

06

Лавинное умножение электронов и дырок в теллуриде кадмия

© Н.В. Демич, В.П. Махний

Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича, Украина
E-mail: oe-dpt@chnu.cv.ua.

Поступило в Редакцию 12 мая 2001 г.

Экспериментально показано, что процесс ударной ионизации в теллуриде кадмия стимулируется дырками. Отношение коэффициентов ударной ионизации дырок α_p и электронов α_n составляет $\alpha_p/\alpha_n \approx 30-40$.

Бурное развитие оптоэлектроники вызвало необходимость создания быстродействующих фотодетекторов, которые для обеспечения высокой чувствительности в определенном спектральном диапазоне должны обладать внутренним усилением. Одним из представителей этого класса приборов являются лавинные фотодиоды, наибольшее распространение среди которых получили структуры на основе Ge, Si и соединений A^3B^5 [1]. Для обеспечения минимального уровня шума желательно использовать материал с максимально различающимися коэффициентами ударной ионизации электронов α_n и дырок α_p [2]. Этот критерий, к сожалению, не выполняется для наиболее широко используемого в оптоэлектронике соединения GaAs, для которого $\alpha_n \approx \alpha_p$ [3]. Целью данной работы является определение отношения α_n/α_p в теллуриде кадмия, многие свойства которого подобны арсениду галлия.

Лавинные процессы наиболее часто изучают анализируя фотоэлектрические характеристики диодных структур при обратном смещении [4]. Кроме того, на практике обычно измеряют коэффициент умножения M , который определяется как отношение фототока при определенном напряжении $I_p(V)$ к фототоку I_{p0} , когда умножение отсутствует (рис. 1). Здесь изображены зависимости $I_p(V)$ для двух поверхностно-барьерных диодов, изготовленных на материалах с близкой величиной концентрации свободных носителей, но обладающих разным типом проводимости. Освещение проводилось через прозрачный выпрямляющий контакт интегральным (немонохроматическим) светом лампы накаливания с вольфрамовой нитью. Отметим, что резкое воз-

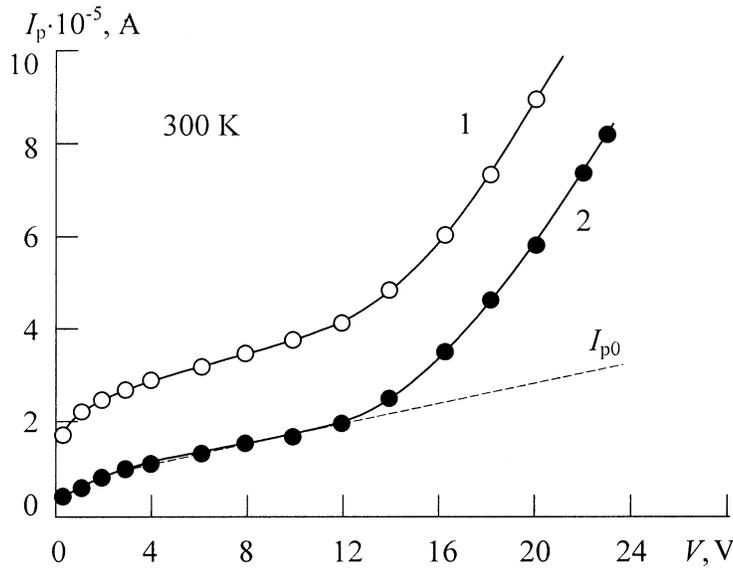


Рис. 1. Зависимости фототока от обратного напряжения для диодов ПТО- p CdTe (1) и Au- n CdTe (2).

растание фототока, начиная с некоторого напряжения, не связано с разогревом образцов светом, поскольку форма кривых $I_p(V)$ остается неизменной при изменении освещенности на несколько порядков.

Конкретный вид зависимости $M(V)$ определяется ходом потенциала в области пространственного заряда диода и соотношением между α_n и α_p [4]. Для резкого барьера при сильно отличающихся коэффициентах ударной ионизации

$$M = \exp \left[a \cdot \exp \left(-\frac{b}{\varphi_0 - eV} \right) \right], \quad (1)$$

а при $\alpha_n = \alpha_p$

$$N = 1 - M^{-1} = a \cdot \exp \left(-\frac{b}{\varphi_0 - eV} \right). \quad (2)$$

Здесь N — коэффициент ионизации, a и b — параметры, которые не зависят от V и определяются параметрами материала и диодной струк-

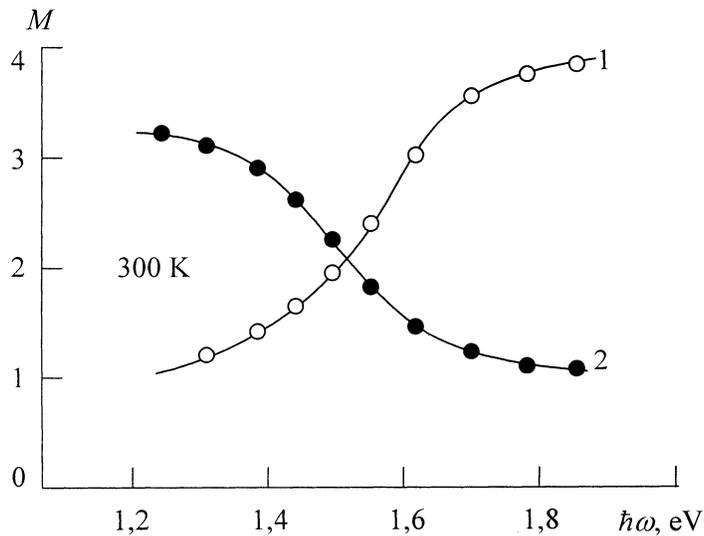


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента умножения для диодов ИТО-*p*CdTe (1) и Au-*n*CdTe (2) при 300 К.

туры. Согласно [4], отношение b/a в первом приближении определяет пороговую энергию ударной ионизации E_i , экспериментальная величина которой для CdTe при 300 К оказалась равной ~ 2 eV [5]. Сопоставление опытных зависимостей $M(V)$ с выражениями (1) и (2) свидетельствует о том, что они лучше согласуются с теорией, если считать α_n и α_p резко отличающимися. Это согласуется с выводами работы [5], однако вопрос о том, какие носители доминируют в процессах ударной ионизации, остается открытым.

Для его решения были проведены дополнительные исследования спектральных зависимостей коэффициентов умножения, как это сделано в работе [6] для варизонной *p-n*-структуры на основе $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}_{1-y}\text{As}_y$. Наличие зависимости $M(\hbar\omega)$ в нашем случае обусловлено различными условиями формирования фототока носителями, рожденными в разных областях поверхностно-барьерного диода. Проанализируем это более детально на примере структуры Au-*n*CdTe. Высокоэнергетические фотоны с $\hbar\omega$ больше ширины запрещенной зоны E_g полупроводни-

ка поглощаются на поверхности, а область сильного поля проходят только электроны, поскольку к базовой подложке приложен плюсовой потенциал. Дырки выводятся в золотой контакт, к которому подведен "минус". Таким образом, при этих условиях в процессах ионизации принимают участие только электроны, если M не превышает 2. При $\hbar\omega < E_g$ носители рождаются на границе области пространственного заряда и квазинейтральной базовой области, а область сильного поля проходят дырки, т.е. в данном случае только они проводят ионизацию. Для структур ПГО- p CdTe ситуация изменяется на противоположную: при $\hbar\omega > E_g$ ионизацию проводят дырки, а при $\hbar\omega < E_g$ — электроны. Анализ данных рис. 2 свидетельствует о том, что в теллуриде кадмия α_p превышает α_n . Для количественной оценки отношения α_p/α_n воспользуемся выражением, предложенным в работе [6]

$$\frac{\alpha_p}{\alpha_n} = \frac{M_p - 1}{M_n - 1}. \quad (3)$$

Если значения M_n и M_p взять из области их насыщения, из формулы (3) получим для $\alpha_p/\alpha_n \approx 30-40$.

Таким образом, процесс лавинного умножения в теллуриде кадмия стимулируется дырками. Это обстоятельство необходимо учитывать при разработке лавинных фотодиодов на данном материале. Так, в частности, для обеспечения низкого уровня шума и большого произведения коэффициента усиления на ширину полосы лавинных фотодиодов с барьером Шоттки желательнее использовать p CdTe. Оптимизация остальных важнейших параметров этих фотоприемников, а также аналогичных приборов с другим типом барьера, требует отдельного рассмотрения, выходящего за рамки данной работы.

Список литературы

- [1] Зи С. Физика полупроводниковых приборов / Пер. с англ. под ред. Р.А. Сурица. М.: Мир, 1984. Т. 1, 2. 456 с. и 352 с.
- [2] McInture R.I. // IEEE Trans. Electron Dev. 1996. ED-13. P. 164.
- [3] Logan R.A., Sze S.M. // J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. 1966. V. 21. P. 434.
- [4] Верещагин И.К. Электрولюминесценция кристаллов. М.: Наука, 1974. 280 с.
- [5] Махний В.П. // Физ. электроника. 1987. Т. 35. С. 23.
- [6] Баранов А.Н., Данилова Т.Н., Именков А.Н. и др. // ФТП. 1983. Т. 4. С. 753.