

02;06;07;10

Аномальная импульсная проводимость бромидов серебра

© Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, В.М. Фомченко, В.Н. Швайко

Кемеровский государственный университет
E-mail: lira@kemsu.ru

Поступило в Редакцию 4 сентября 2000 г.
В окончательной редакции 8 ноября 2000 г.

Изложены первые результаты наблюдения импульсной проводимости монокристаллов бромида серебра при импульсном возбуждении тормозным рентгеновским излучением при комнатной температуре, из которых следует, что в фоточувствительных материалах, по-видимому, происходит размножение носителей заряда за времена $\sim 10^{-9}$ с. Сделана оценка концентрации электронов в зоне проводимости. Обнаружено, что наблюдаемая в эксперименте концентрация электронов проводимости на порядок превосходит концентрации электронно-дырочных пар, создаваемые возбуждающим импульсом.

Проблема аномально высокой фотографической чувствительности галогенидов серебра, прежде всего бромида серебра, привлекает внимание исследователей уже около 70 лет [1]. Принято считать, что квантовый выход образования атомарного серебра, входящего в центры скрытого изображения (ЦСИ), очень высок и достигает $0.5 \div 1$ [1]. Более детальный анализ проблемы показывает, что эта величина может достигать значений $2 \div 3$ [2], что еще более усугубляет ситуацию.

В [3,4] показано, что образование ЦСИ происходит за очень короткие времена, по-видимому $\leq 10^{-9}$ с. Времена такого порядка обычно характерны для процессов, происходящих в электронной подсистеме кристалла [5]. Поэтому естественно предположить, что исследования импульсной проводимости галогенидов серебра с соответствующим временным разрешением, несущие информацию о кинетике релаксационных процессов в электронной подсистеме, могут позволить обнаружить определенные аномалии по сравнению с достаточно изученным в этом плане системами, не обладающими заметной фотографической чувствительностью (щелочно-галогенидные кристаллы (ЩГК), $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ [6].

В связи с вышеизложенным задачей настоящей работы являлось исследование импульсной радиационной проводимости бромида серебра.

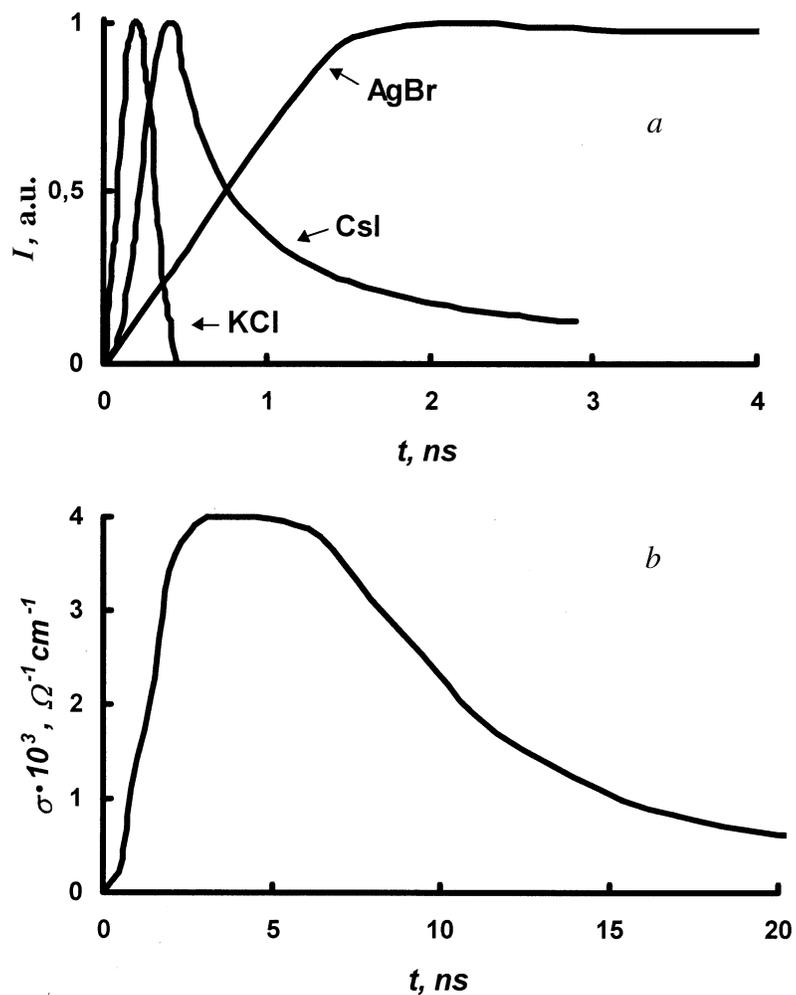
Объектом исследования служил монокристалл AgBr, выращенный методом Стокбаргера из сырья марки ОСЧ, предварительно очищенного зонной плавкой (50 проходов). Исследуемые образцы вырезались из монокристалла и шлифовкой доводились до толщины $100 \div 130 \mu\text{m}$. Electrodes наносились методом проявления, дающим на поверхности образца однородную пленку серебра. Возбуждение образца осуществлялось импульсом тормозного излучения, возникающего при поглощении в медной фольге импульса электронного ускорителя (200 keV , 10^4 A/cm^2 , 50 ps) [6]. Напряжение на образец подавалось в виде прямоугольного импульса ($10 \div 100 \text{ V}$, 1 ms), что позволило избежать влияния электролиза образца на результаты измерения. Канал регистрации импульса проводимости обеспечивал временное разрешение не хуже 150 ps [6].

Исследована партия кристаллов из 20 образцов. Типичные осциллограммы импульсов тока проводимости представлены на рисунке, а. Амплитуда и форма импульсов для различных образцов отличаются не более чем на 10%, что лежит в пределах погрешности измерительной методики, связанной с нестабильностью импульса возбуждения и осциллографическим методом измерения. Многократное облучение (до 100 импульсов), проведенное на одном и том же образце, показало, что амплитуда и форма импульсов не изменяется, что свидетельствует об отсутствии эффектов накопления.

Обращает на себя внимание два кардинальных отличия импульсов проводимости AgBr от импульсов проводимости ЦГК, полученных ранее в близких условиях эксперимента [6].

1. Различия в кинетике нарастания импульса проводимости (см. рисунок, а). В то время как максимум импульса проводимости ЦГК наблюдается во время действия возбуждающего импульса (с учетом аппаратной функции), максимальное значение проводимости AgBr наблюдается через $\geq 1 \text{ ns}$ после окончания возбуждающего импульса (см. рисунок, а). Нарастание проводимости после окончания возбуждающего импульса свидетельствует об увеличении концентрации зонных электронов (дырок) уже после прекращения возбуждения. Такая ситуация наблюдалась ранее в AgN₃ и связывалась с цепной реакцией размножения электронных возбуждений [7].

2. Различия в амплитудах импульсов. В условиях измерения импульса проводимости AgBr (возбуждение тормозным излучением!) чувстви-



Импульсы радиационно-стимулированной проводимости AgBr (возбуждение тормозным излучением), KCl и CsI (возбуждение высокоэнергетическими электронами) при $T = 300$ К; *a* — нормированные по максимуму осциллограммы токовых импульсов, *b* — полная форма импульса проводимости AgBr.

тельности измерительного тракта оказалось недостаточно для регистрации импульса проводимости ЩГК. Для ЩГК близкие к рисунку, *b* по амплитуде импульсы удалось наблюдать только при возбуждении непосредственно импульсом электронов, т. е. при плотностях возбуждения, по крайней мере на 3 порядка превышающих плотности, достигаемые при возбуждении тормозным излучением [6]. Поскольку подвижности зонных электронов в AgBr ($\mu \sim 50 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [1]) и ЩГК ($\mu \sim 10 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [6]) сравнимы, такое сильное различие амплитуд импульсов свидетельствует о резком различии регистрируемых концентраций зонных электронов в этих системах. Возможно, что это различие связано с процессом размножения зонных электронов в AgBr, проявляющемся в нарастании проводимости после окончания возбуждающего импульса (см. рисунок, *a*). В связи с этим принципиальное значение приобретает сравнение концентраций электронов проводимости, создаваемых возбуждающим импульсом и регистрируемых в импульсе проводимости AgBr. Концентрация электронов проводимости, регистрируемых в импульсе проводимости, рассчитывается по обычному соотношению $\sigma = en\mu$ и при $\sigma = 4 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ (из рисунка, *b*), $\mu \approx 50 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [6] составляет $n \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Для расчета же концентрации электронов проводимости, создаваемой возбуждающим импульсом, необходимо определение объемной плотности энергии, поглощенной образцом — E_ν . Величина E_ν может быть рассчитана по известному соотношению $E_\nu = D_0 \rho_0$, где D_0 — поглощенная образцом доза, ρ_0 — плотность образца. Измерение поглощенной дозы проводилось при помощи аттестованных термолюминесцентных детекторов ТЛД-К на основе SiO_2 и аттестованного дозиметрического прибора ДТУ-01. Значение D_0 в условиях измерения, усредненное по показаниям 10 детекторов, составляет величину 10 мГу (точность измерения 20%), что с учетом геометрических размеров образца соответствует плотности поглощенной энергии $E_\nu \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ eV/cm}^3$. Концентрация электронно-дырочных пар, генерируемых возбуждающим импульсом, равна $n = E_\nu / \varepsilon$, где ε — средняя энергия создания электронно-дырочной пары [8]. Достаточно хорошие результаты дает обычно оценка ε , связывающая эту величину с термической шириной запрещенной зоны E_g . Для материалов с зонной структурой, аналогичной зонной структуре AgBr, $\varepsilon(2 \div 4) \cdot E_g$ [8]. Для AgBr $E_g \approx 3 \text{ eV}$ (термическая ширина запрещенной зоны) [1] и, следовательно, в наших опытах возбуждающий импульс создает в

образце концентрацию электронно-дырочных пар, не превышающую $n \leq 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Таким образом, концентрация электронов, генерируемых возбуждающим импульсом, оказывается, по крайней мере, на порядок ниже, чем регистрируемая по импульсу проводимости, что убедительно подтверждает предположение о размножении электронов проводимости уже после окончания возбуждающего импульса.

Следовательно, обе аномалии импульсной проводимости AgBr свидетельствуют о размножении электронных возбуждений, имеющем, по видимому, аналогично AgN₃ [7] цепной характер.

Если предположение о цепном характере процесса размножения электронов в AgBr верно, то это может иметь весьма серьезные последствия в плане не решенной до настоящего времени проблемы аномально высокого квантового выхода атомарного серебра и в целом механизма образования центров скрытого фотографического изображения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 98–03–32001а, гранта МО РФ и программы "Университеты России".

Список литературы

- [1] Мейкляр П.В. Физические процессы при образовании скрытого фотографического изображения. М.: Наука, 1972. 399 с.
- [2] Кортужанский А.Л., Кехва Т.Э., Плаченев Б.Т. и др. // Изв. СО РАН СССР. Сер. хим. наук. 1982. В. 6. С. 22–27.
- [3] Старобогатов И.О., Беляев А.Г., Виноградов С.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 4. С. 153–154.
- [4] Михайлов В.Н., Крылов В.Н., Стаселько Д.И. и др. // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 79. В. 4. С. 665–666.
- [5] Давыдов А.С. Теория твердого тела. М.: Наука, 1976. 639 с.
- [6] Adiev B.P., Aluker E.D., Belokurov G.M. et al. // Phys. Stat. Sol. (b). 1998. V. 208. P. 137–143.
- [7] Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М. и др. // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. В. 5(11). С. 1676–1693.
- [8] Алукер Э.Д., Лусис Д.Ю., Чернов С.А. Электронные возбуждения и радиоломинесценция щелочно-галогидных кристаллов. Рига: Зинатне, 1979. 251 с.