
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМ, СТРУКТУР, ПРОЦЕССОВ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ОБРАЗОВАНИИ И ПРОИЗВОДСТВЕ

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В УСКОРЯЮЩИХ ПРОМЕЖУТКАХ ИСТОЧНИКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПЛАЗМЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ

Д.А. Антонович¹, М.А. Сквородко², Д.В. Шидловская³

¹Минск, Физико-технический институт Национальной академии наук Беларусь

²Новополоцк, Полоцкий государственный университет имени Евфросинии Полоцкой

³Витебск, ВГУ имени П.М. Машерова

С помощью моделирования процессов, протекающих в ускоряющем промежутке источника заряженных частиц с плазменным эмиттером, возможно не только прогнозировать параметры формируемого пучка, но и оптимизировать работу всего устройства.

Материал и методы. Методологическую базу данной статьи составляет литература научно-исследовательских трудов.

Результаты и их обсуждение. Ускоряющий промежуток в источниках с плазменным эмиттером условно располагается между эмиттерным электродом и экстрактором, где происходит переход от объемной квазинейтральной плазмы к направленному потоку заряженных частиц.

Внутри ускоряющего промежутка будем различать процессы:

- формирования пространственного заряда;
- ускорения частиц электрическим полем;
- вторичную эмиссию с поверхностей электродов.

Формирование пространственного заряда

В области, где электроны выходят из плазмы, формируется электронный поток с конечной плотностью. Там же происходит накопление отрицательного пространственного заряда, который искажает электрическое поле, ограничивает ток экстракции и влияет на форму плазменной границы. Получаемая объемная плотность заряда определяется формулой [1]

$$\rho(x) = -en_e(x)$$

(e – заряд электрона, n_e – концентрация электронов в точке x).

Связать формируемый пространственный заряд с потенциалом можно с помощью уравнения Пуассона [2]

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0} = \frac{en_e(x)}{\epsilon_0}. \quad (1)$$

Ограничения плотности тока пространственным зарядом описывается законом Чайлда – Ленгмюра [3]:

$$j = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{\varphi^{\frac{3}{2}}}{(d \pm \Delta)^2}$$

где j – плотность тока, d – расстояние между электродами, Δ – поправка на толщину плазменного столба, φ – приложенное напряжение, m_e – масса электрона.

Таким образом, в ускоряющем промежутке плазменного источника пространственный заряд, задаёт распределение потенциала и электрического поля, что в свою очередь ограничивает максимальную плотность тока согласно закону Чайлда – Ленгмюра.

Ускорение частиц электрическим полем

Ускорение электронов можно представить как пример самосогласованного движения частиц в условиях преобладающего пространственного заряда.

Движение электронов, попавших в область ускорения, описывается основным уравнением динамики (второй закон Ньютона). Для одномерного движения дифференциальное уравнение, связывающее изменение скорости и градиент потенциала, имеет вид

$$m_e \frac{d\vartheta}{dt} = -eE_x(x) = e \frac{d\varphi}{dx}$$

(ϑ – скорость электрона, $E_x(x)$ – проекция электрического поля на ось x).

Учитывая, что электроны поступают в ускоряющий промежуток из плазмы уже с начальной скоростью, интегрирование уравнения движения приведет к закону сохранения энергии для электрона

$$\frac{1}{2}m_e\vartheta^2(x) = \frac{1}{2}m_e\vartheta_0^2 + e\varphi(x),$$

который показывает, что кинетическая энергия электрона в любой точке промежутка равна сумме его начальной кинетической энергии и работе сил электрического поля на участке от эмиттера до данной точки. Откуда следует, что локальная скорость электрона полностью определяется локальным значением потенциала и начальной скоростью

$$\vartheta(x) = \sqrt{\vartheta_0^2 + \frac{2e\varphi(x)}{m_e}} \quad (2)$$

Для описания скорости всего потока электронов используем плотность тока, зависящую от концентрации частиц

$$j = en_e(x)\vartheta(x) \quad (3)$$

Объединяя (2) и (3), получаем зависимость концентрации частиц от потенциала

$$n_e(x) = \frac{j}{e\vartheta(x)} = \frac{j}{e \sqrt{\vartheta_0^2 + \frac{2e\varphi(x)}{m_e}}} \quad (4)$$

Т.е., концентрация частиц убывает по мере приближения к экстрактору, а максимальное значение концентрации будет наблюдаться у катода, где потенциал и скорость малы.

Объединив уравнение Пуассона (1) с (4), получаем уравнение, правая часть которого определяет концентрацию и скорость электронов, а левая – показывает насколько сильно потенциал реагирует на величину пространственного заряда.

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{j}{\epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{\vartheta_0^2 + \frac{2e\varphi(x)}{m_e}}} \quad (5)$$

(где $e\varphi(x)$ – энергия электрона, которую он набирает в ускоряющем поле).

Характер распределения потенциала в промежутке будет зависеть от соотношения энергий электрона. Если $e\varphi(x) \gg \frac{1}{2}m_e\vartheta_0^2$ ($\frac{1}{2}m_e\vartheta_0^2$ – начальная кинетическая энергия), то уравнение (5) упрощается до уравнения Чайлда – Ленгмюра.

При условии $e\varphi(x) \ll \frac{1}{2}m_e\vartheta_0^2$, уравнение (5) принимает практически линейный вид, означая плавность профиля потенциала у границы плазмы.

Вторичная электронная эмиссия

При составлении корректной математической модели, описывающей процессы ускоряющего промежутка, в реальных ускоряющих системах необходимо рассматривать не только первичные электроны, но и вторичные, возникающие при бомбардировке поверхностей электродов первичными электронами. Однако, явление вторичной эмиссии вносит существенные изменения в физику ускоряющего промежутка, так как вместо потока первичных электронов необходимо учитывать встречный электронный поток, увеличивающий общую плотность пространственного заряда. Так же встречный поток может создавать область «запирания», где, получаемым низким потенциалом, захватывается часть электронов, приводя к неустойчивостям процесса, автоколебаниям тока и напряжения.

Заключение. Самосогласованная математическая модель, описывающая базовый физический процесс ускоряющего промежутка источника заряженных частиц с плазменным эмиттером, состоит трех взаимосвязанных уравнений (уравнение движения электрона, уравнение непрерывности и уравнение Пуассона). Учет вторичной эмиссии необходим при углубленном, точном моделировании реальных устройств, работающих в режиме высоких напряжений и плотностей тока.

1. Гуревич А. А., Кузнецов В. А. Плазменная физика: Учебник. – Минск: Изд-во БГУ, 2018. – 320 с.
2. Козлов А. И. Вакуумная электроника: Учебное пособие. – Минск: Белорусский государственный университет, 2016. – 280 с.
3. Chen F. F. Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. – 3rd ed. – New York: Springer, 2016. – 720 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ЭТИЛЕНВИНИЛАЦЕТАТ

*A.Э. Буевич
Витебск, ВГУ имени П.М. Машерова*

Целью исследования является разработка теоретических моделей синергетического влияния ультразвуковой обработки и электронно-лучевого воздействия на гелефракцию и термостабильность этиленвинилацетата (EVA), основанных на кинетике механохимических процессов и термодинамических свойствах полимерной структуры материала.

Материал и методы. Для теоретического анализа использованы фундаментальные уравнения радиационной химии, механохимии полимеров и термодинамики разложения. Исследование основано на математическом моделировании кинетических процессов. В качестве исходных данных приняты теоретические параметры EVA с 28% содержанием винилацетата: молекулярная масса $M_w = 1.2 \times 10^5$ г/моль, индекс расплыва $MI = 2.5$ г/10 мин, начальная степень кристалличности $X_c = 35\%$.

Кинетика радиационной сшивки описывается уравнением первого порядка:

$$\frac{dG}{dt} = k \cdot D \cdot \phi , \quad (1)$$

где G – гелефракция (%), D – радиационная доза (кГу), k – константа скорости сшивки, ϕ – квантовый выход реакции.