

## XARİCİ ELEKTRİK-KVANTLAYICI MAQNİT VƏ ELEKTROMAQNİT SAHƏLƏRİNDƏ REKOMBİNASİYA PROSESLƏRİ

Z.Ə. VƏLİYEV, X.Ə. HƏSƏNOV

*Naxçıvan Dövlət Universiteti*

İşdə cütləşmiş elektrik və kvantlayıcı maqnit sahələrində, həmçinin maqnit sahəsinə perpendikulyar müstəvidə yerləşən dəyişən elektrik sahəsində kənar dislokasiyalarla yüklənmiş n-tip yarımkəçiricilərdə dəşiklərin tutulması məsələsi tədqiq olunmuşdur. Dəşiklərin yaşama müddəti üçün alınan analitik ifadədən görünür ki, bu kəmiyyət kristal və temperaturun parametrlərindən asılı olduğu kimi, həm də xarici sahələri xarakterizə edən kəmiyyətlərdən asılıdır.

Kinetik əmsalların müxtəlif kombinasiyalı xarici sahələrdə ölçülməsi üsulları təkmilləşdikcə bu sahələrdə həmin kəmiyyətlərin nəzəri tədqiqi də genişlənilir. Qarşılıqlı perpendikulyar statik elektrik və kvantlayıcı maqnit sahələrinə ( $\vec{E} \perp \vec{H}$  və  $\vec{E} \perp OX$ ,  $\vec{H} \perp OZ$  - istiqamətlənməsi halında) maqnit sahəsində perpendikulyar

müstəvi üzərində yerləşən  $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega t$  xarici

dəyişən elektrik sahəsini də əlavə etdikdə ( $\vec{E}$  vektoru  $xy$  müstəvisi üzərindədir) alınan sahələr sistemində hissəcik stasionar hallara malik olur.

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \sum_i \left[ \frac{1}{2\mu_i} \left( -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_i} - \frac{e}{c} A_i \right)^2 - eE_i x_i \right] \Psi \quad (1)$$

$$x_1 = x; \quad x_2 = y; \quad x_3 = z;$$

$$A = (A_1; A_2; A_3) = \left( -\frac{c}{\omega} \varepsilon_{ox} \sin \omega t; -\frac{c}{\omega} \varepsilon_{oy} \sin \omega t - Hx; 0 \right)$$

Dalğa tənliyinin həllindən alınan stasionar hallar

$$\varepsilon_{Nk_y k_z} = \left( N + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_H + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2\mu_z} + eEa^2 k_y - \frac{(e\varepsilon)^2}{4(\omega_H^2 - \omega^2)} \left( \frac{\varepsilon_{ox}^2}{\mu_x} + \frac{\varepsilon_{oy}^2}{\mu_y} \right) \quad (2)$$

ifadəsi ilə təyin edilir. Bu ifadədə  $\omega_H = eH / \sqrt{\mu_x \mu_y} c$  - anizotropiya nəzərə alınmaqla tsiklotron tezliyi,  $a = (c\hbar / eH)^{1/2}$  - maqnit uzunluğudur.  $\mu_i$  -lər uyğun istiqamətdə hissəciyin effektiv kütləsi,  $c$  - işığın boşluqdakı sürəti,  $\varepsilon_{ox}$  və  $\varepsilon_{oy}$  - xarici dəyişən elektrik sahəsinin  $x$  və  $y$  oxları istiqamətində amplitud qiymətləridir.

Elektron keçiriciliyinə malik silisium n-Si kristalda yüklü kənar statik dislokasiyalar olduqda  $\vec{E} \perp \vec{H}_{kv}$  istiqamətlənməsində rekombinasiya dalğalarının yayılması tədqiq edilmiş və təcrübi nəticələr [1,2] işlərində nəzəri təhlildən keçirilərək təcrübi faktlarla uzlaşan nəzəri nəticələr alınmışdır.

Alınan bu nəticələr sahələrin yuxarıda göstərilən daha praktik konfigurasiyasında n-Si kristalında qeyri əsas yükdaşıyıcıların - dəşiklərin qıraq dislokasiyalar tərəfindən tutulması məsələsinin tədqiqinin zəruriliyini ortaya qoyur.

Sərbəst dəşiklər stasionar kvant hallarına malik olduğundan onların yüklü qıraq dislokasiyalar tərəfindən tutulması, pilləvari tutulma mexanizmi vasitəsi ilə həyata keçir. Bu halda dəşiklərin kristal qəfəse enerji vermə

mexanizmi akustik fononlarla qarşılıqlı təsir hesabına olur. Kvantlayıcı statik maqnit sahəsi  $Z$  oxu istiqamətində (dislokasiyanın oxu boyunca) yönəldiyindən  $xy$  müstəvisində dəşiklərin hərəkəti kvatlanmış olur.  $\hbar\omega_H > kT$  şərti ödənilməyi üçün dəşiklərin kinetik enerjisi  $\varepsilon \sim \hbar\omega_H / 2$  tərtibindədir. Ona görə də qıraq dislokasiyanın potensial sahəsində şüalandırılan fononların xarakterik enerjisi  $\hbar\omega(\alpha_H) \approx (2\varepsilon\mu s^2)^{1/2} = (\hbar\omega_H \mu s^2)^{1/2}$  tərtibində olur. Burada  $s$  - səsın kristalda yayılma sürəti,  $\mu$  dəşiyin effektiv kütləsidir). Bu enerji  $H=0$  olduqda şüalanan fotonun  $kT \cdot ms^2$  xarakterik enerjisindən çox olur. Məsələnin həlli zamanı dəşiklərin akustik fononlardan səpilməsinə baxılır və bu vaxt  $\varepsilon_{ox} kT \gg (\hbar\omega_H \cdot \mu s^2)^{1/2}$  limit halının reallaşdığı fərz olunur.

Bu limit halında dəşiklərin enejilərini kiçik paylarla itirəcək və onların tutulma prosesi tam enerjisinin müsbət qiymətlər oblastından mənfi qiymətlər oblastına kvazidiskret enerji səviyyələri ilə kəsilməz enişlə keçidi baş verəcəkdir. Dəşiklər praktik olaraq tam enerjiləri  $W \leq -kT$  olduqda tutulmuş hesab olunurlar və onların geri qayıtma ehtimalı enerjinin bu qiymətlərində sıfıra yaxındır.

Dislokasiyaların konsentrasiyası elə götürülür ki, onların  $R$  radiuslu silindrləri bir-biri ilə kəsişmərlər ( $2R \gg N_D^{-1}$ ,  $R$  dislokasiyanın radiusu,  $N_D$ -onların konsentrasiyasıdır), yəni hər bir dislokasiya mərkəzi təcridilmiş şəkildə təsir göstərir. Onda vahid həcmdə olan tam rekombinasiya seli  $J = P/\tau_h$ , aşağıdakı kimi ifadə edilə bilər:

$$J = N_D \cdot j \quad (3)$$

(3) ifadəsindən dəyişklərin dislokasiyanın potensial sahəsində sərbəst yaşama müddəti üçün

$$\tau_h = \frac{P}{N_D \cdot j} \quad (4)$$

alırıq.

$$A = \left( \frac{2\pi}{\mu} \right)^{3/2} \frac{\hbar^2}{\omega_H \sqrt{T_h}}; \quad T_h = T \left( 1 + \frac{1}{2} \beta^2 \right); \quad \beta = \frac{c}{s} \frac{\varepsilon^*}{H} \quad (7)$$

Enerji fəzasında  $B(W)$  diffuziya əmsalı [3-5] işlərinə uyğun şəkildə hesablanmışdır:

$$B(W) = \frac{m^2 E_c^2 (\hbar \omega_H)^3}{2 \rho_0 \pi^2 \hbar^7 e s a \varepsilon^*} R(W) \left\{ \exp \left( -2 \frac{\hbar \omega^*(q_H)}{U_0} \right) \ln \frac{\hbar \omega^*(q_H) - e \varepsilon^* a}{\hbar \omega^*(q_H)} - \exp \left( -2 \frac{e \varepsilon^* a}{U_0} \right) \times \right. \\ \left. \times Ei \left( \frac{\hbar \omega^*(q_H) - e \varepsilon^* a}{U_0} \right) - Ei \left( 2 \frac{\hbar \omega^*(q_H)}{U_0} \right) \right\} \quad (8)$$

Burada  $Ei(x) = e^x \int_0^\infty e^{-y} \frac{dy}{J - x}$  inteqralıdır [6].

$R_0, U_0, \hbar \omega^*(q_H)$  və  $\varepsilon^*$  kəmiyyətləri aşağıdakı düsturlarla müəyyən edilirlər:

$$R_0 = 2r_D \exp(-W/U_0), \quad U_0 = e^2 f / 2\pi \varepsilon \varepsilon_0 a$$

$$\hbar \omega^*(q_H) = \hbar \omega(q_H)(1 + \beta); \quad \hbar \omega(q_H) = \hbar s(q_H) = (\hbar \omega_H m s^2)^{1/2}$$

$$\varepsilon^* = E - \frac{Ee}{2\mu_x \omega_H^2 a} - \frac{e}{4(\omega_H^2 - \omega^2)} \left( \frac{\varepsilon_x^2}{\mu_x} + \frac{\varepsilon_y^2}{\mu_y} \right) \quad (9)$$

Əgər

$$\frac{e \varepsilon^* a}{\hbar \omega^*(q_H)} = \beta = \frac{V_{holl}}{s} \ll 1$$

olarsa  $V_{holl} = e \varepsilon^* / H$ , bu zaman  $B(W)$ -nin (8) düsturu ilə təyin edilən ifadəsi sadələşir və

Rekombinasiya seli  $j$  [3-5] işlərinə uyğun şəkildə aparılır. [3-5]-də təklif olunan üsuldən istifadə edərək dəyişklərin yaşama müddəti üçün

$$\tau_h^{-1} = kT f(0) \frac{N_D}{P} \int_{-W}^0 \frac{\exp(W/kT)}{B(W)} dW \quad (5)$$

ifadəsini alırıq. Burada  $f(W)$  dəyişklərin Bolsman paylanma funksiyasıdır.

$$f(W) = A p \exp(W/kT_h) \quad (6)$$

Bu ifadədəki  $A$  və  $T_h$  kəmiyyətləri aşağıdakı kimi təyin edilirlər:

$$B = \frac{2E_c^2 m^4 r_D^2}{\pi^2 \gamma^2 s \rho_0 \hbar^7} \left( \frac{\hbar \omega_H}{U_0} \right)^3 \ln \frac{U_0}{3\hbar \omega(\varrho_H)} e^{\frac{2E}{U_0}} \quad (10)$$

şəklinə düşür. (10)-u (5)-də nəzərə alsaq dəşiklərin yaşama müddəti üçün

$$\tau_h^{-1} \approx 0,3\tau_0^{-1} \ln \left( \frac{U_0}{3\hbar \omega(\varrho_H)} + \frac{\beta^2}{2} \right) \left( \frac{\hbar \omega_H}{U_0} \right)^2$$

alınar. Burada  $\tau_h^{-1} = N_D \langle V \rangle \sigma_0$

$$\sigma_0 = \frac{20m^3 E_c^2 r_D^2}{3\sqrt{\pi} \hbar^4 \rho s} ; \langle V \rangle = \left( \frac{8kT}{\pi \mu} \right)^{1/2}$$

Göründüyü kimi dəşiklərin yaşama müddəti həm temperaturun, həm də xarici sahələrin amplitud və tezliyin funksiyasıdır.

Alınan ifadələrin maqnit sahəsinə nəzərən tətbiqolunma hədudlarına baxaq:  $\tau_h^{-1}$  üçün alınan ifadə maqnit sahəsinə

nəzərən aşağıdan  $\hbar \omega_H \gg kT$ , yuxarıdan isə  $kT \gg (\hbar \omega_H / ms^2)^{1/2}$  ifadələri ilə məhduddur. Buradan

$$1 \ll \frac{\hbar \omega_H}{kT} \ll \frac{ms^2}{kT} \text{ və ya}$$

$$1 \ll \frac{H}{H_{xar}} \ll \frac{ms^2}{kT}$$

[1] Z.A. Veliev. FTP, 1985, t.1, v. 6, s. 1141-114.  
 [2] Z.A. Veliev. FTP, 1989, t. 23, v.8, s. 1524-1526.  
 [3] Z.A. Veliev. FTP, 1983, t.17, v.7. s. 1351-1353.  
 [4] Z.A. Veliev. FTP, 1999, t.33, v. 11, s. 1308-1302.

[5] Z.A. Veliev. J.Physics.1997, v.3.1, p.42-43.  
 [6] E. Yanke, F. Emde, F. Lyoş. Spetsialnie funksii. M., Nauka, 1977, s. 60-61.

**З.А. Велиев, Х.А. Гасанов**

**РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ВО ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ, КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЯХ**

В работе исследована задача захвата дырок в полупроводниках n-типа с заряженными краевыми дислокациями в скрещенных электрическом и квантующем магнитном полях, а также в переменном электрическом поле, расположенном в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Как видно из аналитического выражения, полученного для времени жизни дырок, эта величина зависит как от параметров кристалла и температуры, так и от величин, которые характеризуют внешние поля.

**Z.A. Veliev, Kh.A. Hasanov**

**THE RECOMBINATION PROCESSES IN THE EXTERNAL ELECTRIC, QUANTIZING MAGNETIC AND ELECTROMAGNETIC FIELDS**

The question of capture of the holes in n-type semiconductors with charged edge dislocations in the mutual perpendicular static electric and quantizing magnetic fields and also in the alternating electric field located on the surface which is perpendicular to the magnetic field is investigated. It is determined that the lifetime of the holes depends on both the parameters of the crystal, temperature and the quantities characterizing the external fields.

Received: 22.07.2004