

Кинетика электронной эмиссии из сегнетоэлектрического кристалла ТГС

© А.А. Сидоркин, С.Д. Миловидова, О.В. Рогазинская, А.С. Сидоркин

Воронежский государственный университет,
394693 Воронеж, Россия

(Поступила в Редакцию 13 августа 1999 г.)

Исследуется временная зависимость плотности тока эмиссии электронов из сегнетоэлектрического кристалла триглицинсульфата при фиксированных температурах. Показано, что указанная зависимость носит экспоненциальный характер. Характерное время релаксации эмиссии зависит от температуры, убывая при приближении к температуре фазового перехода. Величина времени релаксации и его температурная зависимость могут быть объяснены как в рамках механизма, где затухание эмиссии связывается с опустошением поверхностных электронных состояний, так и в рамках механизма максвелловской релаксации.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта № 2801 по программе "Университеты России — фундаментальные исследования".

Эмиссия электронов из сегнетоэлектрических кристаллов является одним из актуальных вопросов как в фундаментальном, так и в прикладном аспектах. Среди различных вопросов, относящихся к эмиссионной проблеме, важное место занимают вопросы кинетики. Знание характерных времен затухания тока эмиссии позволяет говорить о перспективах использования сегнетоэлектрических материалов в качестве холодных эмиттеров. С другой стороны, выяснение деталей кинетики эмиссионных процессов в сегнетоэлектриках позволит глубже понять основополагающие механизмы эмиссионных явлений в этих кристаллах.

Исследование кинетических закономерностей эмиссии в сегнетоэлектрических материалах и, в частности, в кристалле триглицинсульфата, проводилось нами ранее в работах [1,2], где определялось время релаксации эмиссионного тока после стабилизации поляризованного состояния, созданного предварительной поляризацией образца в электрическом поле [2] или за счет изменения его температуры [1]. В обоих случаях все измерения проводились при одной фиксированной температуре. Цель настоящей работы — изучение зависимости релаксационных процессов в термостимулированной эмиссии в зависимости от температуры материала.

Измерения плотности тока электронной эмиссии j_{em} в настоящей работе проводились по стандартной методике [3] в вакууме $6.5 \cdot 10^{-3}$ Па. Для измерений использовались образцы полярного Y-среза кристалла триглицинсульфата площадью 20 mm^2 и толщиной 1 mm . Температура образца измерялась медь-константановой термопарой и контролировалась одновременным измерением емкости другого образца кристалла ТГС. Точность измерения температуры составляла 5%. Температура образца для различных опытов менялась в интервале от $+20$ до $+48^\circ\text{C}$.

Проведенные измерения показали следующее. Как видно из экспериментального графика, представленного на рис. 1, исследуемая термоэлектронная эмиссия из сегнетоэлектрического кристалла ТГС наблюдается только в

момент изменения состояния макроскопической поляризованности. При стабильности температуры при том или ином удалении от точки Кюри наблюдается характерный экспоненциальный спад плотности эмиссионного тока. При этом характерное время релаксации указанного тока (в исследуемом температурном диапазоне оно составляет несколько минут) уменьшается при приближении к температуре фазового перехода, меняясь от значения ≈ 10 при 37°C до $\approx 4 \text{ min}$ при 48°C . Как видно из рис. 2, в некоторых случаях (см., например, кривую 2) можно говорить о нескольких временах релаксации для

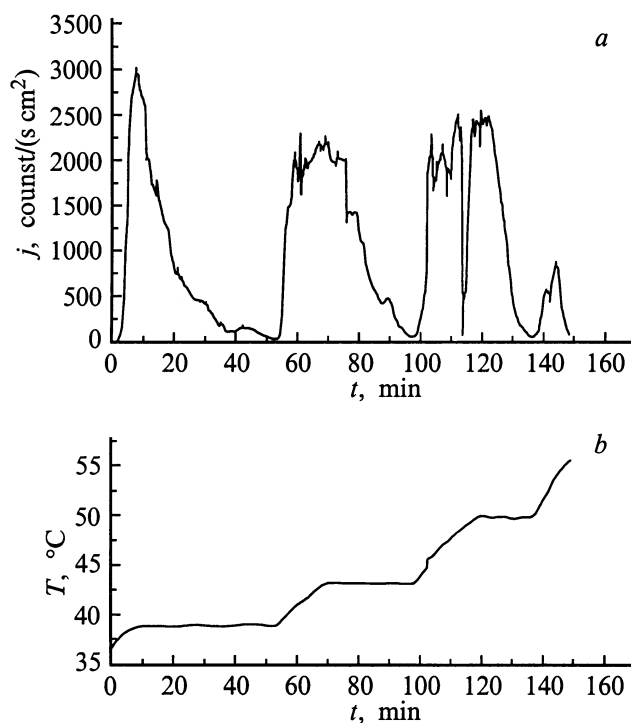


Рис. 1. Зависимость плотности эмиссионного тока (a) для данного закона изменения температуры (b) от времени в образцах чистого монокристалла ТГС.

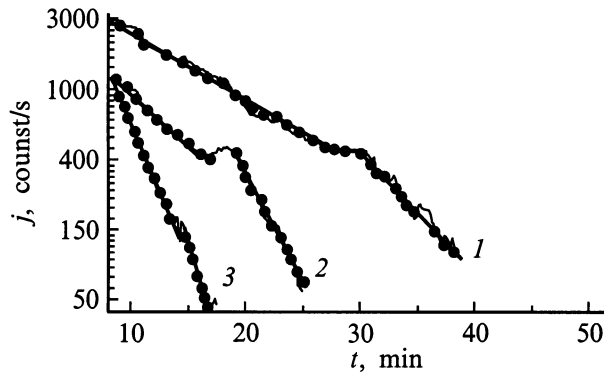


Рис. 2. Зависимость логарифма плотности эмиссионного тока от времени для образца чистого монокристалла ТГС при разных значениях температуры. T (°C): 1 — 37, 2 — 43, 3 — 48.

одного и того же процесса. Отметим, что как должно быть в приближении достаточно малых возмущений, время релаксации термостимулированной эмиссии здесь по порядку величины совпадает со временем релаксации эмиссионного тока в кристалле ТГС в случае стимуляции эмиссии электрическим полем [2].

Наблюдаемая термоэмиссионная активность исследуемых сегнетоэлектриков может быть объяснена автоэлектронной эмиссией электронов из поверхностных электронных состояний в поле зарядов экранирования спонтанной поляризации. В состоянии равновесия поле зарядов спонтанной поляризации обычно скомпенсировано, например, зарядами, осаждающимися из атмосферы, так что поверхность сегнетоэлектрика не обнаруживает электрической активности. Нарушение компенсированности указанных полей за счет уменьшения спонтанной поляризации при приближении к точке Кюри приведет к появлению отличного от нуля суммарного поля, направление которого определяется уже полем компенсирующих зарядов. Данное поле и является тем фактором, который приводит к выбросу электронов из ловушек на поверхностных электронных состояниях [4].

Оценим характерное время опустошения электронных ловушек в рамках механизма автоэлектронной эмиссии. Плотность эмиссионного тока здесь [3] равна

$$j_{em}(T) = en(T)W(T), \quad (1)$$

где $n(T)$ — поверхностная плотность занятых поверхностных состояний при данной температуре, а

$$W(T) = \frac{2\sqrt{2mA}\zeta}{mS} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2mA}^{3/2}}{\hbar eE}\right) — \quad (2)$$

вероятность ионизации в единицу времени поверхностной ловушки глубиной A в поле E . Здесь ζ — ширина потенциальной ямы, соответствующей электронной ловушке, S — площадь поверхности сегнетоэлектрика, активной в эмиссии.

Поле E зарядов экранирования спонтанной поляризации

$$E = \frac{2\pi}{\varepsilon_s} \left(P_S - \sqrt{\frac{\alpha_0(T - T_c)}{\beta}} \right), \quad (3)$$

где ε_s — диэлектрическая проницаемость поверхностного сегнетоэлектрического слоя, P_S — поляризация насыщения, α и β — коэффициенты разложения термодинамического потенциала для исследуемого кристалла.

Подставляя указанное поле в выражение (2), получим характерное время опустошения электронных ловушек

$$\tau = W^{-1} = \frac{mS}{2\sqrt{2mA}\zeta} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2mA}^{3/2}\varepsilon_s}{\hbar e2\pi(P_S - \sqrt{\alpha_0(T - T_c)/\beta})}\right). \quad (4)$$

Как видно из (4), время τ должно убывать при $T \rightarrow T_c$, что и наблюдается в эксперименте. Численные оценки указанного времени τ при обычных $\varepsilon_s \approx 5$, $P_S \approx 10^4$, $S \approx 1$, $\zeta \approx 10^{-8}$ при $T \approx 45^\circ\text{C}$ для кристалла ТГС с $\alpha_0 \approx 4 \cdot 10^{-3}$, $\beta \approx 8 \cdot 10^{-10}$ для $A \approx 10^{-12}$ дают $\tau \approx 10^3$, что также хорошо согласуется с величиной τ , измеренной в эксперименте.

С кинетикой эмиссии, связанной с опустошением поверхностных электронных состояний, в принципе может конкурировать кинетика эмиссии, связанная с максвелловской релаксацией зарядов экранирования. Вблизи температуры фазового перехода удельная электропроводность кристалла триглицинульфата составляет $10^{-12} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрического материала $\varepsilon \approx 10^3$, что дает время максвелловской релаксации $\tau_M = \varepsilon/4\pi\sigma \approx 10^3 \text{ s}$. В принципе это время также близко к экспериментально наблюдаемому времени релаксации эмиссии, однако оно имеет существенно иную температурную зависимость, чем время релаксации, определенное из эксперимента. Действительно, электропроводность не имеет критического поведения вблизи точки фазового перехода, поэтому поведение времени максвелловской релаксации τ_M здесь будет определяться поведением диэлектрической проницаемости, которая характеризуется аномальным ростом вблизи T_c .

Список литературы

- [1] А.С. Сидоркин, А.М. Косцов, В.С. Зальцберг. ФТТ **27**, 7, 2200 (1985).
- [2] А.С. Сидоркин, П.В. Логинов, А.М. Саввинов, А.Ю. Кудзин, Н.Ю. Короткова. ФТТ **38**, 2, 624 (1996).
- [3] А.М. Косцов, А.С. Сидоркин, В.С. Зальцберг, С.П. Грибков. ФТТ **24**, 3436 (1982).
- [4] A.S. Sidorkin, V.M. Darinskii. Ferroelectrics **111**, 325 (1997).