

05;11;12

Энергия электронов при экзоэлектронной эмиссии с сегнетоэлектрика

© Л.М. Рабкин, В.Н. Иванов

Ростовский-на-Дону государственный университет

Поступило в Редакцию 8 января 1998 г.

Рассмотрено изменение потенциала в плоскости решетчатого электрода на поверхности сегнетоэлектрика, происходящее в процессе экзоэлектронной эмиссии под воздействием импульсного электрического поля. Расчет потенциала проведен методом интегральных уравнений электростатики. Получена оценка возможных начальных энергий электронов, покидающих поверхность сегнетоэлектрика.

Экзоэлектронная эмиссия с поверхности сегнетоэлектриков в последние годы является предметом исследования для углубления понимания физических свойств этих материалов, а также в связи с возможностью создания на их основе высокоэффективных импульсных эмиттеров для вакуумных приборов [1,2]. В последнем случае на сегнетоэлектрик воздействуют импульсным электрическим полем. Но в литературе не обсуждается механизм появления у эмитированных электронов высоких (до нескольких килоэлектронвольт) начальных энергий, в то время как разброс начальных скоростей ограничивает применение таких эмиттеров. Ниже рассматривается модель, позволяющая оценить порядок энергии вылетевших электронов.

В стационарном состоянии поверхностные поляризационные заряды экранируются свободными зарядами, располагающимися вдоль поверхности сегнетоэлектрика. При скачкообразном приложении достаточно сильного переполяризующего электрического поля происходит быстрое изменение поляризационных зарядов, в то время как свободные заряды за время переполяризации заметно не меняются, так как эмитированный заряд составляет небольшую часть от величины поляризационного заряда, а проводимость сегнетоэлектрика мала. Изменение суммарного заряда поверхности приводит к изменению ее потенциала, который и определяет энергию эмитированных электронов.

В обычной схеме опыта по наблюдению экзoeлектронной эмиссии сегнетоэлектрический образец в виде пластины на поверхности, с которой происходит эмиссия, имеет заземленный пленочный проводящий электрод в виде решетки, а меняющее поляризацию сегнетоэлектрика внешнее электрическое поле обеспечивается подачей импульсного напряжения на сплошной проводящий электрод, располагающийся на другой поверхности пластины. Считаем, что толщина пластины на порядок превышает ширину щелей в проводящей решетке, и при расчете распределения потенциала в плоскости решетки, создаваемого расположенными в этой плоскости зарядами, влиянием сплошного электрода допустимо пренебречь. Так как целью расчета является оценка порядка значения потенциала на щели, для простоты рассмотрим одиночную щель между двумя проводящими полуплоскостями, расположенными на поверхности полубесконечного сегнетоэлектрика.

Решение задачи о распределении потенциала, создаваемого нескомпенсированными поверхностными зарядами, возникающими на щели после переполяризации сегнетоэлектрика под действием внешнего электрического поля, в общей постановке затруднено нелинейными диэлектрическими свойствами сегнетоэлектрика. Ограничимся предельным случаем настолько сильного внешнего электрического поля, что спонтанная поляризация оказывается полностью ориентированной вдоль электрического поля, а диэлектрические свойства сегнетоэлектрика определяются другими механизмами поляризации, которые будем считать линейными. Отвлекаясь от имеющей место анизотропии (отличие диэлектрической проницаемости, измеренной параллельно направлению спонтанной поляризации от измеренной в перпендикулярном направлении), описываем диэлектрик скалярной относительной диэлектрической проницаемостью ϵ .

Расположим начало декартовой системы координат в середине щели шириной $2a$, ось z направим вдоль щели, ось x — поперек щели параллельно проводящим полуплоскостям, ось y — от сегнетоэлектрика в вакуум. Задача состоит в отыскании потенциала в пределах щели $\phi(x)$ ($|x| \leq a, y = 0$) при условии, что известно распределение плотности заряда в пределах щели $\sigma(x)$ ($|x| < a$) и потенциал электродов равен нулю, т.е. $\phi(x) = 0$ ($|x| > a$). Так как в задаче присутствуют заряды только на плоской границе раздела двух диэлектриков, потенциал и электрическое поле можно искать в однородной среде с эквивалентной относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_e = (\epsilon + 1)/2 \cong \epsilon/2$.

В качестве неизвестной величины удобно ввести составляющую электрического поля в плоскости щели $E = E_y(x)$, для которой методами электростатики с использованием преобразования Фурье [3] получаем сингулярное интегральное уравнение

$$\pi^{-1} \int_{-a}^{+a} E(x_1)(x_1 - x)^{-1} dx_1 = \sigma(x)/(2\varepsilon_e \varepsilon_0), \quad (1)$$

где $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m — электрическая постоянная.

С учетом четности функции $\sigma(x)$ и нечетности функции $E(x)$ решение уравнения (1) записывается следующим образом [4]:

$$E(x) = -(2\pi\varepsilon_e \varepsilon_0 (a^2 - x^2)^{1/2})^{-1} \int_{-a}^{+a} (a^2 - x_1^2)^{1/2} \sigma(x_1)(x_1 - x)^{-1} dx_1. \quad (2)$$

В соотношениях (1) и (2) интегралы понимаются в смысле главного значения. Величина потенциала находится интегрированием $E(x)$:

$$\phi(x) = (2\pi\varepsilon_e \varepsilon_0).$$

$$\int_{-a}^{+a} \sigma(x_1) \ln \left(\frac{(a^2 - xx_1 + ((a^2 - x^2)(a^2 - x_1^2))^{1/2})}{(a|x - x_1|)} \right) dx_1. \quad (3)$$

Чтобы оценить величину потенциала, примем поверхностную плотность заряда $\sigma(x)$ постоянной и положим ее равной величине спонтанной поляризации P_s . Тогда находим

$$\phi(x) = P_s / (2\varepsilon_0 \varepsilon_e) \cdot (a^2 - x^2)^{1/2}. \quad (4)$$

Максимальную энергию эмитированных электронов получаем исходя из наибольшего значения потенциала ϕ_{\max} , которое достигается в середине щели ($x = 0$)

$$\phi_{\max} = P_s a / (2\varepsilon_e \varepsilon_0). \quad (5)$$

Принимая для сегнетоэлектриков на основе титаната бария $P_s = 0.25 \text{ C} \cdot \text{m}^{-2}$, $a = 10^{-4} \text{ m}$, $\varepsilon = 1000$, получаем $\phi_{\max} = 2.8 \text{ kV}$, что по порядку величины согласуется с экспериментальными результатами [1].

Распределение потенциала в пределах щели можно вычислить и в другом предельном случае слабого внешнего поля, когда сегнетоэлектрик допустимо описывать в линейном приближении скалярной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \gg 1$. Принимая внешнее поле в сегнетоэлектрике на достаточном удалении от щели перпендикулярным к поверхности сегнетоэлектрика и однородным с напряженностью E_0 и используя метод, которым были получены соотношения (1) и (2), находим

$$\phi(x) = 0.5 \cdot E \cdot (\varepsilon - 1) / (\varepsilon + 1) \cdot (a^2 - x^2), \quad (6)$$

т. е. в этом приближении независимо от конкретного значения относительной диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика

$$\phi_{\max} \cong E_0 a / 2. \quad (7)$$

На основании равенств (5) и (7), полученных для предельных случаев сильного и слабого переполяризующего поля, можно ожидать, что максимальная энергия эмитированных электронов и в общем случае будет расти с ростом ширины щели. Отметим, что сохранение внешнего поля на достаточном удалении от щели однородным с неизменной напряженностью E_0 в используемой для расчета модели предполагает, что с увеличением ширины щели пропорционально увеличивается толщина пластины сегнетоэлектрика и амплитуда импульса напряжения, вызывающего переполяризацию. Можно также предположить, что рост этой энергии с увеличением переполяризующего поля должен замедляться в области сильных полей.

Таким образом, на основании проведенных расчетов распределения потенциала на поверхности сегнетоэлектрика в плоскости решетчатого электрода получена оценка возможных начальных энергий электронов, покидающих поверхность сегнетоэлектрика в процессе экзоелектронной эмиссии под воздействием импульсного электрического поля.

Список литературы

- [1] *Gundel H., Rige H., Wilson E.J.N.* et al. // *Ferroelectrics*. 1989. V. 100. P. 1–16.
- [2] *Asano J., Imai T., Okuyama M.* et al. // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1992. V. 31. Pt.1. N 9B. P. 3098–3101.
- [3] *Снеддон И.* Преобразования Фурье. М.: Иностр. лит., 1995.
- [4] *Трикоми Ф.* Интегральные уравнения. М.: Иностр. лит., 1960.