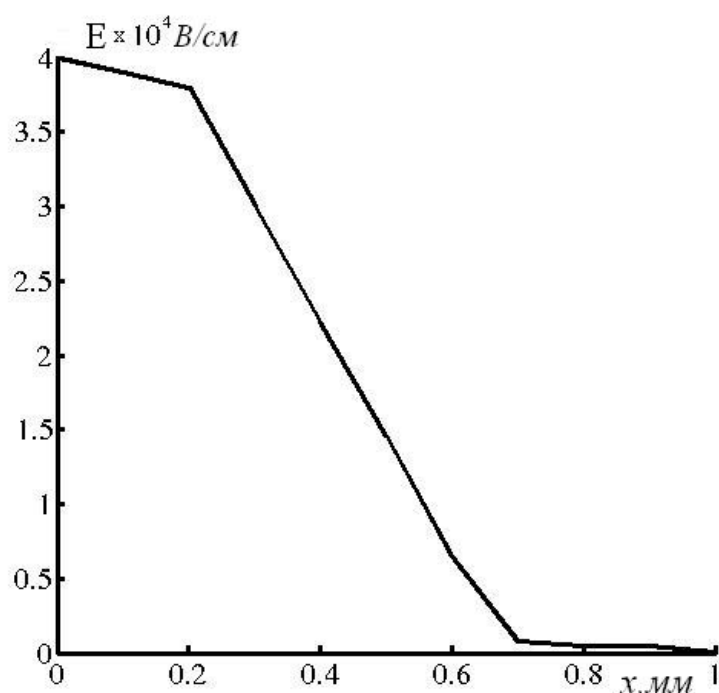
**Ключевые слова:** ФРЭЭ; метод Монте-Карло;  $He - N_2$  плазма; самосогласование.

**Keywords:** EEDF; Monte Carlo method;  $He - N_2$  plasma; self-consistency.

В данной работе проведено численное моделирование ФРЭЭ высоковольтного импульсного разряда пучкового типа методом Монте-Карло, описанным в работах [4—5]. Вычислительная модель построена для описания поведения электронов в межэлектродном зазоре длиной 1 мм и в факеле плазмы в приближении нулевого электрического поля с параметрами разряда, взятыми из работы [6]. Геометрия разряда представлена на рис. 1. В качестве примера, вид электрического поля соответствующий максимуму тока разряда в зависимости о расстояния до катода показан на рис. 2. Разряд считается квазистационарным. Численное моделирование проводилось для  $He : N_2$  смеси газов с давлениями 9 и 0,5 Торр соответственно.



**Рисунок 1. Схема газоразрядного источника**



**Рисунок 2. Зависимость напряженности электрического поля от расстояния до катода**

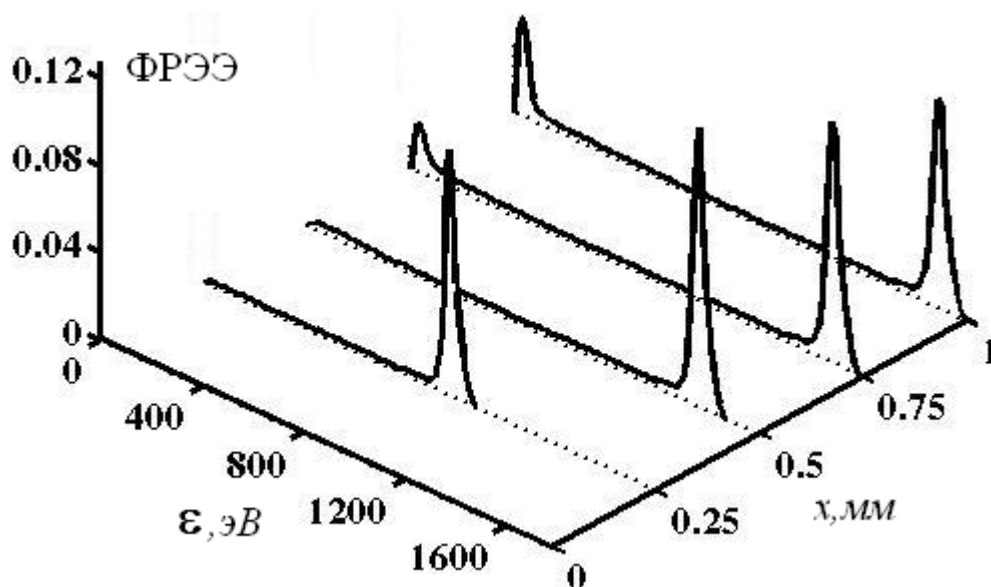
В межэлектродном зазоре с большим по величине значением ускоряющего электрического поля существенное влияние на ФРЭЭ оказывают реакции ионизации, возбуждения и упругого удара. Численное моделирование проводится с использованием обычной схемы, описанной в работе [5]. Реакции ионизации, возбуждения и упругого удара для  $He$  использовались такие же, как в [4], а их сечения взяты из работы [4]. Для  $N_2$  учитывались следующие реакции:

Таблица 1.

	<b>Упругий удар</b>	<b>Источник</b>
1	$e + N_2 \rightarrow e + N_2$	[7]
	<b>Ионизация и дисоциация</b>	
2	$e + N_2(G) \rightarrow 2 \cdot e + N_2^+(G)$	[7]
3	$e + N_2(G) \rightarrow 2 \cdot e + N^+ + N$	[7]
4	$e + N_2(G) \rightarrow 3 \cdot e + N^+ + N^+$	[7]
	<b>Возбуждение первых четырех колебательных уровней из основного состояния, реакции возбуждения электронного состояния и дисоциация</b>	
5	$e + N_2(G) \rightarrow e + N_2^*(G, \nu = 1 \div 4)$	[7]
6	$e + N_2(G) \rightarrow e + N_2^*(A^3\Sigma_u^+)$	[7]
7	$e + N_2(G) \rightarrow e + N_2^*(B^3\Pi_g)$	[7]
8	$e + N_2(G) \rightarrow e + N_2^*(W^3\Delta_u)$	[7]
9	$e + N_2(G) \rightarrow e + N_2^*(B'^3\Sigma_u^-)$	[7]
10	$e + N_2(G) \rightarrow e + N_2^*(a^1\Sigma_u^-)$	[7]
11	$e + N_2(G) \rightarrow e + N_2^*(a^1\Pi_g)$	[7]
12	$e + N_2(G) \rightarrow e + N_2^*(w^1\Delta_u)$	[7]
13	$e + N_2(G) \rightarrow e + N_2^*(b^1\Pi_u)$	[7]
14	$e + N_2(G) \rightarrow e + N_2^*(b'^1\Sigma_u^+)$	[7]
15	$e + N_2(G) \rightarrow e + N_2^*(c^1\Pi_u)$	[7]
16	$e + N_2(G) \rightarrow e + N_2^*(C^3\Pi_u)$	[7]
17	$e + N_2(G) \rightarrow e + N + N$	[7]

Реакции, выделенные в таблице 1 в отдельные блоки, включены в схему расчета одинаковым образом.

На рис. 3 показана функция распределения электронов по энергиям в межэлектродном зазоре для  $He - N_2$  плазмы в зависимости от расстояния до катода для момента времени соответствующего электрическому полю представленному на рис. 2.



**Рисунок 3. Функция распределения электронов по энергиям в межэлектродном зазоре  $He - N_2$  плазмы**

Из рис. 3 видно, что в межэлектродном зазоре функция распределения электронов имеет два выделенных пика, соответствующих быстрым и медленным электронам, между которыми она принимает практически постоянное значение. Расположение второго пика по оси энергий и его полуширина характеризуют пучок «убегающих» электронов пролетающий сквозь анод в факел плазмы.

В факеле плазмы в приближении нулевого электрического поля данная схема недостаточна, так как помимо реакций ионизации, возбуждения и упругого удара необходимо учитывать реакции электрон-ионной рекомбинации, электрон-электронных и электрон-ионных столкновений, учет которых зависит от концентрации  $He^+$ ,  $N_2^+$ , а также от искомой функции распределения электронов. Это обусловлено тем, что в факеле количество медленных электронов достаточно большое, и они захватываются ионами. При расчете факела плазмы дополнительно учтен вклад следующих реакций:

**Таблица 2.**

	<b>Упругое рассеяние</b>	<b>Источник</b>
1	$e + He^+(G) \rightarrow e + He^+(G)$	[3]
2	$e + N_2^+(G) \rightarrow e + N_2^+(G)$	[3]

3	$e + e \rightarrow e + e$	[3]
<b>Тройная рекомбинация</b>		
4	$e + He^+(G) \rightarrow He(G)$	[2]
5	$e + N_2^+(G) \rightarrow N_2(G)$	[2]
<b>Диссоциативная рекомбинация</b>		
6	$e + N_2^+(G) \rightarrow N + N$	[7]

Отметим, что в межэлектродном зазоре эти реакции нами не учитывались из за большой средней энергии электронов и соответственно малых значений сечений этих реакций.

Численное моделирование разряда пучкового типа методом Монте-Карло в факеле плазмы в приближении нулевого электрического поля проведено с использованием процедуры самосогласования. Эта процедура основана на предположении, что процессы ионизации, возбуждения, упругого удара, диссоциации, рекомбинации, электрон-электронных и электрон-ионных столкновений находятся в динамическом равновесии в квазистационарном случае, а, следовательно, можно модифицировать метод Монте-Карло, описанный в [5], следующим образом:

1. Функция распределения электронов считается найденной, т. е. задается первое приближение для ФРЭЭ.

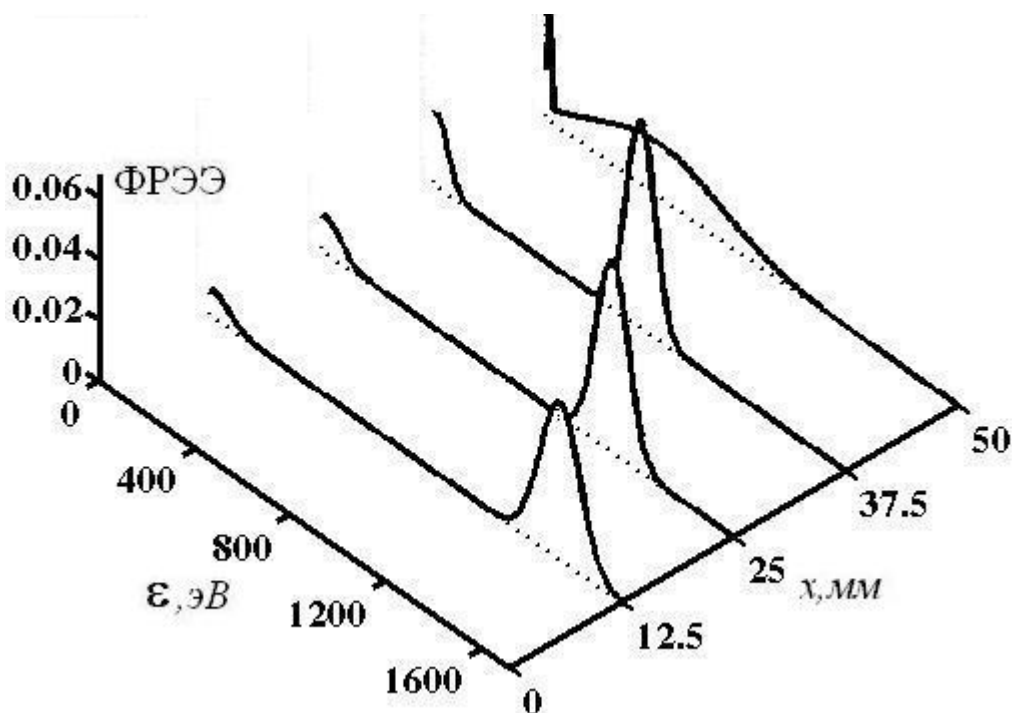
2. Каждый последующий электрон, проходя через фазовое пространство, вносит малое возмущение в функцию распределения, и изменяет ее. Изменение функции распределения происходит только после того, как закончен расчет электрона вылетевшего из межэлектродного зазора и всех вторичных электронов рожденных им.

3. Измененная функция распределения используется в качестве исходной для следующего электрона, вылетевшего из межэлектродного зазора.

Данная процедура повторяется, пока изменение функции распределения не станет пренебрежимо малым.

Распределение электронов по энергиям на аноде при расчете ФРЭЭ в факеле плазмы было взято из результатов численного моделирования ее в ускоряющем зазоре (рис. 3) при  $x=1$  мм.

На рис. 4 показана рассчитанная функция распределения электронов по энергиям в факеле  $He - N_2$  плазмы в зависимости от расстояния до анода.



**Рисунок 4. Функция распределения электронов по энергиям в факеле  $He - N_2$  плазмы**

Из рис. 4 видно, что в факеле  $He - N_2$  плазмы функция распределения электронов изменяется с расстоянием до анода таким образом, что пик соответствующий быстрым электронам сдвигается в сторону меньших энергий и его полуширина становится больше. В результате реакций ионизации, возбуждения, упругого удара, диссоциации, электрон-электронных и электрон-ионных столкновений происходит перенос электронов из области высоких энергий в область низких.

Таким образом, для медленных электронов расчет ФРЭЭ по методу Монте-Карло, описанному в работе [5], приводит к огромным вычислительным сложностям. Разработанная нами процедура самосогласования дает возможность корректно рассчитать ФРЭЭ во всем диапазоне энергий.

**Список литературы:**

1. Алхазов Г.Д. // ЖТФ. — 1970. — Т. 50. — Вып. 1. — С. 97—107.
2. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Баратковский А.М. и др. Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат. — 1991. — 1232 с.
3. Голант В.У, Жлинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. Атомиздат, 1977. — 384 с.
4. Демкин В.П., Королев Б.В., Мельничук С.В.// Физика плазмы. — 1995. — Т. 21. — № 1. — С. 81—84.
5. Voeuf J.P., Marode E.A Monte Carlo analysis of an electron swarm in a nonuniform field: the cathode region of a glow discharge in helium // J. Phys. D: Appl. Phys., 15 (1982) 2169—2187. Printed in Great Britain.
6. Demkin V.P., S.V. Melnichuk, A.V. Borisov, B.S. Semukhin, S.S. Bardin, Russian Physics Journal. 55, 1222 (2013).
7. Tabata T. et al./ Atomic Data and Nuclear Data Tables. — 2006. — Vol. 92. — P. 375—406.
8. Yu Z., J.J. Rocca and G.J. Collins, J. Appl. Phys. 54(1), 131 (1983).