REKOMBİNASİYA OLAN YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ DAXİLİ VƏ XARİCİ DAYANIQSIZLIQ ŞƏRTLƏRİ

E.Ö. MANSUROVA
Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının H.M. Abdullayev adına Fizika İnstitutu
AZ-1143, Azərbaycan,Bakı, H. Cavid pr.131
email: esmira85mansurova@gmail.com

Təmiz və aşqarlı yarımkeçiricilərdə nəzəri olaraq xarici dayanıqsız şərtləri araşdırılmışdır. Dövrədə cərəyan rəqsləri yaranandа tezliyin və elektrik sahəsinin qiymətləri tapılmışdır. Təmiz və aşqarlı yarımkeçiricinin impedansı hesablanmışdır. İmpedansın sıfra bərabər olma şərtləri araşdırılıb, impedansın sonsuzluğa bərabər olması şərtləri tapılmışdır.

Açar sözlər: aşqar, dayanıqsızlıq, impedans, tezlik, cərəyan sıxlığı.
PACS: 621 315.61

GİRİŞ.

Dayanıqsızlıq hadisəsinin praktiki tətbiqi, onun nəzəri öyrənilməsinə güclü maraq doğurur. Yüksək tezlikli generatorların, gücləndiricilərin düzəldilməsi,bir çox yarımkeçirici materiallarda, yükdaşıyıcıların keçiriciliyini müxtəlif temperatur intervalında, xarici elektrik sahəsinin təcrübəyə uyğun qiymətlərində və xarici maqnit sahəsinin təsirində nəzəri öyrənməyi tələb edir.

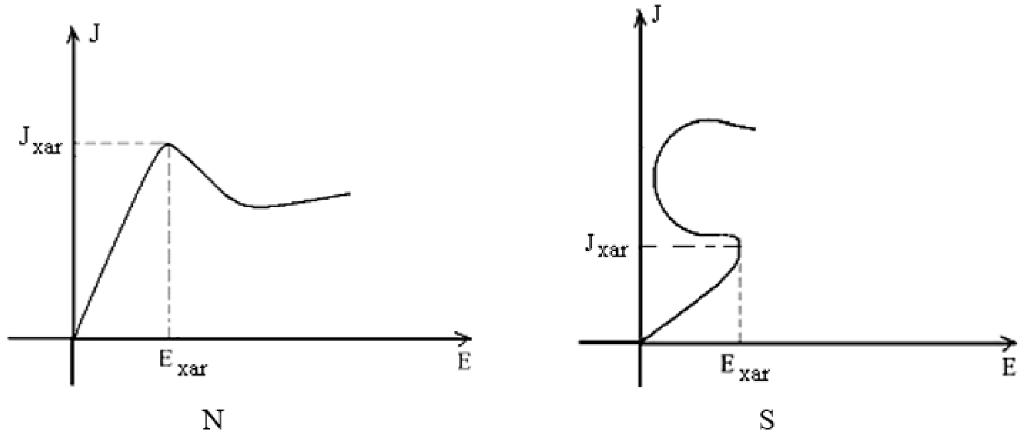
Elektrik və maqnit sahəsinin paralel şəklində [1] otaq temperaturunda elektron keçiricilikli cərəyan şiddətinin Ge elementində rəqsləri təcrübədə müşahidə olunmuşdur.

Bu rəqslərin tezlikləri 10-15 kilohers olmuşdur. Bu rəqslərin dəqiq nəzəri öyrənilməsi [3] ossilyator cihazının yaranmasına səbəb oldu. [4] işində göstərilmişdir ki, cərəyan şiddətinin rəqslərinin yaranması üçün, kənar yükdaşıyıcıların kristala injeksiyası lazımdır. Bir neçə yarımkeçiriçi materiallarda elektrik cərəyanının rəqsləri aşkar atomların olmasından çox asılıdır. Dərin tutma mərkəzləri olanda, bir çox yarımkeçirici materiallarda elektrik cərəyanının rəqsləri nəzəri olaraq öyrənilmişdir. Yükdaşıyıcıların aşqarlardan tutulması onların enerjilərindən asılıdır. Belə ki, yarımkeçiricinin keçiriciliyi azalsa, (mənfi diferensial keçiricilik) elektrik cərəyanının rəqsləri başlayır. Mənfi diferensial keçiriciliyin əmələ gəlmə mexanizmi aşağıdakı nəzəri mülahizəyə əsaslanır. Elektronların (o cümlədən deşiklərin) aşqarlar tərəfindən tutulma sürəti yükdaşıyıcıların öz enerjilərindən asılıdır. Xarici elektrik sahəsinin olması yükdaşıyıcıların enerjisini artırır və yükdaşıyıcıların stasionar konsentrasiyası güclü dəyişir. Aşqarlar yükdaşıyıcıları çox tez-tez (sürətlə) tutduqda, keçirici zonada onların sayı azalır və keçiricilik də azalır. Tutma mərkəzləri itələyici olduğu halda, elektrik sahəsi artdıqca elektronların tutulma sürəti də artır. Beləliklə, cərəyan şiddəti rəqs edir. Belə rəqslərə cərəyan rəqsləri deyilir və uyğun dayanıqsızlıq adlanır. Xarici elektrik və maqnit sahəsinin müxtəlif həndəsi yönəlməsində belə nəzəriyyə bir çox işlərdə öyrənilib.

Bu məqalədə xarici elektrik sahəsində yerləşən aşqarlı yarımkeçirici materiallarda yaranan cərəyan rəqslərinin fiziki şərtləri öyrənilir. Yaranan rəqslərin tezlikləri, yarımkeçirici mühitin fiziki kəmiyyətlərindən asılı olaraq tapılır.

KİÇİK SİQNAL NƏZƏRİYYƏSİ

Bircinsli nümunə xarici elektrik sahəsində yerləşsə, müəyyən E_{xar} - qiymətindən sonra cərəyan rəqsləri başlayır və şəkildə göstərildiyi kimi ya N-şəkilli ya da, S-şəkilli olur.



Şəkil. N-şəkilli volt-amper xarakteristikası, S-şəkilli volt-amper xarakteristikası

131, H.Javid ave, AZ-1143, Baku
ANAS, G.M.Abdullayev Institute of Physics
E-mail: jophphysics@gmail.com

Beləliklə $j=\sigma E$ Om qanunu $j=\sigma(E)E$ şəklinə düşür və $\sigma_d = \frac{dj}{dE} < 0$ mənfi diferensial keçiricilik olur. Radiotexnikadan məlumdur ki, nümunənin xassəsini Z impedansı ilə xarakterizə etmək daha əlverişlidir. Əgər yaranan rəqslərin tezliyi ω olarsa, onda $Z(\omega)$ olar. Cərəyan $J=J_0+\delta J(\omega)$. Gərginlik $u=u_0+\delta u(\omega)$ olar.

Onda, Om qanununa əsasən yaza bilərik:

$$Z(\omega)\delta J(\omega) = \delta u(\omega) \tag{1}$$

Tam cərəyan

$$\vec{J} = \vec{j} + \frac{\varepsilon}{4\pi}\cdot\frac{\partial E}{\partial t} \tag{2}$$

olar.

ε -dielektrik sabiti, $\vec{E}$ -tam elektrik sahəsidir. Nümunənin impedansının hesablanması əsas çətinlikdir. Belə ki, tezliyin $Jm(\omega)=0$ qiymətində $ReZ(\omega)<0$ olsa, nümunə $\omega=Re\omega+Jm\omega=Re\omega$ tezlikli siqnal gücləndiricisinə çevrilir. İmpedansın qütblərinin və sıfırlarının hesablanması aşağıdakı iki halda nəzəri cəhətdən maraqlıdır.

1) Verilmiş cərəyan rejimi: $\delta J=0$ olduqda, $\delta u(\omega)=0$, $Z(\omega)\neq 0$.

2) Verilmiş gərginlik rejimi: $\delta u(\omega)=0$ və $\delta J=0$, $Z(\omega)=0$ kökləri yaranan rəqslərin tezliklərini müəyyən edir.

Beləliklə, $Z(\omega)=0$, $\frac{1}{Z(\omega)}=0$ kökləri dövrədə əmələ gələn rəqslərin tezliklərini müəyyən edir. Belə dayanıqsızlığa bəzən impedans dayanıqsızlığı deyilir.

İndi bircinslilikdən kiçik kənaraçıxma halında xarici elektrik sahəsində yerləşən təmiz yarımkeçiricilərdə (aşqarsız yarımkeçirici) yaranan rəqslərin tezliklərini hesablayaq.

DAXİLİ RƏQSLƏRİN YARANMASI

İxtiyarı yarımkeçirici nümunənin daxilində yükdaşıyıcıların paylanması xarici elektrik sahəsinin qiymətindən asılı olaraq dəyişir. Əgər xarici elektrik sahəsi kiçik fluktuasiyaya uğrayıbsa,

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \delta\vec{E}(x,t) \tag{3}$$

Onda gərginliyin nümunənin ixtiyarı nöqtəsində dəyişməsi belə olar:

$$\delta u(t) = \int_0^L \delta E(x,t)dx$$

L-nümunənin elektrik sahəsi istiqamətindəki uzunluğudur.

(2) tənliyindən

$$\delta J(t) = \frac{\varepsilon}{4\pi}\cdot\frac{\partial \delta E(x,t)}{\partial t} + \delta j(x,t) \tag{4}$$

alarıq

Belə ki, $j = en\mu E - e\frac{\partial}{\partial x}(Dn)$

$$\delta j = e\mu_0 E_0 \delta n + \sigma_0 \delta E - e\frac{\partial}{\partial x}\left(D_0\delta n + n_0\frac{dD}{dE}\delta E\right) \tag{5}$$

burada

$$\sigma = en_0\left[\frac{d(\mu E)}{dE}\right]_{E=E_0} \tag{6}$$

Əgər ρ -elektronların həcm sıxlığıdırsa, onda ρ_0 -tərpənməz yüklərin sıxlığı olar:

$$\rho = e\cdot n$$

Yaranan rəqslərin tezliklərini aşağıdakı tənliklər sistemindən tapmaq lazımdır.

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + div\,\vec{j} = 0 \tag{7}$$

$$div\vec{E} = \frac{4\pi}{\varepsilon}(\rho - \rho_0) \tag{8}$$

Bircinsli halda tam cərəyan yalnız zamandan asılıdır:

$$\vec{J} = \vec{J}(t) \tag{9}$$

$E=E_o+\delta E$, $n=n_o+\delta n$, $\rho=\rho_o+\delta\rho$ yaxınlaşmasında $\delta E<<E_o$, $\delta n <<n_o$, $\delta\rho << \rho_o$ şərtlərində (7, 8, 9) tənliklərindən alarıq:

$$\hat{R}(\omega)\delta E(x,\omega) = \beta\delta J(\omega) \tag{10}$$

burada

$$\hat{R}(\omega) = a_2\frac{d^2}{dx^2} + a_1\frac{d}{dx} + a_0$$

$$a_2 = D_0,\quad a_0 = i\omega - \frac{4\pi}{\varepsilon}\sigma$$

$$a_1 = -\mu_0 E_0 + \frac{8\pi}{\varepsilon}E_0\rho_0\dot{D} \tag{11}$$

$$\beta = -\frac{4\pi}{\varepsilon};\quad \dot{D} = \frac{dD}{d(E^2)}$$

(10) tənliyini həll etmək üçün elektrik sahəsinin nümunənin sərhəddində qiymətləri məlum olmalıdır. Fərz edək ki, kiçik dəyişmələr üçün sərhəd şərtləri belədir:

$$\delta E(0,t) = \delta E(L,t) = 0 \tag{12}$$

(10-11-12) ifadələrindən

$$\delta E(x,\omega) = \frac{\beta}{a_0}\delta J + \sum_k A_k e^{ikx} \tag{13}$$

alarıq.

$$k = \frac{2\pi}{L}m;\quad m = \pm1, \pm2, \pm3, ...$$

$$\delta u(\omega) = \frac{\beta L}{a_0}\delta J = Z(\omega)\delta J$$

$$Z = -\frac{4\pi L}{\varepsilon}\cdot\frac{1}{i\omega - \frac{4\pi}{\varepsilon}\sigma} \qquad (14)$$

(14) ifadəsindən görünür ki, $\sigma < 0$ olduqda, $Z(\omega)$ qütbə malikdir,

$$\omega = -i\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}$$

qütb yuxarı yarımmüstəvidə olur və dayanıqsızlıq halı yaranır.

REKOMBİNASİYA OLAN YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ XARİCİ DAYANIQSIZLIQ.

Daxili dayanıqsızlıq zamanı nümunənin daxilində spontan olaraq elektrik sahəsi və konsentrasiya rəqsləri başlayır. Ancaq belə rəqslər xarici elektrik cərəyanını dəyişdirə bilmir. Belə rəqsləri müşahidə etmək təcrübədə xüsusi zond üsulu tələb edir. Xarici dayanıqsızlıq zamanı elektrik cərəyanı rəqs edir ki, bu tezlikləri ossilloqraf ölçür.

Əsas məqsəd rekombinasiya hesabına yaranan cərəyan rəqslərini tədqiq etmədən, bəzi yarımkeçiricilərdə rekombinasiya mexanizmini nəzərdən keçirməkdir. Bəzi aşqarlar yarımkeçiricilərdə bir neçə halda tutma mərkəzləri yaradır. Məsələn, birqat, ikiqat və s. mənfi və müsbət mərkəzlər. Qızıl atomları germanium elementinə aşqar edildikdə neytral, birqat müsbət, ikiqat və üçqat mənfi mərkəzləri yaradır. Mis atomları germaniumda birqat, ikiqat və üçqat mənfi mərkəzlər yaradır. Belə aşqar mərkəzlərə qadağan olunmuş zolaqda uyğun enerji səviyyələri uyğun gəlir. Bu enerji zolaqları keçirici zolaqlardan və valent zolağından müxtəlif enerji məsafəsində olurlar. Qadağan zolağının müxtəlif yerlərinə düşməsindən asılı olaraq, onlara dərin tutma mərkəzləri də deyilir. Həmin mərkəzlər elektron və deşikləri tuta bilirlər. Belə rekombinasiya və generasiya ehtimalları müxtəlifdir. Belə rekombinasiya keçirici zonada yükdaşıyıcıların sayını dəyişdirir və elektrikkeçiricilik dəyişir. Xarici temperaturun qiymətindən və təcrübə şəraitindən asılı olaraq aşqar mərkəzlər aktiv və qeyri-aktiv olurlar. Məsələn, otaq temperaturunda qızıl aşqarlarının germanium yarımkeçiricisində birqat və ikiqat mənfi mərkəzləri daha aktiv olur.

Elektrik sahəsində yükdaşıyıcılar elektrik sahəsindən l sərbəst yolunda eE_0l enerjisini alırlar. Bu enerji mənfi mərkəz ətrafında olan itələyici Kulon sahəsini keçməyə kifayət edirsə, yük daşıyıcı (elektron və yaxud deşik) bu mərkəzdən keçir, kifayət etmirsə, onun ətrafından çıxa bilmir. Bundan başqa, yükdaşıyıcılar aşqarlardan da keçirici zonaya çıxa bilərlər. Belə ki, əgər temperatur T elektronun keçirici zonaya çıxmasına lazım olan enerjiyə uyğun olursa, yəni $k_oT \geq \varepsilon$ olursa, belə tullanma olur. Tutulma prosesi yükdaşıyıcıların sayını azaldır, buraxma prosesi isə artırır. Hər iki prosesin eyni olması yükdaşıyıcıların keçirici zonada sayını dəyişmir.

Biz yalnız elektron keçiriciliyinə malik yarımkeçirici üçün hüsablama aparacayıq.

Qeyri-xətti rekombinasiya hadisəsində elektronların sayını n_t işarə etsək, $\rho=e(n+ n_t)$ olar (15).

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = c_0\{n(N-n_t)\nu(E) - n_1 n_t\} \qquad (16)$$

tənliyi tutulma və buraxılma prosesində elektronların sayının dəyişilməsini göstərir. N- mənfi mərkəz $n_1 = \frac{n(N-n_t)\nu(E)}{n_t}$ tarazlıq halında elektronların sayını göstərən həddir.

$$E = E_0 + \delta E, \quad n = n_0 + \delta n, \quad \rho = \rho_0 + \delta\rho, \quad n_t = n_{t,0} + \delta n_t \qquad (17)$$

şərtləri doğru olduqda, uyğun tənlikləri xəttiləşdirdikdən sonra

$$\hat{R}(\omega)\delta E(x,\omega) = \beta\delta J(\omega) \qquad (18)$$

aşağıdaki əmsallarla ifadə olunur.

$$\hat{R}(\omega) = b_2\frac{d^2}{dx^2} + b_1\frac{d}{dx} + b_0 \qquad (19)$$

burada

$$b_2 = D(1 - i\omega\tau_g), \quad \beta_2 = -\frac{4\pi}{\varepsilon}\left(\frac{\tau_g}{\tau_r} - i\omega\tau_g\right)$$

$$b_1 = -\mu_0 E_0\left[\frac{D\tau_g}{\mu_0 E_0 \tau_M \tau_c}\cdot\frac{d\ln\nu(E)}{d\ln E} + 1 - i\omega\tau_g\right] \qquad (20)$$

$$b_0 = \left\{\omega^2\tau_g^2 + i\omega\tau_g\left(\frac{\tau_g}{\tau_M} + \frac{\tau_g}{\tau_r}\right) + \frac{\tau_g^2}{\tau_M\tau_c}\left(\frac{d\ln\nu}{d\ln E} - 1\right) + \frac{\tau_g}{\tau_M}\right\}\frac{1}{\tau_g}$$

$\tau_M = \dfrac{\varepsilon}{4\pi e n_0 \mu}$ - Maksvel relaksasiya müddəti

$\tau_g = \dfrac{n_{t,0}}{c_0 \nu(E_0) N n_0}$ - generasiya (yaranma) müddəti

$\tau_c = \dfrac{1}{c_0 \nu(E_0)(N n_{t,0})}$ - tutulma müddəti

$\tau_r = \dfrac{\tau_c \tau_g}{\tau_c + \tau_g}$ - sərbəst yükdaşıyıcıların yaşama müddətidir.

$\delta J(\omega) = \dfrac{1}{Z(\omega)} \int_0^L \delta E(x,\omega) dx$ - ifadəsindən impedansı hesablamaq olar. Əvvəlki hesablamalarda olduğu kimi, elektrik sahəsinin sərhəd şərtlərini nəzərə almaq lazımdır.

$$Z(\omega) = \frac{1}{\delta J(\omega)} \int_0^L \delta E(x,\omega) dx$$

Bircinslilik şərtində

$$\delta E(0,t) = \delta E(L,t) = 0 \qquad (21)$$

Kontaktlarda heç bir injeksiya olmamalı, olsa da (21) şərti ödənməlidir.

Periodiklik şərtində

$$\delta E(L,t) = \delta E(0,t),\ \delta\rho(L,t) = \delta\rho(0,t) \qquad (22)$$

yaxud

$$\delta E(L,\omega) = \delta E(0,\omega), \qquad \delta\rho(L,\omega) = \delta\rho(0,\omega) \quad \frac{\partial \delta E}{\partial x}\Big|_{x=0,L} = 0 \qquad (23)$$

Puasson tənliyinə əsasən (22) və (23) şərtlərini ümumi şəkildə aşağıdakı kimi yazmaq olar.

$$\left(\alpha_1 \delta E + \beta_1 \frac{\partial \delta E}{\partial x}\right)_{x=0} = 0$$
$$\left(\alpha_2 \delta E + \beta_2 \frac{\partial \delta E}{\partial x}\right)_{x=1} = 0 \qquad (24)$$

α_1, α_2, β_1, β_2,-sabitlərdir.

Sərhəd şərtlərinin ümumi şəkili

$$\left(g_1 \delta E + \frac{\partial \delta E}{\partial x}\right)_{x=0} + h_1 \delta J = 0$$
$$\left(g_2 \delta E + \frac{\partial \delta E}{\partial x}\right)_{x=L} + h_2 \delta J = 0 \qquad (25)$$

kimi də yazıla bilər. g_1, g_2, h_1, h_2 kontaktın xassəsindən asılı sabitlərdir. Yuxarıda göstərilən sərhəd şərtindən istifadə etdiyimiz halda impedans

$$Z(\omega) = \frac{4\pi L}{\varepsilon} \cdot \frac{\tau_g^2 \left(i\omega - \dfrac{1}{\tau_r}\right)}{(\omega\tau_g)^2 + i\omega\tau_g\left(\dfrac{\tau_g}{\tau_M} + \dfrac{\tau_g}{\tau_r}\right) + \dfrac{\tau_g^2}{\tau_M \tau_c}\left(\dfrac{d\ln\nu}{d\ln E} - 1\right) - \dfrac{\tau_g}{\tau_M}} \qquad (26)$$

olur.

(26) ifadəsindən görünür ki, $\omega = -i\dfrac{1}{\tau_r}$ olsa $Z(\omega)=0$ olur. İmpendansın qütblərinin olması $x_2+\varphi x+\varphi_o=0$ kvadrat tənliyin həllindən tapılmalıdır.

$$x = \omega\tau_g, \quad \varphi = i\left(\frac{\tau_g}{\tau_M} + \frac{\tau_g}{\tau_r}\right)$$

$$\varphi_0 = \frac{\tau_g^2}{\tau_M \tau_c}\left(\frac{d\ln\nu}{d\ln E} - 1\right) - \frac{\tau_g}{\tau_M}$$

Qütblərin biri $\dfrac{\tau_g}{\tau_c}\left(\dfrac{d\ln\nu}{d\ln E} - 1\right) > 1$ şərtində (27) dayanıqsızlığa gətirir və cərəyan rəqs edir. (27) şərtini aşağıdakı kimi də yazmaq olar.

$$\frac{d\ln\nu}{d\ln E} - 1 \geq \frac{n_1}{N\left(1 - \dfrac{N_g}{N}\right)^2 \nu(E_0)} \qquad (28)$$

(28) şərti ödənirsə,

$$|\sigma| > \sigma_c = \frac{e n_0 \mu}{1 - \dfrac{n_{t,0}}{N}} \cdot \frac{n_0}{n_{t,0}}$$

$$\sigma = e n_0 \mu\left(1 - \frac{d\ln\nu}{d\ln E}\right) < 0$$

olmalıdır.

Deməli, rekombinasiya qeyri-xətliliyi varsa və (28) şərtləri ödənirsə, nümunədə elektrik rəqsləri yaranır və cərəyan rəqsləri başlayır. Bunun üçün $|\sigma| > \sigma_c$ olmalıdır.

(26) ifadəsindən görünür ki, impedansın qütblərindən biri

$$\frac{d\ln\nu}{d\ln E}=\left(1+\frac{\tau_c}{\tau_g}\right)>1 \qquad (29)$$

şərtində,

$$\omega=-i\tau_g^2\frac{\tau_r+\tau_M}{\tau_M\tau_r} \qquad (30)$$

qiymətində baş verir. Belə olduqda, nümunənin müqaviməti çox böyük olduğuna görə (yəni riyazi olaraq ∞ olur), cərəyan rəqsləri kəsilir.

İndi (21) sərhəd şərtindən istifadə edərək. (18) tənliyindəki $\hat{R}(\omega)$ operatorunu aşağıdakı kimi yaza bilərik.

$$\hat{R}(\omega)=-b_2k^2+ikb_1+b_0 \qquad (31)$$

$$k_{1,2}=\frac{1}{2b_2}\left(ib_1\pm\sqrt{-b_1^2+4b_2b_0}\right) \qquad (32)$$

$$\delta E(x,\omega)=\frac{\beta}{b_0}\delta J(\omega)\left\{1+\frac{\left(e^{y_2}-1\right)e^{ik_1x}-\left(e^{y_1}-1\right)e^{ik_2x}}{e^{y_1}-e^{y_2}}\right\} \qquad (33)$$

$y_1=ik_1L$, $\quad y_2=ik_2L$ və impedans

$$Z(\omega)=\frac{\beta}{b_0\left(e^{y_1}-e^{y_2}\right)}\left\{L\left(e^{y_1}-e^{y_2}\right)+\left(e^{y_1}-1\right)\left(e^{y_2}-1\right)\frac{k_2-k_1}{ik_1k_2}\right\} \qquad (34)$$

Əgər $\dfrac{D_0}{L\left|\mu_0E_0-\frac{8\pi}{\varepsilon}E_0\rho_0\dot{D}\right|}<<1$ olsa, impendansın sıfırları və qütbləri aşağıdakı ifadədən tapılmalıdır. (34) ifadəsindən görünür ki, y_1 və y_2 qiymətlərindən asılı olaraq, $Z(\omega)$-in mənfi qiymətləri dayanıqsızlıq şərtlərini göstərəcək. Aşağıda göstərilən nəzəri tədqiqatlar dayanıqsızlıq şərtlərinin intervallarını göstərəcək.

Fərz edək ki, $y_2=\alpha y_1$-dir. Onda

$$Z(\omega)=\frac{L\beta}{b_0}\left\{1+\frac{\left(e^{y_1}-1\right)\left(e^{\alpha y_1}-1\right)}{e^{y_1}\left(1-e^{\alpha}\right)}\cdot\frac{(\alpha-1)}{i\alpha y_1}\right\} \qquad (35)$$

olur.

(35) ifadəsindən görünür ki, α-nın dəyişmə intervalından asılı olaraq $Z(\omega)=0$, yaxud $Z(\omega)=\pm\infty$ nöqtələrindən keçir. Belə nöqtələrin sayı çoxdur. Ona görə, α -nın müxtəlif qiymətlərində $Z=0$, $\pm\infty$ qiymətlərini axtaracayıq. Aydındır ki, $Z(\omega)<0$ qiymətləri dayanıqsızlıq halı olacaq.

1) $\alpha<<1$ halına baxsaq,

$$\frac{\mathrm{Re}\,Z}{Z_0}=1+\frac{e^{\alpha\varphi}\sin\alpha\gamma}{\alpha^2\left(\varphi^2-\gamma^2\right)},\quad \frac{JmZ}{Z_0}=\frac{1-e^{\alpha\varphi}\cos\alpha\gamma}{\alpha^2\left(\varphi^2-\gamma^2\right)}$$

olur.

$$y_1=\varphi+i\gamma \qquad (36)$$

(36) ifadəsindən görünür ki, $JmZ=0$ olması

$$\sin\alpha\gamma=\left(1-e^{-2\alpha\beta}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (37)$$

qiymətində mümkündür. (37)-ni (36)-da yerinə yazsaq və $\alpha\beta<<1$ şərtini nəzərə alsaq,

$$\frac{\mathrm{Re}\,Z}{Z_0}=\frac{2^{\frac{1}{2}}\left(1+\alpha\beta\right)^{\frac{3}{2}}}{\alpha^2\left(\varphi^2-\gamma^2\right)}+1 \qquad (38)$$

alarıq.

(38) ifadəsindən görünür ki, i $\varphi=\gamma$, mənfi qiyməti isə $\gamma>\varphi$ olanda mpedansın sonsuzluq qiyməti baş verir. Dayanıqsızlıq halı $\gamma>\varphi$ (39) olduğu üçün, biz bunu tədqiq edəcəyik.

$$y_1=\varphi+i\gamma$$

Elementar riyazi tədqiqat göstərir ki,

$$\vartheta_0=4D\omega\tau_g\left(\frac{\tau_g}{\tau_M}+\frac{\tau_g}{\tau_r}\right) \qquad (40)$$

$$|q|>\frac{L\vartheta_0}{D\tau_M\tau_c} \qquad (41)$$

şərti xarici dayanıqsızlığa gətirir və bu da təcrübə şəraitinə uyğun gəlir. (40) ifadəsindəki tezliyin qiyməti belədir:

$$\omega^2=\frac{1}{\tau_M\tau_g}\left[1+\frac{\tau_g}{\tau_c}\left(1+|q|\right)\right] \qquad (42)$$

$|q|>1$ və (41) şərtindən elektrik sahəsinin aşağı sərhəd qiyməti üçün (dayanıqsızlıq başlayan qiymət) alırıq.

$$E_0=\frac{D\tau_M\tau_c}{L\mu_0} \qquad (43)$$

$|q| > 1$ göstərir ki, elektrik sahəsi artıqca yükdaşıyıcıların tutulması daha effektiv olur. Tezliyin (42), elektrik sahəsinin (43) qiymətləri təcrübi qiymətlərə uyğun gəlir.

NƏTİCƏLƏR

Bir və ikiqat mənfi tutma mərkəzləri olduqda impedansın ifadəsi hesablanmısdır.

$|q| > 1$ şərtində yaranan rəqslərin tezliyi (42) və elektrik sahəsinin dayanıqsızlıq başlayan anda qiyməti (43) tapılmışdır.

Elektron hesablama maşınında $Z(\omega)$-nı hesablamaq üçün riyazi düstür verilmişdir.

---

[1] *В.Л. Бонг-Бруевич, П.С. Серебренников.* Радиотехника и электроника. XIV, 1969, 1648.

[2] *Ф.Г. Басс, С.И. Ханкина, В.М. Яковенко.* ЖЭТФ, 1966, 50, 102.

[3] *О. Моделунг.* Физика полупроводниковых соединений III и V групп. "Мир", 1967, 472.

[4] *В.Л. Бонг-Бруевич, И.П. Звягин, А.Г. Миронов.* Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. "Наука", 1972, 520.

[5] *A.L. Demizel, A.Z. Panahov, E.R. Hasanov.* Advanced Studies in Theoretical Physies. 2013, vol. 8, № 22, p.1077-1086.

[6] *E.R. Hasanov, R.K. Mustafayeva.* Internal and External Instability in Low Dimensional Conducting Medias. IOSR Journal of Applied Physics. vol.11, Issuel ser.11, Jan.-Feb., 2019, p. 8-12.

Э.О. Мансурова

УСЛОВИЯ ВНУТРЕННЕЙ И ВНЕШНЕЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ НАЛИЧИИ РЕКОМБИНАЦИИ

Приведен теоретический анализ условий появления колебаний тока и определены соответствующие значения частоты и электрического поля в чистых и примесных полупроводниках. Найдены условия обращения в ноль импеданса

E.O. Mansurova

CONDITIONS OF INTERNAL AND EXTERNAL INSTABILITY IN SEMICONDUCTORS IN THE PRESENCE OF RECOMBINATION

A theoretical analysis of the conditions for the appearance of current oscillations is given and the corresponding values of frequency and electric field in pure and impurity semiconductors are determined. The conditions for converting to zero impedance are found.

Qəbul olunma tarixi: 25.02.2020