

α -Si:H ƏSASINDA GÜNƏŞ ELEMENTLƏRİNDƏ GEDƏN EMİSSİYA PROSESLƏRİNİN TƏDQIQI

E.Ə. KƏRİMOV, S.N. MUSAYEVA

*Azərbaycan Texniki Universiteti,
Bakı, AZ-1073, H. Cavid pros. 25.*

E-mail: E.Kerimov.fizik@mail.ru

Qadağan zonasındakı hallarda tutulan yük daşıyıcıların ρ_{trap} qiymətləndirilməsi üçün donor- və akseptorabənzər və α -Si:H yürüklük dəliyində amfoter tipli halların modelləri istifadə olunmuşdur. Keçiricilik zonasının quyruğundakı halların akseptorabənzər olduğu qəbul edilmişdir: bu hallar elektronlarla tutulduqada mənfə, elektrondan azad olduğu halda isə neytraldır. Valent zonasının quyruğunda hallar özünü donorabənzər kimi aparır, zonaların quyruğunda donor- və akseptorabənzər hallar isə eksponensial paylanmaya malikdir.

Açar sözlər: günəş enerjisi, silisium, yük daşıyıcılar, tələlər, donor, akseptor, amfoter, elektron-deşik cütü.

UOT: 666.9-129

PACS: 73.40.Ns, 73.40.Sx, 72.10.-d

Günəş elementlərinin yaradılması üçün α -Si:H təbəqələrinin istifadə olunmasında əsas rol bu təbəqələrin optik udmasının kristallik silisiumda olduğundan 20 dəfə artıq olması faktı oynamışdır. Görünən günəş işığının əhəmiyyətli dərəcədə udulması üçün maya dəyəri kifayət qədər yüksək olan 300 mkm qalınlıqlı silisium alıtlıqların istifadə olunması əvəzinə 0,5 – 1,0 mkm qalınlıqlı α -Si:H təbəqələrin alınması kifayətdir. Bundan əlavə, böyük sahəyə malik ifrat nazik təbəqə şəklində amorf silisiumun alınması mümkünlüyü daha perspektivli sayılır və texnoloji imkanlar daha yüksək qiymətləndirilir. Monokristallik silisium əsasında günəş batareyalarının elementlərinin hazırlanması zamanı baxılan texnologiyada kəsilmə, pardaqlama və polirə olunmaqla bağlı texniki itkilər mövcud deyildir.

Amorf silisiumda Fermi kvazisəviyyələri keçirici zonaların sərhədlərindən 2kT qiymətindən daha çox geri qalır. Belə yarımkeçirici üçün Bolsman statistikasına ödənilir və sərbəst yük daşıyıcıların konsentrasiyasını aşağıdakı ifadə ilə təyin etmək olur [1]:

$$n = N_C \cdot \exp[(E_{fn} - E_C)] ;$$

$$p = N_V \cdot \exp[(E_V - E_{fp})] .$$

Qırılmış rabitələrlə şərtlənən hallar amfoter təbiətli qəbul edilir, yəni donora-, və ya akseptorabənzər hallarda ola bilər. Bu onunla izah edilir ki, onlar üç yük halında ola bilər: müsbət yüklənmiş (elektrondan azad), neytral (bu halda bir elektron mövcuddur) və mənfə (iki elektron vardır). Baxılan halda qırılmış rabitə yürüklük dəliyində iki elektrik səviyyəsinin yaranmasına gətirir: $E^{+/0}$ səviyyəsi $+/0$ keçidinə, $E^{0/-}$ səviyyəsi isə $0/-$ keçidinə uyğun gəlir. İki səviyyə arasında məsafəyə, artıq bir elektronla tutulmuş halda ikinci elektronun meydana olmasına lazım olan enerji (E_U korrelyasiya enerjisi) uyğun gəlir. Amorf yarımkeçiricilərin enerji zonalarının strukturlarının Mott və Devis modelində qırılmış rabitələrlə şərtlənən hallar qaus paylanmasına malikdir [2].

Bu halda yük və donora- və akseptorabənzər hallarda uyğun olaraq belə təyin olunacaq:

$$\rho_d = q \int_{E_V}^{E_C} N(E)[1 - f(E)]dE ;$$

$$\rho_a = -q \int_{E_V}^{E_C} N(E)f(E)dE,$$

burada, $f(E)$ – enerji səviyyəsinin elektronla dolma ehtimalıdır.

Amfoter tipli hallarda yük isə belə hesablanır:

$$\rho_{at} = q \int_{E_V}^{E_C} N(E)[F^+(E) - F^-(E)]dE,$$

burada, $F^+(E)$, $F^-(E)$ – uyğun olaraq, sərbəst və ikiqat tutulmuş vəziyyətdə halların tapılma ehtimallarıdır.

Sadə halda – arxa elektrodan işığın əks olunması mövcud olmadıqda generasiyanın sürəti belə ifadə olunur:

$$G = G_0 \cdot \alpha(\lambda) \cdot \exp[\alpha(\lambda)x],$$

burada, G_0 – dalğa uzunluğu λ olan düşən şüalanmanın intensivliyi; $\alpha(\lambda)$ – udulma əmsalı; x – günəş elementinin səthindən olan məsafədir.

Arxa elektrodan işığın əks olunması zamanı isə generasiya

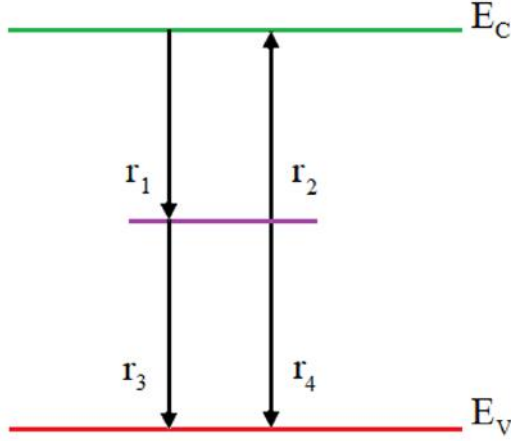
$$G = \frac{G_0 \alpha(\lambda)}{1 - P} [\exp(-\alpha x) + P \exp(\alpha x)],$$

olacaqdır. Burada, P – buraxılma əmsalıdır.

Amorf yarımkeçirici üçün rekombinasiya sürəti bütün hallar üzrə – rekombinasiya sürətinin valent zonasının tavanından keçiricilik zonasının dibinə qədər inteqrallanması ilə hesablanıla bilər. Əgər $\eta_r(E)$ rekombinasiya effektivliyi E enerjili vahid halda rekombinasiya sürəti kimi təyin olunarsa, rekombinasiyanın ümumi sürəti belə yazıla bilər:

$$R = \int_{E_V}^{E_C} N(E)\eta_r(E)dE,$$

burada, $N(E)$ – yarımkəçiricinin yürtlük dəliyində hallar sıxlığıdır.



Şəkil 1. Diskret enerji səviyyənin tutulması və emissiya prosesləri.

Yük daşıyıcıların tutulması və emissiyasının yalnız yayılmış və lokallaşmış hallar arasında baş verdiyinin qəbul olunması, donora- və akseptorabənzər hallarda rekombinasiya proseslərinin təsviri üçün Şokli-Rid-Holl statistikasını istifadə etməyə imkan verir [3, 4]. Bu statistikaya uyğun olaraq diskret enerji səviyyəsinin tutulmasını – iki tutulma və iki emissiya proses təyin edir (şəkil 1): r_1, r_4 – uyğun olaraq E_t səviyyəsinə elektron və deşiyin tutulma sürəti, r_2 və r_3 isə elektron və deşiyin emissiya sürətləridir.

Cədvəl 1-də donora- və akseptorabənzər hallara elektron və deşiklərin bütün emissiya və tutulma prosesləri xarakterizə olunmuşdur. Cədvəl 1-də T_a və T_d – uyğun olaraq akseptora və donorabənzər hallar; v_{th} – yük daşıyıcıların istilik sürəti, N_t – tələlərin konsentrasiyası; σ_n^+, σ_p^0 – uyğun olaraq elektron və deşik üçün tələnin tutma en kəsiyi; e_n^-, e_p^0 – isə uyğun olaraq tutulmuş elektron və tələnin emissiya əmsalındır. Cədvəldə yer alan «+», «0» və «-» indeksləri tələnin yük halını göstərir.

Cədvəl 1.

Donor- və akseptorabənzər hallarda elektron və deşiklərin tutulması və emissiya prosesləri

Proses	Keçid	Prosesin sürəti
T_d^+ halında elektronun tutulması	$T_d^+ + e \rightarrow T_d^0$	$r_1 = nv_{th}\sigma_n^+N_t(1-f)$
T_a^0 halında elektronun tutulması	$T_a^0 + e \rightarrow T_a^-$	$r_2 = nv_{th}\sigma_n^0N_t(1-f)$
T_d^0 halında deşiklərin tutulması	$T_d^0 + h \rightarrow T_d^+$	$r_3 = pv_{th}\sigma_p^0N_t f$
T_a^- halında elektronun tutulması	$T_a^- + h \rightarrow T_a^0$	$r_3 = pv_{th}\sigma_p^-N_t f$
T_d^0 halında elektronun emissiyası	$T_d^0 \rightarrow T_d^+ + e$	$r_2 = e_n^0N_t f$
T_a^- halında elektronun emissiyası	$T_a^- \rightarrow T_a^0 + e$	$r_2 = e_n^-N_t f$
T_d^+ halında deşiklərin emissiyası	$T_d^+ \rightarrow T_d^0 + h$	$r_4 = e_p^+N_t(1-f)$
T_a^0 halında deşiklərin emissiyası	$T_a^0 \rightarrow T_a^- + h$	$r_4 = e_p^0N_t(1-f)$

Termodinamik tarazlıq halında detal tarazlıq prinsipinə uyğun olaraq $r_1 = r_2$ və $r_3 = r_4$ olacaqdır. Bu zaman halın dolma ehtimalı Fermi-Dirak funksiyası ilə təsvir olunur:

$$f = [1 + \exp(E_t - E_F)]^{-1}.$$

Bu ifadədən emissiya əmsalları belə ifadə olunaçaqlar:

$$e_n^0 = v_{th}\sigma_n^+N_C \exp\left(\frac{E_t - E_C}{kT}\right),$$

$$e_n^+ = v_{th}\sigma_n^0N_V \exp\left(\frac{E_V - E_t}{kT}\right).$$

$$\eta_r = \frac{R}{N_t} = v_{th}^2\sigma_n^+\sigma_p^0 \frac{np - n_i^2}{nv_{th}\sigma_n^+ + pv_{th}\sigma_p^0 + e_n^0 + e_p^+}.$$

Teylor və Simmons (2) ifadəsinin aşağıdakı ifadə ilə approksimasiya olunmasını göstərmişlər:

$$f = \frac{nv_{th}\sigma_n^+}{nv_{th}\sigma_n^+ + pv_{th}\sigma_p^0 + e_n^0} \quad (3)$$

Rekombinasiyanın ümumi sürəti belə yazılır:

$$R = r_1 - r_2 = r_3 - r_4. \quad (1)$$

Son ifadəni və emissiya və tutulma sürətləri üçün ifadələri nəzərə alaraq tutulma funksiyasını ala bilərik:

$$f = \frac{nv_{th}\sigma_n^+ + e_p^+}{nv_{th}\sigma_n^+ + pv_{th}\sigma_p^0 + e_n^0 + e_p^+}. \quad (2)$$

(1) ifadəsini r_1, r_2, r_3 və r_4 üçün olan tənlikdə nəzərə alsaq rekombinasiya effektivliyini təyin edə bilərik:

Deşiklərin dolma funksiyası belə yazılır:

$$1 - f = \frac{pv_{th}\sigma_n^+}{nv_{th}\sigma_n^+ + pv_{th}\sigma_p^0 + e_n^0}$$

(3) ifadəsi aşağıdakı kimi çevrilə bilər:

$$f = \frac{n\sigma_n^+}{n\sigma_n^+ + p\sigma_p^0} \left[1 + \frac{e_n^0}{nv_{th}\sigma_n^+ + pv_{th}\sigma_p^0} \right]^{-1}$$

Bu halda kvadrat môtərizə içində olan kəmiyyət Fermi-Dirak funksiyası olacaqdır. Deməli:

$$f = \frac{n\sigma_n^+}{n\sigma_n^+ + p\sigma_p^0} \left[1 + \exp\left(\frac{E_t - E_{fnt}}{kT}\right) \right]^{-1}$$

Tutulmuş elektronlar üçün Fermi kvazisəviyyəsi:

$$E_{fnt} = E_C + kT \ln\left(\frac{n\sigma_n^+ + p\sigma_p^0}{N_C\sigma_n^+}\right).$$

Analoji olaraq deşiklərin dolma funksiyası:

$$1 - f = \frac{p\sigma_p^0}{n\sigma_n^+ + p\sigma_p^0} \left[1 + \exp\left(\frac{E_{fpt} - E_t}{kT}\right) \right]^{-1}$$

Tutukmuş deşiklərin Fermi Fermi kvazisəviyyəsi:

$$E_{fpt} = E_V - kT \ln\left(\frac{n\sigma_n^+ + p\sigma_p^0}{N_V\sigma_p^0}\right).$$

Rekombinasiyanın effektivliyi üçün alırıq:

$$E_t > E_{t0} \text{ olduqda } \eta_r = v_{th} \frac{\sigma_n^+ \sigma_p^0 np}{n\sigma_n^+ + p\sigma_p^0} \left[1 + \exp\left(\frac{E_t - E_{fnt}}{kT}\right) \right]^{-1}$$

$$E_t < E_{t0} \text{ olduqda } \eta_r = v_{th} \frac{\sigma_n^+ \sigma_p^0 np}{n\sigma_n^+ + p\sigma_p^0} \left[1 + \exp\left(\frac{E_{fpt} - E_t}{kT}\right) \right]^{-1}.$$

Bu ifadələrdə E_{t0} elektron və deşiklərin emissiya əmsallarının bərabər olduğu səviyyəyə uyğun gəlir:

$$E_{t0} = \frac{E_V + E_C}{2} - \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{\sigma_n^+ N_C}{\sigma_p^0 N_V}\right).$$

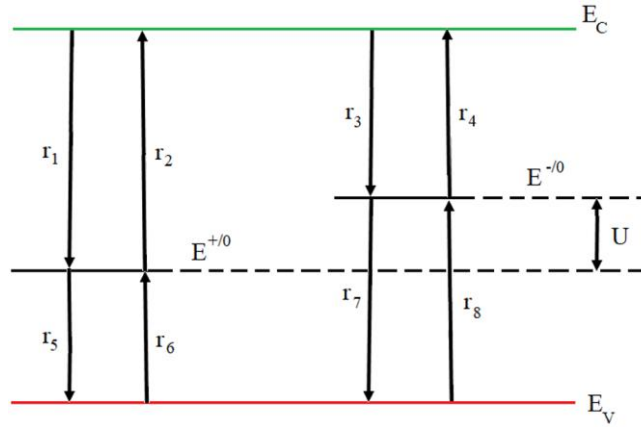
η_r üçün olan ifadəni istifadə edərək, Fermi-Dirak funksiyasını K temperaturda approksimasiya etməklə rekombinasiya sürəti üçün aşağıdakı ifadəni ala bilərik:

$$R = v_{th} \frac{\sigma_n^+ \sigma_p^0 np}{n\sigma_n^+ + p\sigma_p^0} \int_{E_V}^{E_{fpt}} N(E) dE.$$

Belə olan halda lokallaşmış hallarda tutulan yük aşağıdakı ifadə ilə hesablanacaqdır:

$$\rho = -q \left(\int_{E_V}^{E_{fpt}} N(E) dE + \frac{n\sigma_n^+}{n\sigma_n^+ + p\sigma_p^0} \int_{E_{fpt}}^{E_{fptn}} N(E) dE \right).$$

Amfoter tipli hallarda rekombinasiya prosesləri Sax və Şokli tərəfindən nəzəri tədqiq edilmişdir. Şəkil 2-də belə hallarda elektron və deşiklərin emissiya və tutulma prosesləri göstərilmişdir.



Şəkil 2. Amfoter tipli hallarda elektron və deşiklərin tutulması və emissiya prosesləri.

Cədvəl 2-də şəkil 2-də təqdim olunan proseslərin izahı verilir.

Cədvəl 2.

Amfoter tipli hallarda elektron və deşiklərin tutulması və emissiya prosesləri

Proses	Keçid	Prosesin sürəti
Elektronun tutulması	$D^e + e \rightarrow D^0$	$r_1 = nv_{th}\sigma_n^+ N_{DB} F^+$
Elektronun emissiyası	$D^0 \rightarrow D^+ + e$	$r_2 = e_n^0 N_{DB} F^0$
Elektronun tutulması	$D^0 + e \rightarrow D^-$	$r_3 = nv_{th}\sigma_n^0 N_{DB} F^0$
Elektronun emissiyası	$D^- \rightarrow D^0 + e$	$r_4 = e_n^- N_{DB} F^-$
Deşiyin tutulması	$D^0 + h \rightarrow D^+$	$r_5 = pv_{th}\sigma_p^0 N_{DB} F^0$
Deşiyin emissiyası	$D^+ \rightarrow D^0 + h$	$r_6 = e_p^+ N_{DB} F^+$
Deşiyin tutulması	$D^- + h \rightarrow D^0$	$r_7 = pv_{th} - N_{DB} F^-$

Cədvəldə D – qırılmış rabitə, F – tutulma funksiyası, «+», «0» və «-» indeksləri isə qırılmış rabitənin yük halıdır.

Bu halda emissiya əmsalları belə ifadə olunacaqdır:

$$e_n^0 = 0,5v_{th}\sigma_n^+ N_C \exp\left(\frac{E^{+/0} - E_C}{kT}\right);$$

$$e_n^- = 2v_{th}\sigma_n^0 N_C \exp\left(\frac{E^{0/-} - E_C}{kT}\right).$$

$$e_t^+ = 2v_{th}\sigma_p^0 N_V \exp\left(\frac{E_V - E^{+/0}}{kT}\right);$$

$$e_n^0 = 0,5v_{th}\sigma_p^- N_V \exp\left(\frac{E_V - E^{0/-}}{kT}\right).$$

Yük halları üçün tutulma funksiyası:

$$F^+ = \frac{P^0 P^-}{N^+ P^- + P^0 P^- + N^+ N^0};$$

$$F^0 = \frac{N^+ P^-}{N^+ P^- + P^0 P^- + N^+ N^0};$$

burada, $N^+ = n \cdot v_{th} \cdot \sigma_n^+ + e_p^+$; $N^0 = n \cdot v_{th} \cdot \sigma_n^0 + e_p^0$; $P^- = p \cdot v_{th} \cdot \sigma_p^- + e_n^-$; $P^0 = p \cdot v_{th} \cdot \sigma_p^0 + e_n^0$.

Bu ifadələrdən istifadə edərək, rekombinasiya effektivliyini təyin edirik:

$$\eta_r = r_1 - r_2 + r_3 - r_4 = v_{th}^2 (pn - n_i^2) \frac{\sigma_n^+ \sigma_p^0 P^- + \sigma_n^0 \sigma_p^- N^+}{N^+ P^- + P^0 P^- + N^+ N^0}.$$

Bir qırılmış rabitəyə uyğun gələn orta yük isə belə təyin olunur:

$$Q = q \cdot (F^+ - F^-).$$

NƏTİCƏ

Kristallik yarımkeçiricilərin qadağan zonasında rekombinasiya mərkəzləri kimi təsir edən yalnız diskret səviyyələr mövcud olduğundan, rekombinasiya proses-

ləri Şokli-Rid-Holl modeli ilə təsvir olunacaqdır. Bir qayda olaraq, ümumi fəza yükünə qadağan zonasında tutulmuş hallardakını yük daşıyıcıların verdiyi əlavəni hallar sıxlığının aşağı qiymətə malik olması səbəbindən nəzərə almamaq mümkündür. Amorf silisiumun yürüklük dəliyində elektron hallarının kvazikəsilməz paylanması mövcuddur ki, bu şərt də materialın elektron xassələrinə nəzərəçarparcaq dərəcədə təsir edir.

-
- [1] *M.C. Нечаев, Д.Ю. Парацук.* Квантово-химическое исследование новых редокс-медиаторов на основе комплексов меди и кобальта для фото-электрохимических солнечных батарей. Вестник Московского университета. (Серия 3). 2012, № 6, с. 67-70.
- [2] *R. Loganathan et al.* Journal of Alloys and Compounds, 2014, 616, p. 363-371, (IF 2.726).
- [3] *Ю.Д. Арбузов, В.М. Евдокимов.* Основы фотоэлектричества. М.: Изд-во ГНУ ВИЭСХ, 2007. 292 с.
- [4] *H. Lindstrom, A. Holmberg, E. Magnusson et al.* A New Method for Manufacturing Nanostructured Electrodes on Plastic Substrates. Nano Letters. 2001, 1 (2), p. 97-100.

E.A. Kerimov, S.N. Musayeva

EMISSION PROCESSES IN SOLAR ELEMENTS BASED ON α -Si:H

Models of donor- and acceptor-like states, as well as amphoteric states in the α -Si:H mobility gap, were used to estimate the charge of carriers trapped on states in the forbidden zone trap. It is assumed that the states at the tail of the conduction band are acceptor-like: they are negative when occupied by an electron and neutral when free of an electron. The states at the tail of the valence band have donor-like behavior, while the donor- and acceptor-like states at the tails of the zones have an exponential distribution.

Э.А. Керимов, С.Н. Мусаева

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЭМИССИИ В СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ НА ОСНОВЕ α -Si:H

Для оценки заряда носителей, захваченных на состояния в запрещенной зоне ρ_{trap} , использовались модели донор- и акцептороподобных состояний, а также состояний амфотерного типа в щели подвижности α -Si:H. Принимается, что состояния на хвосте зоны проводимости являются акцептороподобными: они отрицательны, когда заняты электроном, и нейтральны, когда свободны от электрона. Состояния на хвосте валентной зоны имеют донороподобное поведение, донор- и акцептороподобные состояния на хвостах зон – экспоненциальное распределение.

Qəbul olunma tarixi: 17.01.2023