УДК 621.315

ELEKTRON - FONON SİSTEMİNİN QIZMASI VƏ QARŞILIQLI SÖVQÜNÜN CIRLAŞMAMIŞ YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ ALÇAQ TEZLİKLİ ELEKTROMAQNİT DALĞALARININ YAYILMASINA TƏSİRİ

VƏLİYEV Z.Ə., HƏSƏNOV X.Ə.

Naxçıvan Dövlət Universiteti

[1] – də cırlaşmış yarımkeçiricilərdə yükdaşıyıcıların və fononların qızması nəzərə alınmadıqda, lakin güclü sövqdə alçaq tezlikli elektromaqnit dalğalarının (EMD) yayılmasına qeyri-diffuzion yaxınlaşmada baxılmış, elektrik sahəsinə nəzərən güclü qeyri-xəttilik alınmışdır.

Təqdim olunan işdə sövq ilə bərabər elektron və fononların qızmasının alçaq tezlikli EMD-nın yayılmasına təsiri diffuzion yaxınlaşmada araşdırılmışdır.

Elektronların və fononların paylanma funksiyaları (P F), f və N;

$$f(\vec{p},\vec{r},t) = f_o(\varepsilon,\vec{r},t) + \frac{\vec{f}_1\vec{P}}{P} = f_0 + f_1$$

$$N(\vec{q},\vec{r},t) = N_0(|\vec{q}|,\vec{r},t) + \frac{(\vec{N},\vec{q})}{q} = N_0 + N_1$$

Diffuzion yaxınlaşmanın tələblərinə əsasən $f_1 << f_0$ və $N_1 << N_0$ şərti daxilində PF-ın qeyri-tarazlıq hissələri $\vec{f}_1$ və $\bar{\vec{N}}_1$, həmçinin fononların paylanmasının izotrop hissəsi N_0 kinetik tənliyin həllindən

$$\begin{cases} \frac{\partial f_1}{\partial t} + \nu(\varepsilon)\,\vec{f}_1 - \varpi_n\left[\vec{h}\,\vec{f}_1\right] + \frac{ep}{m}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) = \frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^3}\cdot\frac{1}{p^2(\varepsilon)}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right)\int_0^{2p}\vec{N}_1(q)\hbar\varpi_q w_q\cdot q^2dq \\ \frac{\partial \vec{N}_1}{\partial t} + \vec{N}_1\beta(q) = \frac{4\pi\; w_q N_0(q)}{(2\pi\hbar)^3} m\int_{q/2}^{\infty}\vec{f}_1(p)dp = 0 \\ \frac{\partial N_0(q)}{\partial t} + \beta(q)\,N_0(q) - \left[\beta_t(q)N(T_e,q) + \beta_{pb}(q)N(T,q)\right] = 0 \end{cases} \qquad (1)$$

tapılır. Burada $\nu(\varepsilon)$ - elektronların bütün mexanizmlərdən (ion, defekt, fonon və s.) səpilmə tezliyi, $\omega_n = \frac{en}{mc}$ -tsiklotron tezlik, $\vec{h} = \frac{\vec{H}}{H}, \vec{H}$, -maqnit sahəsinin intensivlik vektoru, $\vec{p}$ və $\vec{q}$ -elektronun və fononun impulsu, W_q- fononların səpilməsinin matris elementi, $\beta(q)$-fononların tam səpilmə tezliyi, $\beta_c(q)$-fonon-elektron səpilmə tezliyi, $\beta_{pb}(q)$- fononların kristalın sərhəddinə enerji vermə tezliyidir.

Dairəvi polyarlaşmada *PF*-in izotrop hissəsi zamandan asılı deyildir, anizotrop hissələrin zamandan asılılıqları *exp* (-*i ω t*) şəklindədir. Belə dalğa sahəsində (1) sistemində $\vec{f}_1 - i\;\vec{f}_1 = p\vec{\upsilon}(\varepsilon)\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)$ şəklində axtarsaq elektronların dreyf sürəti $\vec{\upsilon}(\varepsilon)$ üçün aşağıdakı tənlik alınar:

$$\vec{\upsilon}\ (\varepsilon)\left(\upsilon(\varepsilon)-i\omega\right)-\omega_H\left[\vec{h}\,\vec{\upsilon}(\varepsilon)\right]+\frac{e\vec{E}}{m}=\left\langle\vec{\upsilon}\left(T_e\right)\right\rangle\frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^3\,p^3(\varepsilon)s}\int_0^{2p}\frac{\beta_e(q)}{\beta\ (q)-i\omega}W_qN_0(q)\ \hbar\omega_q q^2dq$$

(2)

burada s- kristalda səsin sürəti, < $\vec{\upsilon}$ (T_e)> isə T_e temperaturlu elektronların orta sürətidir. (2) tənliyindən

$$\left\langle\vec{\upsilon}(T_e)\right\rangle=\frac{\omega_H}{(1-\gamma_0)\left[\nu\left(T_e\right)-i\omega\right]}\left[\vec{h}\left\langle\vec{\upsilon}(T_e)\right\rangle\right]-\frac{e\vec{E}}{m\ \ (1-\gamma_0)\left[\nu\ \left(T_e\right)-i\omega\right]}\tag{3}$$

burada

$$\gamma_0=\gamma\left(T_e\right)=\gamma(\varepsilon)\Big|_{\varepsilon=T_e}=\frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^3\,\bar{p}^3s}\cdot\frac{1}{\nu\left(T_e\right)-i\omega}\int_0^{2\bar{p}}\frac{\beta_e(q)}{\beta(q)-i\omega}W_qN_0(q)\hbar\omega_q q^2dq\tag{4}$$

-sövqü xarakterizə edən vuruqdur, $\gamma\ \left(T_e\right)=\gamma_0=\gamma\left(\varepsilon\ \right)\Big|_{\varepsilon=T_e}$

(3), $\left\langle\vec{\upsilon}(T_e)\right\rangle$-ə nəzərən vektorial tənlikdir. Onu $\vec{k}\|OZ\|\vec{E}\perp\vec{H}$ istiqamətlənməsində $[2]$ – də təklif edilən üsulla tapıb, (2)-də nəzərə alaq

$$\vec{\upsilon}(\varepsilon)-\frac{\omega_H}{\nu(\varepsilon)-i\omega}\left[\vec{h}\,\vec{\upsilon}(\varepsilon)\right]+\frac{e\vec{E}}{m\left[\nu\ (\varepsilon)-i\omega\right]}=\vec{\upsilon}_0\gamma(\varepsilon)\tag{5}$$

Bu tənliyi də (3)-ə uyğun yolla həll etsək dreyf sürəti üçün

$$\vec{\upsilon}(\varepsilon)=-\frac{e\left(\nu(\varepsilon)-i\omega\right)}{m\left[\left(\nu(\varepsilon)-i\omega\right)^2+\omega_H^2\right]}\left[1+\gamma(\varepsilon)\frac{\left(\nu(\varepsilon)-i\omega\right)\left(1-\gamma_0\right)\left(\nu_0-i\omega\right)-\omega_H^2}{\left(1-\gamma_0\right)^2\left(\nu_0-i\omega\right)^2+\omega_H^2}\right]\vec{E}-$$

$$-\frac{e\omega_H}{m\left[\left(\nu(\varepsilon)-i\omega\right)^2+\omega_H^2\right]}\left[1+\gamma(\varepsilon)\frac{\left(\nu(\varepsilon)-i\omega\right)^2\left(1-\gamma_0\right)\left(\nu_0-i\omega\right)-\left(\nu\ (\varepsilon)-i\omega\right)\ )}{\left(1-\gamma_0\right)^2\left(\nu_0-i\omega\right)^2+\omega_H^2}\right]\left[\vec{h}\vec{E}\right]$$

(6)

$\vec{\upsilon}(\varepsilon)$ -nin məlum ifadəsinə görə cərəyan sıxlığını da hesablaya bilərik:

$$\vec{j}=-\frac{2e}{(2\pi\hbar)^3}\int\vec{\upsilon}(\varepsilon)\frac{\left(\vec{f}_1\vec{p}\right)}{p}d^3\vec{p}=\frac{4ne^2}{3\sqrt{\pi}m}\int_0^\infty e^{-x}x^{3/2}dx\left\{\frac{(\nu-i\omega)\vec{E}+\omega_H\left[\vec{h}\vec{E}\right]}{(\nu-i\omega)^2+\omega_H^2}+\right.$$

$$+\gamma\frac{\nu-i\omega}{\left[(\nu-i\omega)^2+\omega_H^2\right]\left[\left(1-\gamma_0\right)^2\left(\nu_0-i\omega\right)^2+\omega_H^2\right]}\left[\left((\nu-i\omega)\left(1-\gamma_0\right)\left(\nu_0-i\omega\right)+\omega_H^2\right)\vec{E}+\right.$$

$$\left.+\omega_H(\nu-i\omega)\left(1-\gamma_0\right)\left(\nu_0-i\omega\right)\cdot\left[\vec{h}\vec{E}\right]\right]=\vec{j}_1+\vec{j}_2\tag{7}$$

burada $x=\dfrac{\varepsilon}{T_e}$, $\vec{j}_1$ və $\vec{j}_2$ uyğun olaraq sövqsüz və sövqlə əlaqəli cərəyanlardır. (7)-dən cərəyanın uyğun komponentlərini hesablayıb onun da dairəvi polyarlaşdığını,

yəni $j=j_x-ij_y$ olduğunu diqqətə alsaq, elektrik keçiriciliyi üçün

$$\sigma=\frac{4ne^2}{3\sqrt{\pi}m}\int_0^\infty e^{-x}x^{3/2}dx\frac{\nu-i(\omega-\omega_H)}{\nu^2-(\omega-\omega_H)^2}\left\{1+\gamma\frac{(\nu-i\omega)\left[\nu_0(1-\gamma_0)+i\left[\omega(1-\gamma_0)-\omega_H\right]\right]}{\nu_0^2(1-\gamma_0)^2+\left[\omega(1-\gamma_0)-\omega_H\right]^2}\right\}$$
(8)

alınar. Buradan görünür ki, elektrik keçiriciliyinə də γ ilə əlaqəli hədd daxil olur. Bu vuruqla bağlı əlavələri hesablamaq üçün γ–nı hesablayaq.

Cırlaşmamış yarımkeçiricilərdə dispersiya qanunu izotrop və kvadratik olanda kinetik tənliyin toqquşma inteqralını rekombinasiya proseslərində müəyyən edən ω_r -ə $[3]$ – də daxil edilən γ da (4)-ə oxşayır. Vuruğun hesablanması müəyyən sadələşmələr və yaxınlaşmalar tələb edir. Bunlardan biri məsələnin qoyuluşunda durub. Alçaqtezlikli *EMD*-ın yayılmasına baxıldığından $\omega<\beta_e$ (q), onda $\beta^2+\omega^2\approx\beta^2$ yazmaq olar. Səpilmənin matris elementini $[3]$-ə uyğun $W_q=W_0\cdot q^t$, fononların tam səpilmə tezliyini, $\beta(q)=\beta(T)\left(\dfrac{qs}{T}\right)^k\cdot\theta_e^{-n}$ kimi seçsək (4)-dən γ üçün alarıq:

$$\gamma=\frac{1}{2}\nu_p(T)\left(\frac{\varepsilon}{T}\right)^{t/2}\frac{\beta_e(T_e)}{\beta(T_e)}\cdot\frac{\theta_e}{\nu(\varepsilon)-i\omega}\left[1+i\frac{2^{-k}(3+t)}{3+t-k}\frac{\omega}{\beta(T_e)}\left(\frac{T}{2ms^2}\right)^{k/2}x^{-k/2}\theta_e^{\frac{2n+k}{2}}\right],\qquad(9)$$

burada $\theta_e=\dfrac{T_e}{T}$ - ölçüsüz elektron temperaturu,

$$\nu_p(T)=\frac{2^{2+\frac{3t}{2}}}{3+t}\frac{W_0}{\pi^2\hbar^3 s}(mT)^{1+\frac{t}{2}}$$
- qızma olmadıqda parabolik spektrdə elektronların fononlardan səpilmə tezliyi, *t, k, p* - parametrləridir. t=±1 (müsbət uzundalğalı fononlardan səpilməyə, mənfi pyezoakustik fononlardan səpilməyə uyğundur).

k=1-dir. $n=\begin{cases}0 & \beta\neq\beta_e\\ 3/2 & \beta=\beta_e\end{cases}$

Alçaq tezlikli dalğaların tezliyi ω həm də

$\dfrac{\omega(1-\gamma_0)-\omega_n}{\gamma_0(1-\gamma_0)}\ll 1$ və ya $\dfrac{\omega}{\gamma_0}<1+\dfrac{\omega_n}{\gamma_0(1-\gamma_0)}$ şərtini ödəyərsə (9)-un köməyi ilə tam keçiricilik üçün

$$\sigma = \frac{4\,ne^2}{3\sqrt{\pi}\boldsymbol{m}\,\nu(\boldsymbol{T})}\left\{\theta_e^{-\frac{1}{2}}\Gamma(2)+\frac{1}{2}\frac{\beta_e(\boldsymbol{T}_e)}{\beta(\boldsymbol{T}_e)}\theta_e\Gamma\left({}^5/_2\right)-\frac{1}{3}\frac{\omega-\omega_H}{\nu(\boldsymbol{T})}\frac{\omega}{\beta(\boldsymbol{T}_e)}\left(\frac{\boldsymbol{T}}{2\boldsymbol{m}\boldsymbol{s}^2}\right)^{1/2}\cdot\right.$$

$$\cdot\frac{\beta_e(\boldsymbol{T}_e)}{\beta(\boldsymbol{T}_e)}\quad\frac{\nu_p(\boldsymbol{T})}{\nu_0(1-\gamma_0)}\theta_e\Gamma\left({}^3/_2\right)+\boldsymbol{i}\left[\frac{1}{3}\frac{\omega}{\beta(\boldsymbol{T}_e)}\left(\frac{\boldsymbol{T}}{2\boldsymbol{m}\boldsymbol{s}^2}\right)^{1/2}\frac{\nu_p(\boldsymbol{T})}{\nu_0(1-\gamma_0)}\frac{\beta_e(\boldsymbol{T}_e)}{\beta(\boldsymbol{T}_e)}\theta_e^{3/2}\Gamma(2)+\right.$$

$$\left.\left.+\frac{\omega-\omega_H}{\nu(\boldsymbol{T})}\theta_e^{-1}\Gamma\left({}^3/_2\right)+\frac{1}{2}\frac{\omega-\omega_H}{\nu(\boldsymbol{T})}\frac{\beta_e(\boldsymbol{T}_e)}{\beta(\boldsymbol{T}_e)}\frac{\nu_p(\boldsymbol{T})}{\nu_0(1-\gamma)}\theta_e^{1/2}\Gamma(2)\right]\right\}$$

(10)
alınar.

I yaxınlaşma

Qəbul edək ki, qızma güclüdür, qarşılıqlı sövq isə normaldır. θ_e>>1, $\frac{\beta_p}{\beta_e}\sim 1$, ($\gamma_0$<1). Bu halda (10) ifadəsini hədbəhədd qiymətləndirsək real hissənin birinci, xəyali hissənin ikinci toplananı böyük olar.

$$\sigma=\frac{4\,ne^2}{3\sqrt{\pi}\boldsymbol{m}\,\nu(\boldsymbol{T})}\left(\theta_e^{-\frac{1}{2}}+\boldsymbol{i}\frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{\omega-\omega_n}{\nu(\boldsymbol{T})}\theta_e^{-1}\right)\tag{10′}$$

II yaxınlaşma

Həm qızma güclüdür, həm də qarşılıqlı sövq θ_e >>1, $\frac{\beta_p}{\beta_e}$<<1, $\gamma_0\to 1$. Bu halda

$$\sigma=\frac{ne^2}{\boldsymbol{m}\,\nu(\boldsymbol{T})}\left(\frac{\theta_e}{2}+\boldsymbol{i}\frac{2}{3}\frac{\omega-\omega_n}{\nu(\boldsymbol{T})}\theta_e^{-1}\right)\tag{10″}$$

Elektron qazının θ_e temperaturunun xarici sahənin $E(z)$ intensivliyindən asılılığı enerji balansı tənliyindən alınır.

Elektronların sahədən aldıqları enerji akustik fononlarla toqquşma yolu ilə kristallik qəfəsə verilir. Xarici sahədən alınan enerji fonon altsisteminə verilənə bərabər olduqda qərarlaşmış T_e və ya θ_e temperaturundan danışmaq olar. İmpulsu $\vec{p}$ olan elektronların enerjisi $\varepsilon(\vec{p})$ -dirsə, həmin tənliyi riyazi olaraq

$$\sum_{\vec{p}}\varepsilon(\vec{p})\left[\left(\frac{\partial f(\vec{p})}{\partial t}\right)_{ep}+\left(\frac{\partial f(\vec{p})}{\partial t}\right)_{\vec{E}}\right]=0$$

kimi yazmaq olar. Digər tərəfdən sahədən alınan enerji sonda coul istiliyinə çevrildiyindən, akustik fononlar istilik rezervuarı yaratdıqlarından balans tənliyi

$$\sigma_{re}\cdot E^2=\frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3}\int_0^{2p}\beta_{pp}(q)N_0(q)q^2dq$$

şəklinə düşər.

Hər iki yaxınlaşmada elektrik keçiriciliyin ifadəsindən göründüyü kimi elektron-fonon sisteminin qızması sövqdən üstün rol oynayır. Enerji balansı tənliyinin həllindən $\theta_e(z)$ üçün birinci yaxınlaşmada

$$\theta_e(z) = \left(\frac{\pi\sqrt{\pi}\hbar^3 n e^2}{6sT^2 m^3 \nu(T)\beta_p(T)} \right)^{2/7} U(z)^{\frac{4}{7}} \quad , \tag{11}$$

ikinci yxınlaşmada

$$\theta_e(z) = \left(\frac{\pi^2\hbar^3 n e^2}{16sT^2 m^3 \nu(T)\beta_p(T)} \right)^{1/2} U(z) \tag{12}$$

alınır. Burada $U(z)$ yarımkeçiricidə yayılan dalğanın amplitududur.

Yuxarıda qeyd olunan həndəsədə ikinci yaxınlaşmada EMD-in yayılması

$$\frac{d^2E(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\left[\left(\varepsilon_0 + \frac{8\pi}{3}\frac{ne^2}{m\,\nu(T)}\frac{\omega_H - \omega}{\omega}\frac{\theta_e^{-1}}{\nu(T)} \right) + i\frac{16\sqrt{\pi}}{3}\frac{ne^2}{m\,\nu(T)}\frac{\theta_e^{-\frac{1}{2}}}{\omega} \right] E(z) = 0$$

Maksvell tənliyi ilədir. Burada ε_0 - qəfəsin dielektrik nüfuzluğudur. $\omega \to \omega_H$ - olanda tam dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsi həqiqi hissədən böyük olur. Bu halda dalğanın güclü udulması yaranır.

$$\frac{\boldsymbol{d}^2\boldsymbol{E}(\boldsymbol{z})}{\boldsymbol{dz}^2} + \boldsymbol{i}\frac{\omega}{\boldsymbol{c}^2}\frac{16\sqrt{\pi}}{3}\frac{\boldsymbol{ne}^2}{\boldsymbol{m}\,\nu(\boldsymbol{T})}\frac{\theta_{\boldsymbol{e}}^{-\frac{1}{2}}}{}\boldsymbol{E}(\boldsymbol{z}) = 0$$

(12)-ni nəzərə alıb sonuncu tənliyin həllini

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{z}) = \boldsymbol{U}(+0)(1+\gamma\boldsymbol{z})^{-(\alpha+\boldsymbol{i}\beta)}$$

şəklində axtarsaq α, β, γ parametrləri üçün

$$\alpha = -4\,, \qquad \beta = +\sqrt{12}\,, \qquad \gamma = \sqrt{\frac{2}{7\sqrt{12}}\xi_0'} \tag{13}$$

alarıq. Burada $\boldsymbol{U}(+0) = \boldsymbol{E}(\boldsymbol{z})\big|_{\boldsymbol{z}=+0} = \boldsymbol{U}_0$ .Beləliklə $z > 0$ oblastında EMD-in yayılma qanunu

$$E(z) = U_0\left(1 - \sqrt{\frac{2}{7\sqrt{12}}\xi_0' \cdot z} \right)^{\left(4 - i\sqrt{12}\right)} \tag{14}$$

Burada $\xi_0' = \sqrt{\dfrac{\omega}{c^2}\dfrac{8\sqrt{\pi}}{c^2}\dfrac{ne^2}{m\,\nu(T)}\left(\dfrac{16T^2m^3\nu(T)\beta_p(T)}{\pi^2\hbar^3 ne}\right)^{1/4}\cdot\dfrac{1}{U_0^2}}$ (15)

-sönmənin inkrementidir. İnkrementdən dalğanın nüfuzetmə dərinliyinə keçilsə

$$L_E = \sqrt{\frac{7\sqrt{12}}{2}}\cdot\frac{1}{\xi_0'} = \frac{c}{\omega}\sqrt{28}\left|\zeta\right|$$

burada $\left|\zeta\right| = \dfrac{1+R}{1-R}$ - səth impedansıdır, R -dalğanın sərhəddən əks olma əmsalıdır. $\omega \to \omega_H$ olanda $\left|\zeta\right| << 1$, yəni nüfuzetmə dərinliyi vakuumdakı dalğa uzunluğundan çox-çox kiçik olur.

Sərhəd şərtlərindən istifadə etməkdə EMD-ni xarakterizə edən kəmiyyətlərin düşən dalğanın amplitudundan asılılıqları aşağıdakı kimi olmuşdur:

$$U_0 \sim E_0^{\frac{4}{5}}, \quad \xi_0' \sim E_0^{\frac{8}{5}}, \quad \zeta \sim \frac{1}{E_0^{\frac{1}{5}}}, \quad L_E \sim \frac{1}{E_0^{\frac{1}{5}}}$$

1.Т.М.Гасымов, А.А.Катанов, Х.А. Гасымов. Влияние взаимного увлечения электронов и фононов и их разогрева на распространение низкочастотной электромагнитной волны. Доклады АН Азербайджана Т. XLVI, №1, 1990

2. А.И Ансельм. Введение в теорию полупроводников. Москва, 1962, Ленинград

3. Ф.Г. Басс, Ю.Г. Гуревич. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., Наука, 1975

ВЛИЯНИЕ РАЗОГРЕВА И ВЗАИМНОГО УВЛЕЧЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА И ФОНОНОВ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НЕВЫРОЖДЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

ВЕЛИЕВ З.А., ГАСАНОВ Х. А.

В работе рассмотрено влияние разогрева и взаимного увлечения системы электрон-фонон на распространение ЕМВ. Определено, что при рассеянии носителей заряда на акустических фононах и при образовании теплового резервуара фононами сильность или слабость увлечения не играет роли. Неравновесное распределение носителей заряда связано с явлением их нагревания. С увеличением амплитуды падающей волны глубина затухания уменьшается. Так как поверхностный импеданс определяется глубиной затухания, он также остается малым.

THE INFLUENCE OF THE HEATING AND MUTUAL DRAG OF THE ELECTRON-PHONON SYSTEM ON THE PROPAGATION OF THE LOWFREQUENCY ELECTROMAGNETIC WAVES IN NONDEGENERATE SEMICONDUCTORS

VELIYEV Z.A., HASANOV KH. A.

The influence of the heating and mutual drag of the electron-phonon system on the propagation of the lowfrequency electromagnetic waves is considered. It is determined that when the charge carriers are scattered by the acoustic phonons and the phonons form the heat reservior, the strongness or the weakness of the drag does not have any roles. The nonequilibrium distribution of the charge carriers is connected with the heating. The attenuation depth is decreased with the increasing of the amplitude of the incident wave.