

Автор благодарен И. Л. Дричко и А. М. Дьяконову за постоянную поддержку и всестороннюю помощь в работе, А. К. Таганцеву и В. И. Козубу за плодотворные обсуждения результатов.

### Список литературы

- [1] Гутфельд Р. // Физическая акустика. Т. V / Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1973. С. 267—329.
- [2] Иванов С. Н., Хазанов Е. Н., Таранов А. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 3. С. 672—677.
- [3] Иванов С. Н., Хазанов Е. Н., Таранов А. В. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 5 (11). С. 1824—1829.
- [4] Levinson Y. B. // Nonequilibrium phonons in nonmetallic crystals / Ed. W. Eisenmenger, Karlyanskii. 1986. P. 91—143.
- [5] Сулов А. В., Таганцев А. К. // ФТТ. Наст. вып. С.
- [6] Lawless W. N. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 1. P. 433—439.
- [7] Salce B. et al. // Proc. II Int. Conf. Phonon Physics / Ed. J. Kollar. 1985. P. 979—981.
- [8] Salce B., De Goer A. M., Boatner L. A. // J. de Phys. 1981. Coll. C6. Supp. N 12. P. 424—426.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
1 сентября 1991 г.

УД 537.226

© Физика твердого тела, том 34, № 1, 1992  
Solid State Physics, vol. 34, N 1, 1992

## ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ТЕЛЛУРИТА ВИСМУТА

О. Ф. Дубинская, А. Ю. Кудзин, Л. Я. Садовская,  
Г. Х. Соколянский

Теллурит висмута  $\text{Bi}_2\text{TeO}_5$  привлекает внимание как сегнетоэлектрический материал с высокой температурой Кюри. Сравнительно большое значение ширины запрещенной зоны  $E_g \geq 3.5$  эВ и наличие плеча оптического поглощения вблизи края поглощения, простирающегося до  $h\nu \approx 1.5$  эВ [1], могут служить основанием для предположения о существовании в  $\text{Bi}_2\text{TeO}_5$  примесной фотопроводимости, как это имеет место в силикате и германате висмута. Пирроэлектрические фотопроводящие кристаллы представляют особый интерес. В данной работе были проведены исследования фотопроводимости кристаллов  $\text{Bi}_2\text{TeO}_5$ .

Исследования выполнены на оптически однородных образцах желтоватой окраски, выращенных методом Чохральского. Использовались плоскопараллельные пластины толщиной 1 мм, ориентированные по главным кристаллографическим осям, и In—Ga электроды. Измерения проводимости осуществлялись в диапазоне температур 20—200 °С, напряжений 0—1000 В. Величина фототока  $J_\phi$  определялась как разность между стационарными значениями «светового» тока  $J_c$  (тока в присутствии освещения) и «темнового»  $J_0$ . Напряжение, подаваемое на образец, соответствовало омическому участку ВАХ  $J_\tau$ . Спектр пропускания  $\text{Bi}_2\text{TeO}_5$  получен на спектрофотометре Spexord M40 на образце толщиной 5 мм. Используя данные работы [1] по показателю преломления и учитывая отражение, мы определили коэффициент поглощения  $\alpha$  в зависимости от энергии фотонов.

Спектральная зависимость фототока  $J_\phi$  кристалла  $\text{Bi}_2\text{TeO}_5$  приведена на рис. 1. После предварительного прогрева образца до 300 °С в длинноволновой области  $J_\phi$  обнаруживается с  $h\nu \geq 2.6$  эВ (рис. 1, 1). Обратный ход  $J_\phi(h\nu)$

идет выше прямого и продолжается вплоть до  $h\nu \approx 1.5$  эВ (рис. 1, 2). В интервале энергий  $1.5 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 2.6 \text{ эВ}$  спектр  $J_\phi$  по характеру довольно хорошо согласуется со спектральной зависимостью коэффициента поглощения  $\alpha$  (рис. 1, 3). Таким образом, кристалл становится фоточувствительным в длинноволновой части спектра после облучения образца коротковолновым светом, т. е. в  $\text{Bi}_2\text{TeO}_5$  имеет место индуцированная примесная фотопроводимость (ИПФ). Это явление связано с тем, что коротковолновое «собственное» возбуждение в результате процессов захвата носителей приводит к заполнению до этого пустых примесных центров и, следовательно, к появлению ИПФ. Анало-

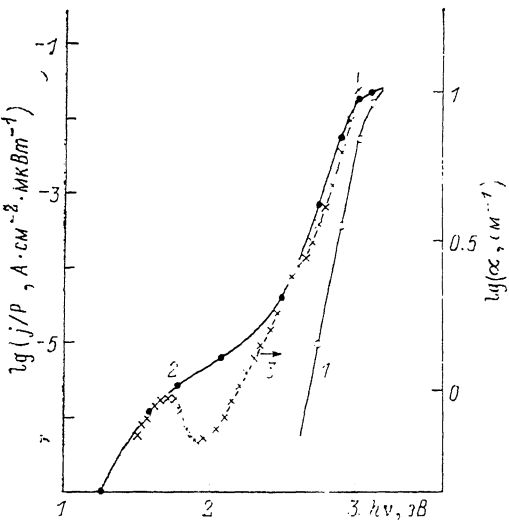


Рис. 1. Спектральные зависимости фототока (1 — прямой ход, 2 — обратный ход) и коэффициента поглощения  $\alpha$  (3) кристалла  $\text{Bi}_2\text{TeO}_5$ .

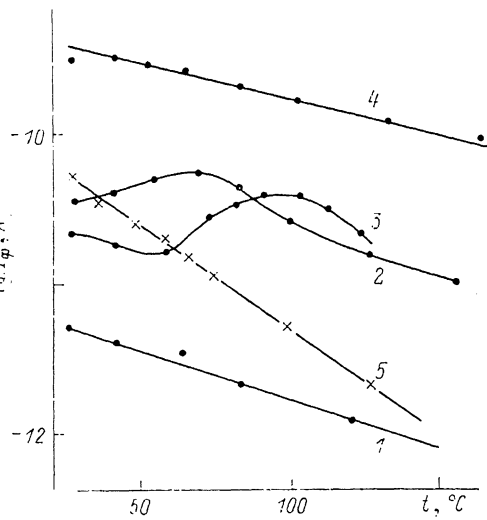


Рис. 2. Температурные зависимости фототока  $I_\phi$  кристалла  $\text{Bi}_2\text{TeO}_5$  при длинах волн освещения, равных 325 (1), 360 (2), 375 (3), 410 (4), 720 нм (5).

гичное явление наблюдается в ряде полупроводников ( $\text{CdSe}$ ,  $\text{CdTe}$  и др. [2]). В кристаллах  $\text{Bi}_2\text{TeO}_5$  состояние с ИПФ сохраняется при комнатной температуре в течение длительного времени. Заметно ослабить ИПФ можно длительным освещением образца интенсивным красным светом, полностью избавиться — путем прогрева до температуры  $T \geq 300$  °С.

Кинетика  $J_\phi(t)$  для всех  $h\nu$  длинновременная. Время установления стационарного значения  $J_\phi$  достигает 20 мин и более. Исходя из характера кинетики, весь спектр можно разбить на 4 участка.

- 1)  $h\nu \approx 3.8$  эВ. Кинетика нарастающая, времена установления стационарного фототока относительно малые (1—2 мин). Этот участок соответствует, вероятно, переходам зона—зона (собственная фотопроводимость).
- 2)  $3.3 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 3.5 \text{ эВ}$  (соответствует проявляющейся на спектре поглощения области внутрицентровых переходов [1]). После первоначального резкого всплеска  $J_\phi$  происходит довольно быстрое падение, а затем более медленное установление стационарного значения.
- 3)  $2.9 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 3.15 \text{ эВ}$  (соответствует полосе фоточувствительного примесного поглощения). Наблюдается первоначальный резкий всплеск  $J_\phi$ , затем быстрый спад и последующее довольно медленное нарастание.
- 4)  $h\nu \leq 2.75$  эВ. В области ИПФ наблюдается медленно спадающая кинетика фототока. Здесь стационарное значение не достигается и за 20 мин.

В соответствии с характером кинетики  $J_\phi$  были изучены люкс-амперные характеристики (ЛАХ) фототока на различных длинах волн освещения кри-

сталла. Предварительно образец переводился в состояние с ИПФ путем длительной засветки коротковолновым светом. Установлено, что ЛАХ для  $\lambda=325$  и  $\lambda=360$  нм соответствуют квадратичной рекомбинации ( $J_{\phi} \sim I^{0.5}$ ,  $I$  — интенсивность излучения). Прямой и обратный ход ЛАХ совпадают. На  $\lambda=440$  нм  $J_{\phi} \sim I$  (линейная рекомбинация). При  $\lambda=700$  нм (область ИПФ) ЛАХ не укладывается в типичные зависимости. На прямом ходе ЛАХ  $J_{\phi} \sim I^{0.3}$ , на обратном  $J_{\phi} \sim I$ . При этом на обратном ходе ЛАХ величина  $J_{\phi}$  значительно меньше, чем на прямом. Вероятно, такой характер ЛАХ связан с освобождением ловушек, захвативших носители заряда при переводе образца в состояние ИПФ, что согласуется с упомянутой выше возможностью уменьшения индуцированной фоточувствительности длительным освещением красным светом.

Температурные зависимости  $J_{\phi}(T)$  приведены на рис. 2. Перед получением каждой  $J_{\phi}(T)$  образец переводился в состояние с ИПФ. Как видно из рис. 2, общей тенденцией является уменьшение  $J_{\phi}$  с ростом температуры, т. е. в кристаллах  $\text{Bi}_2\text{TeO}_5$  наблюдается температурное гашение фоточувствительности, которое обычно происходит за счет сдвига квазиуровней Ферми к середине запрещенной зоны, в результате чего очистившиеся уровни снова превращаются в уровни прилипания [3]. Для  $\lambda=360$  и  $\lambda=375$  нм (рис. 2, кривые 2, 3) наблюдался максимум фототока, природа которого не ясна.

#### Список литературы

- [1] Куча В. В., Хомич А. В., Кравченко В. Б., Перов П. И. // Изв. АН СССР, неорг. матер. 1984. Т. 20. № 2. С. 314—317.
- [2] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [3] Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М., 1966. 192 с.

Днепропетровский  
государственный университет

Поступило в Редакцию  
5 августа 1991 г.

## ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ АЗИДОВ СО СТРУКТУРОЙ $\text{KN}_3$

А. Б. Гордиенко, Ю. Н. Журавлев, А. С. Поплавной

Азиды металлов принято характеризовать [1] как следующую ступень сложности после ионных бинарных соединений, обусловленную особенностями анионной подрешетки, построенной из молекул  $\text{N}_3^-$ .

Азиды металлов интересны своей нестабильностью по отношению к внешним воздействиям: теплу, свету, излучению и т. д., под действием которых они разлагаются с образованием азота и выделением значительной энергии. Эти свойства позволяют использовать их для получения химически чистого азота, а также в качестве инициирующих взрывчатых веществ и компонент горючих смесей. Причину такого поведения следует искать в особенностях электронного строения. До настоящего времени, за исключением [2, 3], последовательных расчетов зон не проводилось, а оценки в основном делаются на основе квантово-химических вычислений.

В данной работе приводятся результаты самосогласованных расчетов электронной структуры, впервые выполненные для ряда  $\text{MeN}_3$ , где  $\text{Me}=\text{K}$ ,  $\text{Rb}$ ,  $\text{Cs}$ .