

АФН-ПЛЕНКА КАК МИКРОФОТОБАТАРЕЯ

Зокиров Адхам Илхомжон угли

Преподаватель кафедры физики, Ферганский государственный университет,
Фергана, Узбекистан
a.zokirov3001@gmail.com

Ташланова Дилноза Муродиловна

Преподаватель кафедры физики, Ферганский государственный университет,
Фергана, Узбекистан

АННОТАЦИЯ

Природа фотонапряжений, превышающих ширину запрещенной зоны полупроводников, рассматривается почти во всех работах об АФН-эффекте. Совокупность идей и представлений о природе АФН-эффекта можно представить в схематическом виде (см. рис.1).

Ключевые слова: фотонапряжений, АФН-эффекте, микрофотобатарея, микрофотоэлемент, фотовольтаических эффектов, фотоэлемент, квазиуровней Ферми.

ABSTRACT

The nature of photovoltages exceeding the band gap of semiconductors is considered in almost all works on the APV effect. The totality of ideas and ideas about the nature of the APV effect can be represented in a schematic form (see Fig. 1).

Keywords: photovoltage, APV effect, microphotocell, microphotocell, photovoltaic effects, photocell, Fermi quasi-levels.

ВВЕДЕНИЕ

Микрофотобатарейная концепция была выдвинута уже в первой работе по АФН-эффекту [1], где АФН-пленка рассматривалась как сложное устройство, стоящее из большого числа последовательно расположенных микроскопических областей, в каждой из которых при освещении возникает фотонапряжение $V_i \leq (kT/q)$, т.е.

ЛИТЕРАТУРА И МЕТОД

АФН-эффект истолковывался как результат сложения большого числа фотонапряжений, генерируемых в отдельных микрофотоэлементах, а АФН-пленка рассматривалась как микрофотобатарея, создаваемая в едином

технологическом процессе напыления полупроводникового материала на подложку.

Единая фотоэлементная концепция АФН-эффекта выдвинута Брандхорстом и Поттером [2,3]. Согласно этим авторам полупроводниковая АФН-пленка представляет собой единый высоковольтный фотоэлемент, а её аномальные свойства обусловлены ловушками-, создающими градиент концентрации неосновных носителей заряда, локализованных на уровнях прилипания. Из полученной в [4] формулы (запись относится к р-типу)

$$V = \frac{kT}{q} \cdot \frac{n_{лок}}{p_0} \Big|_{x=0}^{x=e} \quad (1)$$

следует, что достаточно большая, но реально возможная концентрация электронов на ловушках (например $n_{лок}/p_0 \approx 10^4 \div 10^5$), сосредоточенная на одном из концов пленки, может привести к возникновению фотонапряжений порядка $100 \div 1000$ В. По результатам измерений АФН-эффекта в кремнии и карбиде кремния Брандхорст, и Поттер приходят к выводу, что совокупность известных фактов согласуется с развиваемой ими концепцией.

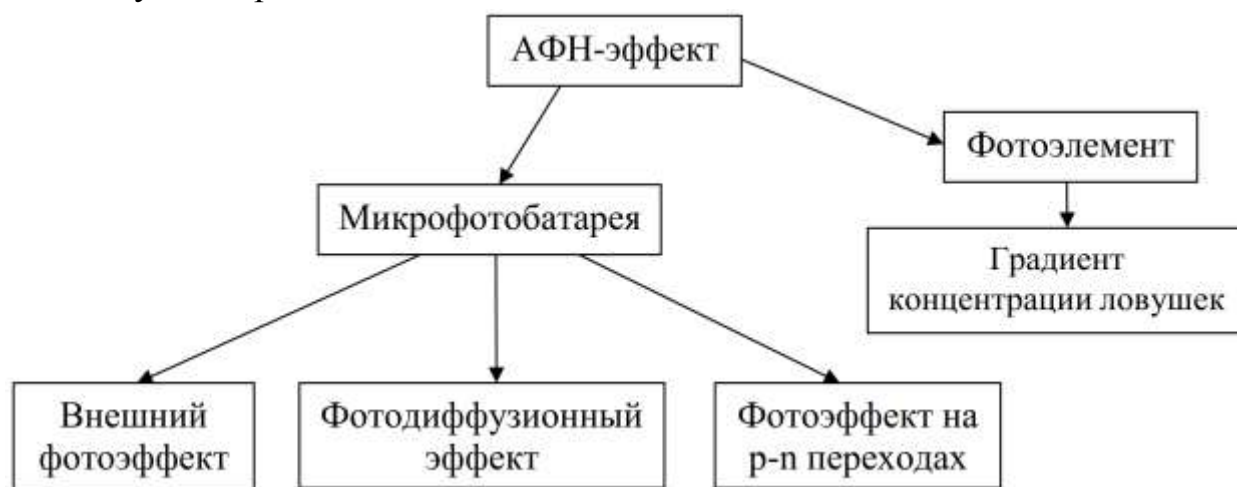


Рис.1 АФН-эффекта схематическом виде

ОБСУЖДЕНИЕ

При расчете фотовольтаических эффектов неизменно получаются выражения вида произведения (kT/q) на логарифмическую функцию концентраций свободных носителей указывают на то, что локализованные на этих уровнях заряды могут создавать достаточно высокие напряжения. По Брандхорсту и Поттеру проведенный ими учет поля локализованных носителей в фотоэлементе с неоднородным распределением ловушек приводит к аналогичному выводу и для фотонапряжения. Однако этот вывод ошибочен, он

связан с незаконной экстраполяцией полученного в [5] частного решения [6] на область значений $|n_{лок}(e) - n_{лок}(0)| \square p_0$, при которых это решение неприменимо.

Рассмотрим исходную систему

$$\left. \begin{aligned} \mu p_0 \vec{E} &= D(\text{grad}p - \text{grad}n) \\ \text{div} \vec{E} &= \frac{4\pi q}{\text{ш}} [(p - p_0) - (n - n_0) - n_0] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Первое из них получено из уравнения для тока

$$j = g\mu(bn - p)\vec{E} - gD\text{grad}p - gbD\text{grad}n = 0 \quad (3)$$

при условии

$$b \equiv \frac{\mu_n}{\mu_p} = 1 \text{ и } n + (p - p_0) + (n - n_0) \square p_0 \quad (4)$$

Брандхорст и Поттер решают систему уравнений (4), взяв градиент от обеих частей уравнения Пуассона и замены затем $\text{grad}(p-n)$ на $gp_0\vec{E}/\kappa T$ согласно первому уравнению (4), что дает в результате

$$\frac{gp_0\vec{E}}{\kappa T} - \frac{\text{ш}}{4\pi q} \text{grad} \text{div} \vec{E} = \text{grad}n_{лок} \quad (5)$$

Полагая в (5) $\text{grad} \text{div} \vec{E} = 0$, Брандхорст к Поттер приходят к формуле (1).

Однако условие $\text{grad} \text{div} \vec{E} = 0$ соответствует постоянству плотности объёмного заряда вдоль пленки. Следовательно, при его выполнении

$$[(p - p_0) - (n - n_0) - n_{лок}]_{x=0} = [(p - p_0) - (n - n_0) - n_{лок}]_{x=e} \quad (6)$$

Из (4) и (6) следует, что

$$\left| [n_{лок}]_{x=0}^{x=e} \right| = \left| [(p - p_0) - (n - n_0)]_{x=0}^{x=e} \right| \square p_0 \quad (7)$$

т.е. в решении Брандхорста и Поттера V не только не может превосходить ширину запрещенной зоны полупроводника E_g , но ограничено гораздо более жестким неравенством

$$V \square \frac{\kappa T}{q} \quad (8)$$

Эти соображения, изложенные в [2], были признаны Брандхорстом и Поттером в [8] и они отказались от одноэлементной модели АФН-пленок, продолжая утверждать, что пренебрежение членом $g\text{rad} \text{div} \vec{E}$ в уравнении (5) допустимо как некоторое приближение, аналогичное приёму расчета биполярной диффузии [5] и что поэтому правильная критика их работы [9] некорректна в той части, где мы считаем это приближение эквивалентным

условию $grad \operatorname{div} \vec{E}$, Брантхорст и Поттер доказывают это, записав уравнение (5) в виде

$$\vec{E} = L_D^2 grad \operatorname{div} \vec{E} = \frac{\kappa T}{q p_0} - grad n_{лок} \quad (9)$$

$$(L_D = \sqrt{\frac{\epsilon \kappa T}{4\pi q^2 p_0}} - \text{Дебаевская длина}) \text{ и полагая } L_D \rightarrow 0.$$

Несостоятельность этого доказательства становится очевидной при безразмерной записи уравнения (5) и второго уравнения (2)

$$\epsilon - \frac{d^2 \epsilon}{d\xi^2} = \frac{d\nu}{d\xi}; \quad \frac{d\epsilon}{d\xi} \equiv -\nu_i \quad (10)$$

Если доминирующую роль в создании поля играет объёмный заряд локализованных носителей, то именно $L_D^2 grad \operatorname{div} \vec{E}$ является главным членом левой части уравнения (9) и пренебрежение им недопустимо.

Заметим, что применяемый Брандхорстом и Поттером приём нахождения V с помощью взятия градиента от обеих частей второго уравнения (2) только усложняет расчет и запутывает физическую картину. Действительно, интегрируя первое уравнение (2) вдоль пленки, находим

$$V = \frac{\kappa T}{q} \cdot \frac{[(p - p_0) - (n - n_0)]_{x=0}^{x=e}}{p_0} \square \frac{\kappa T}{q} \quad (11)$$

Этот результат получается непосредственно из условия $j=0$ независимо от уравнения Пуассона, что указывает на общую некорректность постановки задачи в работах Брандхорста и Поттера. Предположение о неравномерном распределении глубоких ловушек в полупроводнике неизбежно влечет различное их заполнение в неосвещенном кристалле, технологический электрентный эффект, искривление зон и координатную зависимость равновесных концентраций электронов и дырок. По этой причине, а также вследствие нелинейности уравнение (3) не преобразуется в первое уравнение (2) ни для значения полной локальной напряженности поля в кристалле, ни для изменения поля, обусловленного освещением. [10-15]

РЕЗУЛЬТАТЫ

Докажем общую теорему о том, что АФН-эффект может возникать только в пленках, представляющих собой совокупность большого числа последовательно расположенных фотоэлементов (теорема о необходимости микрофотобатарейной структуры АФН-пленок). Доказательство этой теоремы

не опирается ни на какие предположения о концентрации, а также энергетическом или пространственном распределении локальных уровней.

Вводя квазиуровни Ферми F_p и F_n , преобразуем уравнение (3) к виду

$$\frac{dF_p}{dx} = -b \frac{n}{p} \cdot \frac{dF_n}{dx} \quad (12)$$

где

$$p = n_i e^{-\frac{F_p + q\psi}{kT}}; \quad n = n_i e^{-\frac{F_n + q\psi}{kT}} \quad (13)$$

Интегрируя (12) вдоль пленки от $X=0$, где выбираем начало отсчета потенциала, до $X=e$ (потенциал равен V) и применяя теорему о среднем, получаем

$$\Delta F_p = b \exp \frac{(F_p + q\psi) + (F_n + q\psi)}{kT} \Delta F_n \quad (14)$$

Ни при каких реальных интенсивностях освещения нельзя создать в полупроводнике вырождения ансамбля электронов или дырок. Следовательно, если F_n и F_p монотонные функции, то должно быть

$$\begin{aligned} -E_q - qV \leq \Delta F_n \leq E_q - qV \\ \frac{qV - E_q}{b} \exp \frac{-(\bar{F}_p + \bar{F}_n + 2q\psi)}{kT} \leq \Delta F_n \leq \frac{qV - E_q}{b} \exp \frac{-(\bar{F}_p + \bar{F}_n + 2q\psi)}{kT} \end{aligned} \quad (15)$$

При $V > (E_q/q)$ неравенства (15) несовместимы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Очевидно, что мажорантная оценка V в модели с таким распределением примесей, при котором производные функции $F_p(x)$ $F_n(x)$ не знакопостоянны, может быть получена путем разбиения на интервалы, внутри которых обе функции монотонны. Следовательно, АФН-эффект может существовать только в том случае, когда многократно повторяются области подъема и области снижения квазиуровней Ферми, т.е. доказана теорема о необходимости батарейной структуры АФН-пленок.

REFERENCES

1. Каримов, Б. Х., & Рахимов, Н. Р. (2008). Фоторефрактивный эффект в структурах АФН-пленка-сегнетоэлектрик. *Интерэкспо Гео-Сибирь*, 4(2), 16-21.
2. Brandhorst Jr, H. W., Acampora, F. L., & Potter Jr, A. E. (1968). High photovoltages in cadmium sulfide films. *Journal of Applied Physics*, 39(13), 6071-6077.

3. Brandhorst Jr, H. W., & Potter Jr, A. E. (1964). High Photovoltages in Silicon and Silicon Carbide Films and Their Origin from a Trap-Induced Space Charge. *Journal of Applied Physics*, 35(7), 1997-2003.
4. Ахмедов, Б., Муминов, И., & Хомиджонов, Д. (2021). УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА ДЛЯ ДВУМЕРНОГО ВОЛНОВОГО ВЕКТОРА. InterConf.
5. Ахмедов, Б. Б. (2020). МЕТОД КР-ВОЗМУЩЕНИЙ С УЧЕТОМ ВЫРОЖДЕНИЯ. In Наука и современное общество: актуальные вопросы, достижения и инновации (pp. 21-25).
6. Ахмедов, Б. Б. (2020). УРАВНЕНИЕ ШРЕДИНГЕРА ДЛЯ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ БЛОХА. In Научный форум: технические и физико-математические науки (pp. 20-25).
7. Ma'Rifjonovich, A. T., & Egamberdiyovich, O. K. (2020). EFFECT OF COMMUTATION SOLDER ON THE OPERATING CHARACTERISTICS OF COOLING ELEMENTS BASED ON BISMUTH AND ANTIMONY CHALCOGENIDES. *Austrian Journal of Technical and Natural Sciences*, (1-2), 21-25.
8. Karimberdi, O., Usmanov, Y., & Toolanboy, A. (2020). Semiconductor sensor for detecting volume changes at low temperatures. *European Journal of Molecular & Clinical Medicine*, 7(2), 2353-2358.
9. Egamberdiyovich, O. K., Yakub, U., & Ma'Rifjonovich, A. T. (2020). SEMICONDUCTOR SENSOR FOR DETECTING VOLUME CHANGES AT LOW TEMPERATURES. *Austrian Journal of Technical and Natural Sciences*, (1-2), 16-20.
10. Karabaev, M. K., Onarkulov, K. É., Akhmedov, M. M., & Yusupova, D. A. (2002). Semiconductor fatigue-damage indicator. *Journal of engineering physics and thermophysics*, 75(5), 1227-1228.
11. Neustroev, L. N., Onarkulov, K. E., & Osipov, V. V. (1987). Photoconductivity and anomalous Hall effect in polycrystalline PbSe films. *Soviet Physics--Semiconductors(English Translation)*, 21(12), 1352-3.
12. Атакулов, Ш. Б. (1985). О перколяционной проводимости фоточувствительных химически осажденных слоев сернистого свинца. *Физика и техника полупроводников*, 19(7), 1324-1326.
13. Atakulov, S. B., & Onarkulov, K. É. (1985). PERCOLATION CONDUCTION IN PHOTSENSITIVE CHEMICALLY DEPOSITED LEAD SULFIDE FILMS. *SOVIET PHYSICS SEMICONDUCTORS-USSR*, 19(7), 811-812.

-
14. Онаркулов, К. Э., Юлдашев, А. А., Азимов, Т., & Йўлдошқори, Ш. (2017). Висмут-сурма теллурид юпқа пардаларнинг электрофизик хоссаларига технологик жараённинг таъсири. ФарДУ илмий хабарлар, (2), 32-35.
15. Шамирзаев, С. Х., Юсупова, Д. А., Мухамедиев, Э. Д., & Онаркулов, К. Э. (2006). Определение эффективной плотности электронных поверхностных состояний в нанокристаллических пленках $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Sb}_2\text{Te}_3$. Физическая инженерия поверхности.