YÜKDAŞIYICI-FONON QARŞILIQLI SÖVQÜNÜN REKOMBİNASİYA PROSESLƏRİNƏ TƏSİRİ

Z.Ə. VƏLİYEV, N.A. QARDAŞBƏYOVA, X.Ə. HƏSƏNOV
Naxçıvan Dövlət Universiteti

İşdə, zəif və güclü elektrik sahəsində, n-tipli yarımkeçiricilərdə kənar dislokasiyalar tərəfindən qeyri-əsas yükdaşıyıcıların, yəni deşiklərin tutulması hadisəsi tədqiq olunur. Elektrik sahəsinin zəif və güclü olduğunu təyin edən $A=\varepsilon/\varepsilon_{xar}$ parametrinin qiymətindən asılı olaraq, tutulmanın effektiv kəsiyi hesablanmışdır.

Uyğun hesablamaların köməyi ilə alınan nəticələrin tətbiq olunma hüdudlarını təyin edən xarakteristik sahənin intensivliyi qiymətləndirilir.

Məlum olduğu kimi [1] güclü elektrik sahələrində yükdaşıyıcılar və akustik fononların qarşılıqlı təsiri nəticəsində onların qızması və qarşılıqlı sövqü baş verir. Bu zaman yükdaşıyıcı və akustik fonon arasındakı qarşılıqlı təsir prosesi və onu xarakterizə edən yükdaşıyıcıların impulsunun relaksasiya tezliyi həm yükdaşıyıcıların, həm də fononların dreyf sürətindən asılı olur.

$$\nu_p(\varepsilon) = \frac{W_0 kT\sqrt{2m}}{\pi^2\hbar^3 s}\,\varepsilon^{1/2}\left(1-\frac{u}{V}\,\delta\right) = \nu_{\vec{p}}^{(0)}\left(1-\frac{u}{V}\right)\delta, \qquad (1)$$

burada u - fononların, V - yükdaşıyıcıların dreyf sürətləri, s - səsin kristaldakı sürəti,

$$\delta = 3s^2/u^2(\varphi-1);\quad \varphi = \frac{s}{2u}\ln\frac{1+u/s}{1-u/s} = \frac{s}{u}\,\mathrm{arth}\,\frac{u}{s};$$

$$V = \frac{V_0}{\delta} + u;\quad \vec{V}_0 = \frac{e\vec{\varepsilon}}{m\nu_{\vec{p}}^{(0)}(\varepsilon)};\quad W_0 = 2\pi E_c^2/\hbar^2\,\rho s \qquad . \qquad (2)$$

$\nu_{\vec{p}}^{0}(\varepsilon)$ – yükdaşıyıcı və fononların qızması və qarşılıqlı sövqü olmadıqda relaksasiya tezliyi, E_c - deformasiya potensialı sabiti, $\vec{\varepsilon}$ xarici elektrik sahəsinin intensivliyi, m - yükdaşıyıcının kütləsi, T - termodinamik temperatur, k - Bolsman sabitidir. (1) və (2) ifadələrindən göründüyü kimi $u \to V \to s$ şərti ödənildikdə δ və φ kəmiyyətləri kəskin şəkildə artır, $\left(1-\frac{u}{V}\right)\to 0$ olduğundan $\nu_{\vec{p}}^{0}(\varepsilon)\to 0$ olur. Bu zaman qarşılıqlı təsirdə olan yükdaşıyıcı və akustik fononlar bağlı sistem əmələ gətirir və onlar bütöv sistem kimi hərəkət edirlər. Belə hərəkət prosesində yükdaşıyıcıların impuls və enerjiyə görə relaksasiyası aşqarsız kristallarda əsasən qəfəsin sıfırıncı rəqslərindən baş verir.

Biz n - tip yarımkeçiricilərdə yüklü qıraq dislokasiyalar tərəfindən qeyri əsas yükdaşıyıcıların tutulması məsələsini tədqiq etdiyimizdən yükdaşıyıcı dedikdə deşikləri nəzərdə tuturuq. Onların baxılan halda paylanma funksiyası

$$f_0(\varepsilon) = c\exp\left[-\frac{2u}{V(T)}\left(\frac{1}{2}\frac{\varepsilon}{kT}\right)^2 - \frac{V_0(T)u}{9s^2}\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^{3/2} + \frac{V_0^2u^2}{18s^2}\frac{\varepsilon}{kT} - \right.$$
$$\left. - \left(\frac{V_0(T)u}{3s^2}\right)^3\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^{1/2} + \left(\frac{V_0(T)u}{3s^2}\right)^4 \ln\left|\frac{V_0(T)}{3s^2} + \left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^{1/2}\right|\right] \qquad (3)$$

şəklində olur. Burada c- normallaşdırıcı vuruqdur.

$$V(T) = V(\varepsilon)\big|_{\varepsilon=kT};$$
$$V_0(T) = V_0(\varepsilon)\big|_{\varepsilon=kT}.$$

Tədqiqatların zəif və güclü elektrik sahələrində aparılması nəzərdə tutulur. Bu limit halları bir-birindən

$$A = \frac{e\varepsilon u}{3s^2 m\gamma_{ps}(T)}\left(\frac{kT}{ms^2}\right)^{1/2} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{xar}}$$

parametrinin qiyməti ilə seçilirlər. $A<<1$ qiymətləri zəif elektrik sahələri, $A>>1$ qiymətləri isə güclü elektrik sahələri limit halına uyğun gəlir. (Burada $\nu_{ps}(T)$ - deşiklərin impulsunun qəfəsin sıfırıncı rəqslərindən səpilməsinin relaksasiya tezliyinin $\varepsilon=kT$ - dəki qiymətidir).

$$\nu_{ps}(\varepsilon) = \nu_{ps}^{T}\frac{\varepsilon}{kT}; \qquad \nu_{ps}(T) = \frac{64\pi m^2 kTW_0}{5}$$

zəif sahələr limit halında $A<<1$ olduqda

$$f_0(\varepsilon) = c\exp\left[-\frac{u}{2V(T)}\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)\right] = c_1\exp\left[-\frac{\varepsilon_{xar.1}}{\varepsilon}\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^2\right]$$

$$\varepsilon_{xar.1} = um\nu_{ps}(T)/2e, \qquad c_1 = \frac{4\pi^2\hbar^3 p}{(2mkT)^{3/2}\Gamma(3/4)}\left(\frac{\varepsilon_{xar.1}}{\varepsilon}\right)^{3/4},$$

burada $\Gamma(\alpha)$ -Eylerin qamma funksiyasıdır.

Güclü elektrik sahələri limit halında

$$f_0(\varepsilon) = c_2\exp\left[-\frac{6s}{2V_0(T)V(T)}\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^{5/2}\right] = c_2\exp\left[-\left(\frac{\varepsilon_{xar.2}}{\varepsilon}\right)^2\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^{5/2}\right]$$

$$\varepsilon_{xar.2} = \frac{sm}{e}\sqrt{\frac{6}{5}}\gamma_{ps}(T);$$

$$c_2 = \frac{5\pi^2\hbar^3 p}{(2\pi kT_h)^{3/2}\Gamma(2/5)}.$$

Sonuncu limit halında deşik sisteminin orta kinetik enerjisi kristal qəfəsin T temperaturu ilə deyil,

$$T_h = T\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{xar.2}}\right)^{4/5}$$

ifadəsi ilə təyin edilir.

Deşiklərin yüklü qıraq dislokasiyalar tərəfindən tutulmasının effektiv kəsiyi [2-3] işlərində təklif olunan hesablama üsulu əsasında həyata keçirilmişdir. Hesablamaların detallarına varmadan tutulmanın effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadələri yaza bilərik:

$$\sigma = \frac{mE_c^2}{2\pi\hbar^4\rho_0}\begin{cases}\dfrac{\pi}{\Gamma(3/4)}\left(\dfrac{\varepsilon_{xar.1}}{\varepsilon}\right)\displaystyle\int d^3\vec{r}\left(\sqrt{\frac{2|u|}{ms^2}}-1\right)^3, & A<<1\\ \dfrac{ms^2}{12kT}\left(\dfrac{\varepsilon_{xar.2}}{\varepsilon}\right)^{2/5}\dfrac{\Gamma(2/5)}{\Gamma(2/5)}\displaystyle\int d^3\vec{r}\left(\sqrt{\frac{2|u|}{ms^2}}-1\right)^3, & A>>1\end{cases}$$

Bir faktı qeyd edək ki, zəif və güclü elektrik sahələri limit halında $\int d^3\vec{r}\left(\sqrt{\frac{2|u|}{ms^2}}-1\right)^3$ inteqralında inteqrallama sərhədləri müxtəlif fiziki şərtlərlə bağlı olduğu üçün onların mötərizədən kənara vuruq şəklində çıxarılması məqsədə uyğun hesab edilməmişdir. Beləliklə, [2-3]-ə uyğun hesablamalar aparmaqla deşiklərin qıraq dislokasiyalar tərəfindən tutulmasının effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı münasibətləri alarıq:

$$\sigma = \frac{\sqrt{\pi} m^3 E_c^2}{4\hbar^4 \rho} \begin{cases} \frac{3\sqrt{\pi}}{\Gamma(3/4)} \left(\frac{\varepsilon_{xar.1}}{\varepsilon}\right)^{1/2} R^3 \sqrt{\frac{2|u|}{ms^2}} \left(1 - 2\gamma_0^{1/2} + 2\pi\gamma_0 - \frac{4}{3}\gamma_0^{3/2}\right), A << 1 \\ \frac{\Gamma(2/5)}{\Gamma(3/5)} \left(\frac{\varepsilon_{xar.2}}{\varepsilon}\right)^{2/5} R_0^2 \left(1 + \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{R_0}{R}\right)^3, A >> 1 \end{cases}$$

Burada $\gamma_0 = ms/\pi u_0$, $u_0 = ef^2/4\pi\varepsilon\varepsilon_0 a$ işarə edilmişdir. (f - dislokasiyanın elektronlarla dolma əmsalı, a_0 - dislokasiyanın oxu boyunca kristal qəfəsin periodu, ε_0 - elektrik sabiti, ε - dielektrik nüfuzluğudur).

Alınan nəticələrin tətbiqolunma hüdudlarını müəyyənləşdirmək üçün A kəmiyyətinə daxil olan ε_{xar} sahəni qiymətləndirək. Parametrlərin

$$a = 5 \cdot 10^{-10} m,\ \varepsilon \sim 10,\ s \sim 3 \cdot 10^3 \frac{m}{san},\ m \sim 0{,}3 \cdot 10^{-31} kq,\ T \sim 300k,\ E_c \sim 10^{-18} c$$

qiymətlərində $\varepsilon_{xar} \sim 10^3 \frac{V}{m}$ olur; yəni $\varepsilon_{xar} < 10^3 \frac{V}{m}$ - zəif sahələr, $\varepsilon_{xar} > 10^3 \frac{V}{m}$ isə güclü sahələr limit halı reallaşacaqdır.

[1] *Z.A. Veliev, A.S. Axmedov.* Qalvanomaqnitnie effekti v poluprovodnikax s nizkoy konsentrasiyey elektronov. Materiali respublikanskoy konferenüii, Naxiçevan, 1987, s. 73-74.

[2] *V.N. Abakumov, N.N. Yassievis, V.İ. Perel.* FTP, 1978, t. 12, vip. 1, s. 3-32.

[3] *Z.A. Veliev, N.A. Kardaşbekova.* İzv. BQU, Fiz.-mat. seriya, Baku, 2000, № 4. S. 63-64.

З.А. Велиев, Н.А. Кардашбекова, Х.А. Гасанов

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМНОГО УВЛЕЧЕНИЯ СИСТЕМЫ НОСИТЕЛЬ-ФОНОН НА РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

В работе исследована задача о захвате неосновных носителей заряда, т.е. дырок, в слабом и сильном электрических полях в n - типа полупроводниках, со стороны краевых дислокаций. В зависимости от значения параметра $A = \varepsilon / \varepsilon_{xar}$, который характеризует слабое или сильное электрическое поле, вычислено эффективное сечение захвата.

С помощью соответствующих вычислений оценена величина характеристического поля, которая определяет предел применимости полученных результатов.

Z.A. Veliev, N.A. Kardashbayova, Kh.A. Hasanov

THE INFLUENCE OF THE CHARGE CARRIER-PHONON MUTUAL DRAG ON THE RECOMBINATION PROCESSES

The question of the capture of the non-basic charge carriers, i.e. the holes by the edge dislocations in n-type semiconductors in the weak and strong electric fields is investigated. The effective cross section of the capture is calculated depending on the ratio $A = \varepsilon / \varepsilon_{char}$, characterizing the weakness or strongness of the electric field. The characteristic field determining the boundaries of application of the obtained results is estimated by means of corresponding calculations.

Received: 16.06.04