ЗА ТЕМПЕРАТУРНАТА ЗАВИСНОСТ НА ЕФЕКТОТ НА ТРАНСФОРМАЦИЈА НА ЕЛЕКТРОМАГНЕТНА ЕНЕРГИЈА ВО ЗВУЧНА ВО ТАНКИ МЕТАЛНИ ФИЛМОВИ

Ѓ. Ј. Ивановски

1. УВОД

Заемодејството на електроните на проводноста со јоните на металите е причина за разни, на прв поглед, далечни една од друга појави. Последните години се обрнува внимание на улогата што електроните на проводноста ја имаат во разни аспекти на динамиката на кристалната решетка. Јоните и електроните на проводноста како целина образуваат во електромеханичен однос рамнотежен систем. Целосноста на системот се остварува со помош на силите, кои делуваат помеѓу решетката и електроните на проводноста. Деформациите на решетката доведуваат до појава на сили, кои делуваат на електроните на проводноста. Од своја страна, на решетката делуваат сили од страна на системот изведени од состојбата на рамнотежа електрони. Тоа доведува во равенките на теоријата на еластичноста до нови членови, кои се функционални од функцијата на распределба на електроните на проводноста.

Една од појавите која е условена со заемодејството меѓу кристалната решетка и електроните на проводноста е појавата на трансформација на електромагнетни и звучни бранови во металите: електромагнетниот бран, кој паѓа на метална површина, ги изведува од состојба на рамнотежа електроните на проводноста, чие осцилаторно движење ги „разнишува" јоните на кристалната решетка на металот. Како последица на тоа од границата на металот се шири звучен бран.

За опишување на заемодејството помеѓу електромагнетните и звучните бранови во проводни средини, служи системот од равенки на теоријата на еластичноста, равенките на Максвел и кинетичката равенка за функцијата н распределба на електроните, кои меѓу себе се поврзани (В. М. Конторович (1)).

Овој труд е посветен на прашањето за температурната зависност на ефектот на трансформација во танки метални филмови, кога дебелината на филмот d е многу помала од ефективната должина на слободниот пат на електроните $l_{еф}$, во отсуство на константно магнетно поле. Треба да напомниме, дека фреквентната зависност на ефектот на трансформаuија детално е анализирана во масивни образци и танки метални филмови, во отсуство на константно магнетно поле во (2—5). Меѓутоа, експериментални резултати кои би го разгледувале овој ефект во широк фреквентен интервал не се направени. Тоа, по се изгледа, е поврзано со тешкотии од експериментален карактер кои се јавуваат, кога е потребна промена на фреквенцијата во широк интервал. Многу е полесно, како што се покажа последниве години, експериментално да се регистрира температурната зависност на ефектот на трансформација на електромагнетни во звучни бранови (6—8). Во (6) мерена е температурната зависност на коефициентот на трансформација во близината на критичната точка на супрапроводниот премин. При фреквенции од 9.10^9 Hz за Г е добиена вредност $5 \cdot 10^{-5}$. Во танки филмови од Sn и Au при $l \gg d$ ефектот на трансформација е проучуван во (7). Мерењата се вршени при температура под и околу 4.2 K. Добиено е, дека коефициентот на траснформација во Sn изнесува 1.10^{-5}, а во Au тој е $2{,}5\,.10^{-5}$. Во температурен интервал 1,4—4,2 K вредностите (за нормална состојба на металот) за Г врактично не зависат од температурата. Во суперпроводна состојба вредностите нагло паѓаат со T. Температурната авискост на коефиuиентот на трансформација во температурен минтервал 4,2—100 K е испитана во (8) во танки метални филмови од Sn, In и Au. Теорија која може да послужи за објаснување на овие резултати е предложена во (9). Во овој труд се добиени теориски резултати кои можат да послужат за објаснување на експерименталните резултати од (8).

Зависноста од температурата ќе ја проучиме феноменолошки. Ќе сметаме, дека единствено чувствителен параметар од температурата е должината на слободниот пат на електронинте l, т.е. $l = l(T)$. Тогаш задачата се сведува на проучување на ефектот на трансформација зависно од l.

2. Систем од равенки и нивно решавање

Како и во (3) разгледуваме електромагнетен бран со фреквенција ω кој паѓа на метален филм чија дебелина е d, а за основа има диелектричен полупростор. Сметаме, дека оската z се совпаѓа со една од оските на симетрија на кристалот, а полето $\vec{E}(z) \equiv E_x(z)$. Пресметувањата на полето се прават занемарувајќи го звучниот бран. За таа цел се решава линеаризираната кинетичка равенка

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} + Vz\,\frac{\partial \chi}{\partial z} + \frac{1}{\tau}\,\chi = eV_x E_x(z) \tag{1}$$

каде $\chi(z, \vec{V})$ е нерамнотежен додаток кон фермиевската функција на распределба; $\frac{1}{\tau} \equiv \nu$ — фреквенција на судири на електроните на проводноста; $\vec{V} = \{V_x, V_z\}$ — брзина, а e — полнеж на електроните.

Равенката (1) ја решаваме користејќи ги феноменолошките гранични услови

$$\begin{aligned}\chi(o, V_z > 0) &= q\,\chi(o, V_z < 0)\\ \chi(d, V_z < 0) &= q\chi(d, V_z > 0)\end{aligned} \tag{2}$$

каде q е феноменолошки параметар чии вредности се во интервалот $0 \leqslant q \leqslant 1$. Со помош на (2), за x добиваме

$$\chi(P_z > 0) = \frac{1}{\exp\left(2\dfrac{\nu + i\omega}{V_z}\right) - q^2}\left\{q^2 \frac{eV_x}{V_z}\int\limits_z^d E(z')\exp\left[\frac{\nu + i\omega}{V_z}(z' - Z)dz' + \right.\right.$$

$$+ q\frac{eV_x}{V_z}\int\limits_0^d E(Z')\exp\left[-\frac{\nu + i\omega}{V_z}(z' + Z)\right]dz' +$$

$$\left. + \frac{eV_x}{V_z}\exp\left(2\frac{\nu + i\omega}{V_z}d\right)\int\limits_0^z E(z')\exp\left[\frac{\nu + i\omega}{V_z}(z' - Z)\right]dz'\right\} \tag{3}$$

$$\chi(V_z < 0) =$$

$$-\frac{1}{\exp\left(-2\dfrac{\nu + i\omega}{V_z}d\right) - q^2}\left\{q^2\frac{eV_x}{V_z}\int\limits_0^z E(z')\exp\left[\frac{\nu + i\omega}{V_z}(z' - Z)\right]dz' + \right.$$

$$+ q\frac{eV_x}{V_z}\int\limits_0^d E(z')\exp\left[-\frac{\nu + i\omega}{V_z}(z' + Z)\right]dz' +$$

$$\left. + \frac{eV_x}{V_z}\exp\left(-2\frac{\nu + i\omega}{V_z}\right)\int\limits_z^d E(z')\exp\left[\frac{\nu + i\omega}{V_z}(z' - Z)\right]dz'\right\} \tag{3'}$$

Со помош на (3)—(3′) ја пресметуваме густината на струјата. Поставувајќи го добиениот резултат во равенките на Максвел, за полето $E_x(Z)$, ја добиваме следната интегро-диференцијална равенка:

$$\frac{d^2E_x(z)}{dz^2} - i\frac{4\pi\omega}{c^2}\frac{1}{d}\int\limits_0^d \sigma(z, z')\,E_x(z')\,dz' = 0 \tag{4}$$

каде операторот на проводноста $\sigma(z, z')$ го има следниот облик

$$\sigma(z, z') = \frac{2e^2 d}{(2\pi\hbar)^3} \oint_{(V_z>0)} \frac{dS}{V} \frac{V_x^2}{V_z} \cdot$$

$$\frac{\exp\left[\frac{\nu+i\omega}{V_z}(d-(z'-z))\right]+q^2\exp\left[-\frac{\nu+i\omega}{V_z}d-(z'-z))+2qch\frac{\nu+i\omega}{V_z}(d-(z'+z))\right.}{\exp\left(\frac{\nu+i\omega}{V_z}d\right)-q^2\exp\left(-\frac{\nu+i\omega}{V_z}d\right)} \tag{5}$$

c е брзина на светлината; $\hbar$ —планкова константа.

Во општ случај равенката (4) не се решава, но во интересниот за нас случај кога ефективната должина на слободниот пат е многу поголема од дебелината на металниот филм, т.е.

$$d \ll l\,(1 + \omega^2 \tau^2)^{-1/2} \tag{6}$$

од (4) можат да се добијат доволно прости решенија

$$\begin{aligned} E(z) &= E(o) - i\frac{\omega}{c}H(o)z + \frac{i\beta}{1-i\frac{\beta}{3}}\frac{1}{d^2}\left[E(o) - i\frac{d\omega}{2c}H(o)\right]z^2 \\ H(z) &= H(o) + \frac{i\beta}{1-i\frac{\beta}{3}}\frac{1}{d^2}\left[2i\frac{c}{\omega}E(o) + dH(o)\right]z \end{aligned} \tag{7}$$

кои ги задоволуваат граничните услови за непрекинатост на електричниот и магнетниот вектор на границата на две средини. Со β е означено

$$\beta = \frac{d^2}{\delta^2_{e\varphi}} \tag{8}$$

а $\delta_{e\varphi}$ претставува ефективна скинова длабочина, но нема нагледна смисла, како што е тоа случај во масивни образци, поради тоа што полето нема експоненцијален карактер. Ако електроните се рефлектираат еластично ($q = 1$), тогаш

$$|\beta| = \begin{cases} \frac{1}{2}\frac{d^2}{\delta_0^2}\frac{\omega l}{V_F}; & \omega\tau \ll 1 \\ \frac{1}{2}\frac{d^2}{\delta_0^2}; & \omega\tau \gg 1 \end{cases} \tag{9}$$

каде $\delta_0 = \frac{c}{\omega_0}$, ω_0 — плазмена фреквенција; V_F — фермиевска брзина.

При дифузна рефлексија на електроните од површината ($q = 0$), β ја има следната приближна вредност

$$\beta \approx \frac{d^3 \omega}{\delta_0^2 V_F} \tag{10}$$

Изразот за полето (7) може да биде искористен за пресметување на амплитудата на звучните бранови, за која треба да се напишат равенките на теоријата на еластичноста

$$\begin{aligned} &\frac{d^2 U_x(z)}{dz^2} + k^2 U_x(z) = \frac{1}{\rho S^2} F_x(z); \qquad 0 \leqslant z \leqslant d \\ &\frac{d^2 U_x^{\triangle}(z)}{dz^2} + k_{\triangle}^2 U_x^{\triangle} F(z) = 0 \qquad\qquad z > d \end{aligned} \tag{11}$$

каде U_x и $U_x^{\triangle}$ се амплитуди на звучните осцилации во металот и диелектрикот соодветно; ρ-густина на металот; $k = \frac{\omega}{S}$ и $k_{\triangle} = \frac{\omega}{S_{\triangle}}$ — бранови вектори на звучниот бран во металот и диелектрикот соодветно, а S и $S_{\triangle}$ нивни брзини

Дополнителните сили кои се јавуваат во равенките на теоријата на еластичноста $F_x(z)$ и се условени со дејството на електроните на проводноста врз решетката, го имаат следниот облик (1):

$$F_x(z) = \frac{\partial}{\partial z} \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \oint \frac{dS}{V} \Lambda xz\, \chi(z, \vec{V}) + \frac{m_0}{e} \frac{\partial j_x(z)}{\partial t} \tag{12}$$

каде m_0-масата на слободни електрони; $\vec{j} \equiv j_x$ густината на струјата на електроните.

Тензорот $\Lambda_{ik} = \lambda_{ik} - \overline{\lambda_{ik}}$, а λ_{ik} ја дава промената во законот на дисперзија на електроните на проводноста; цртата означува средна вредност на ферми површина.

Деформационата сила (првиот член во (12)) е условена од директното електрон-фононско заемодејство. Инерционата сила (вториот член во (12)) се појавува како последица на неинерцијалноста на координатниот систем поврзан со решетката која осцилира.

Равенките на теоријата на еластичноста се решаваат, едновремено задоволувајќи ги граничните услови: равенство на поместувањата и напрегањата на границата која разделува две средини. На границата метал-диелектрик треба да бидат задоволени условите

$$U_x(d) = U_x^{\triangle}(d)$$

$$\frac{d\,U_x(z)}{dz}\bigg|_{z=d} + \frac{1}{\rho S^2}\,\frac{2}{(2\pi\hbar)^3}\oint\frac{dS}{v}\Lambda_{xz}\,\chi(d,\vec{v}) = \frac{\rho_{\triangle}}{\rho}\left(\frac{S_{\triangle}}{S}\right)^2\frac{dU_x^{\triangle}}{dz}\bigg|_{z=d} \tag{13}$$

На границата со вакум ($z = 0$)

$$\frac{d\,U_x(z)}{dz}\bigg|_{z=0} + \frac{1}{\rho S^2}\,\frac{2}{(2\pi\hbar)^3}\oint\frac{dS}{V}\,\Lambda_{xz}\,\chi(0,\vec{v}) = 0 \tag{14}$$

Не е тешко да се види, дека амплитудата на звучниот бран кога ги задоволува граничните услови (13)—(14), го има следниот облик (види /3/):

$$U_0 = \frac{J(\omega,k)}{i\omega\rho S} \tag{15}$$

Во (15) е претположено, дека акустичните отпори на металот и диелектрикот се блиски, што го оправдува методот на сукцесивни апроксимации, кој се користеше при пресметувањето на електричното поле. Функцијата $J(\omega,k)$ зависи сложно од фреквенијата и брановиот вектор, и е пресметана за два гранични случаја: а) чиста еластична рефлексија ($q = 1$) и б) чиста дифузна рефлексија ($q = 0$). Во првиот случај трансформаиијата е условена со волуменските сили, а во второт случај, покрај волуменска делува и површинска сила. Во условите на задачата, како што покажуваат резултатите, при дифузна рефлексија доминира површинскиот механизам, која ги „поклопува" останатите механизми. Ефектот на трансформација практично не зависи од должината на слободниот пат на електроните l, т.е. од температурата и соодветната зависност се опишува со формулите од (3). Овде подробно ќе ја разгледаме температурната зависност на ефектот на траснформација при еластична рефлексија на електроните ($q = 1$).

При ($q = 1$) за $J(\omega,k)$ се добива следниот израз

$$\begin{aligned} J = &-\frac{1}{e}\left\{-\tilde{m}\nu\sigma_0 + [i\,m_0\,\omega + \tilde{m}(\nu + i\,\omega)\,\sigma(\omega,k)]\right\}\times \\ &\times\left[\frac{\sin kd}{k}\,\frac{d\omega}{2c}\left(\frac{1}{\beta} - \frac{i}{3}\right)H(0) + \frac{i}{k^2}\,\frac{\omega}{c}\,H(o) - \frac{i}{k^3 d}\,\frac{\omega}{c}\,H(o)\sin kd\right] - \\ &-\frac{1}{e}\left\{[im_0\,\omega + (\nu + i\omega)\,\tilde{m}]\frac{\sigma_0}{1 + i\,\omega\tau}\,\frac{\sin kd}{kd} - \right. \\ &\left. -[im_0\omega + \tilde{m}(\nu + i\,\omega])\,\sigma(\omega,k)\frac{\sin kd}{kd}\right\}\frac{d^2\,\omega}{2c}\,\frac{1}{\beta}\,H(o) - \\ &-\frac{1}{e}\,[im_0\,\omega + (\nu + i\omega)\,\tilde{m}]\,\sigma(\omega,k)\,\frac{kd^2}{12}\left(\frac{1}{\beta} - i\right)\frac{d\omega}{c}\,H(o)\sin kd \end{aligned} \tag{16}$$

каде

$$\sigma(\omega, k) = \frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3} \oint \frac{dS}{V} \frac{(\nu + i\,\omega)\,V_x^2}{(\nu + i\omega)^2 + (kV_z)^2}\,; \quad \sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m^*} \tag{17}$$

n е густина на електроните; m^*-ефективна маса; $\tilde{m}$ игра улога на фононски полнеж ($\Lambda_{xz} = \tilde{m}\, V_x\, V_z$), а β се определува со (9).

3. Коефициент на трансформација

Трансформацијата на електромагнетна енергија во звучна ќе ја карактеризираме со коефициентот на трансформација Г кој претставува однос помеѓу густината на струјата на звучната енергија и густината на струјата на електомагнетна енергија, која паѓа на металниот филм

$$\Gamma = \frac{\rho S\omega^2\,|U|^2}{2Q_{em}} \tag{18}$$

Со цел да ги издвоиме главните членови во (16), ќе ги напишеме најнапред карактерните величини во задачата со димензии на должина и ќе го најдеме нивното место на скалата на должини. Такви величини се: l-должина на слободниот пат на електроните на проводноста, λ бранова должина на звукот, $\frac{V_F}{\omega}$ — пат што електронот го поминува за еден период на електриното поле, d-дебелина на филмот. Покрај овие, во задачата се појавуваат и други како нивна комнинација со безразмерни параметри, како што се kd, $\frac{l}{d}$ и др., а се условени со просторната ограниченост на образците и l_d -должина на слободниот пат на електроните кога ефективната скинова длабочина се изедначува со дебелина на филмот $d : l_d = 2\,\frac{\delta_0^2\,V_F}{d^2\,\omega}$.

Да напомнеме, дека ри $\omega \ll \nu$ и $l \ll l_d$, $|\beta| \ll 1$, а ако е $l \gg l_d$, тогаш $|\beta| \gg 1$. При $\omega \gg \nu$, големината на β се определува со односот помеѓу дебелината на филмот d и брановата должина $\delta_0 = \frac{c}{\omega_0}$.

Зависно од дебелината на филмот d, карактерините должини можат да се најдат на разни места на скалата на должини. За илустрација на температурната звисност на ефектот на трансформација, ќе разгледаме метални филмови, кои го задоволуваат условот

$$\left(\frac{V_F}{S}\right)^{1/2} \delta_0 \ll d \ll \delta_0 \tag{19}$$

Ако фревенкцијата на упадниот електромагнетен бран (а значи и на звучниот кого го генерира) ω го здоволува условот

$$\left(\frac{V_F}{S}\right)^{1/2}\frac{S}{d} \ll \omega \ll \frac{V_F}{d} \tag{20}$$

тогаш, може да се види дека има место синџирот неравенства

$$\frac{S}{\omega} \ll d \ll \frac{V_F}{\omega} \ll l_d \ll kd^2 \tag{21}$$

Коистејќи ги асимптотските изрази за $\sigma(\omega, k)$

$$\sigma(\omega, k) \approx \begin{cases} \dfrac{\sigma_0}{1+i\omega\tau}\left(1-\dfrac{1}{5}k^2 l^2\right); & kl \ll 1 \\ \dfrac{3\pi}{4}\,\dfrac{\sigma_0}{kl} \quad ; & kl \gg 1 \end{cases} \tag{22}$$

резултатите ќе ги претставиме во таблица

(Таблица 1)

l	$\dfrac{U_0}{U(0)}$	$\dfrac{\Gamma}{\Gamma(o)}$
$d \ll l \ll \dfrac{V_F}{\omega}$	$\dfrac{d^3 l_d}{\delta_0^2 l^2}\sin kd$	$\dfrac{d^2 V_F^2}{\omega_\triangle^2 l^4}\sin^2 kd$
$\dfrac{V_F}{\omega} \ll l$	$\dfrac{\delta_0^2}{dl_d}\sin qd$	$\dfrac{d^2\omega^4}{V_F^2\,\omega_\triangle^2}\sin^2 kd$

каде $U(o)=\dfrac{\tilde{m}c}{\rho se}H(o)$; $\Gamma(o)=\dfrac{\tilde{m}}{M}\dfrac{mV_F^2}{e^2/a}\dfrac{sc}{V_F^2}$; $M=\rho a^3$; а-димензии на кристална ќелија

При релативно мали l, ефективноста на трансформација се намалува ако слободниот пат на електроните расте ($\Gamma \sim l^{-4}$). За ваквиот резултат е одговорна деформационата сила. Тој може да биде последица на фактот, дека со растењето на $l\,(l \gg d)$, улогата на електроните што летаат под мали агли кон површината расте. Со тоа се намалува улогата на деформациониот механизам, затоа што при тоа електроните се движат во се похомогени услови, а доприносот од судирите на електроните со површините исто се намалува. При релативно големи l амплитудата и коефициентот на тансформација не зависат од l. При пониски фреквенции, т.е.

$$\frac{s}{d} \ll \omega \ll \frac{s}{d}\left(\frac{V_F}{S}\right)^{1/2} \tag{23}$$

карактерните должини го имаат следниот рспоред

$$\frac{s}{d} \ll d \ll kd^2 \ll \frac{V_F}{\omega} \ll l_d \tag{24}$$

Резултатите за амплитудата на звукот U_0 и коефициентот на трансформација Γ се дадени во таблицата 2.

Таблица 2

l	$\frac{U_0}{U(o)}$	$\frac{\Gamma}{\Gamma(o)}$
$d \ll l \ll kd^2$	$\frac{d^3 l_d}{\delta_0^2 l^2} \sin kd$	$\frac{d^2 V_F^2}{\omega_\Delta^2 l^4} \sin^2 kd$
$kd^2 \ll l \ll \frac{V_F}{\omega}$	$\frac{V_F S}{\omega^2 dl} \sin kd$	$\frac{s^2 d^2 l_d^2}{\delta_0^4 \omega_\Delta^2 l^2} \sin^2 kd$
$\frac{V_F}{\omega} \ll l$	$\frac{s}{d\omega} \sin kd$	$\frac{s^2}{\omega_\Delta^2 d^2} \sin^2 kd$

Треба да напомнеме дека периодичноста на решенијата е последица на условот $d \gg \lambda$. Иако станува збор за траснформација на електромагнетна енергија во звучна во отсуство на геометиски резонанс (кој има место кога во металниот филм се образуваат стојни бранови) просторната ограниченост на филмот и условот $kd \gg 1$ доведуваат до интерферентни ефекти со кои се условен периодичниот множител

Нека на крајот разгледаме случај кога брановата должина на звукот е многу поголема од дебелината на филмот. Ако фреквенцијата го задоволува условот

$$\frac{s}{d}\left(\frac{s}{V_F}\right)^{1/2} \ll \omega \ll \frac{s}{d} \tag{25}$$

тогаш има место

$$kd^2 \ll d \ll \frac{s}{\omega} \ll \frac{V_F}{\omega} \ll l_d \tag{26}$$

Резултатите за амплитудата на звукот U_0 и коефициентот на трансформација Г се претставени во таблица 3.

При најниски фреквеници можат да се добијат резултатите слични на претходниот случај. За поголеми дебелини на металните филмови се добива аналогична зависност од должината на слободниот пат на електроните (со други коефициенти) поради што овде ќе ги изоставиме (види /10/).

Таблица 3

l	$\frac{U_0}{U(o)}$	$\frac{\Gamma}{\Gamma(o)}$
$d \ll l \ll \frac{s}{\omega}$	$\frac{d^2 \omega V_F}{s^2 l}$	$\frac{\delta_0^8}{d^4 l_d^4} \quad \frac{V_F^6}{s^2 \omega_\triangle^2 l^2}$
$\frac{s}{\omega} \ll l \ll d\left(\frac{V_F}{s}\right)^{1/2}$	$\frac{d^2 V_F}{s l^2}$	$\frac{V_F^2 \omega^2 d^4}{s^2 \omega_\triangle^2 l^4}$
$\left(\frac{V_F}{s}\right)^{1/2} d \ll l$	1	$\frac{\omega^2}{\omega_\triangle^2}$

3. Заклучок

Трансформацијата на електромагнетната енергија во звучна во танки метални филмови суштински се разликува од истата во масивни обрасци. Постојат барем две причини поврзани со два момента важни во одредувањето на големината и карактерот на ефектот на трансформација кои доведуваат до тоа. Тоа се обликот на полето во металот и односот помеѓу должината на слободниот пат l и скиновата длабочина δ. Во танки филмови $(d \ll l)$ електроните многу повеќе време поминуваат во слојот во кој полето е различно од нула од колку во масивни образци. Порано видовме дека полето има неекспоенцијален карактер.

Трансформацијата на електромагнетна енергија во звучна во танки филмови има две основни обележја: при еластична рефлексија на електроните од металните површини аплитудата на звучните бранови, како и коефициентот на трансформација, се намалуваат при зголемување на должината наслободниот пат на електроните, а потоа одат на ситување. При дифузна рефлексија U_0 и Г практично не зависат од l (види /3/). Реално, во металите, зависно од карактерот на металните површини, дел од електроните (q) се расејува еластично, а дел $(1-q)$ дифузно. Според добиените резултати, резултантниот ефект треба да даде вредности за U_0 и Г кои се намалуваат при зголемувањето на l. Меѓутоа, во колку металните површини повеќето електрони ги расејуваат дифузно, се добива, дека ефектот на трансформација практично не зависи од l, затоа што U_0 и Г при $q = 0$ се многу поголеми од истите при $q = 1$.

Споредувањето на добиените овде резултати (види исто /3/) со експерименталните /7/), во кои е укажано на отсуство од температурна зависност (односно зависност од l) на коефициентот на транс маиија во нормална состојба, укажува на дифузност во карактерот на расејување на електроните на проводноста од металните површини. Појавувањето натемпературна звинсот (при $d \ll l$) би укажало на зголемена „глаткост" на металните површини.

Го користам случајот да му заблагодарам на ирофесорот М. И. Каганов на интересот кон оваа работа и корисните совети.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Конторович, ЖЭТФ, 59, 2117, (1970).
2. М. И. Каганов, В. Б. Фикс, ЖЭТ Ф, 62, 1451, (1972).
3. Ѓ. Ј. Ивановски, М. И. Караганов, В. Б. Фикс, ФТТ, 15, 1441, (1973).
4. Ѓ. Ј. Ивановски, М. И. Каганов, ФТТ, 15, 3304, (1973).
5. Ѓ. Ј. Ивановски, М. И. Каганов, Вестник МГУ 3, 308, (1975).
6. A. Zemel, Y. Goldstein, Phys. Rev., B7, 191, (1973).
7. A. Zemel, Y. Doldstein, Phys. Rev. B9, 1499 (1974).
8. Y. Goldstein, S. Barzilai, A. Zemel, Phys. Rew. B10, (1974).
9. Ѓ. Ј. Ирановски, М. И. Каганов, ФТТ, (во печат).
10. Ѓ. Ј. Ивановски, Докторска дисертација, Скоије, 1976 г.