

H.B. KOŁODZIEJ*Instytut Fizyki, Wyższa Szkoła Pedagogiczna**Al. Armii Krajowej 13/15, 42-201 Częstochowa*

Wpływ niekoherentnych rozproszeń na straty plazmonowe w metalach d -przejściowych i ich stopach

Wstęp

Energetyczne i kątowe widma odbitych i przechodzących przez próbkę elektronów niosą informację o własnościach ciał stałych i mogą być interpretowane w ujęciu pojedynczych elektronów i kolektywnych wzbudzeń w objętości i na powierzchni. Dla opisanego niesprężystego odbicia elektronów jako wyniku wielokrotnego rozproszenia najbardziej uzasadnione wydaje się być wykorzystanie równania kinetycznego (RK) [1]. Żeby obejść trudności występujące przy rozwiązywaniu RK, wykorzystuje się przybliżony model odpowiedni dla rozpatrywanych szczegółowych warunków.

Przy obliczeniach subtelnej struktury widm EELS elektronów średnich energii przy odbiciu od powierzchni metali $3d$ - i $4d$ -przejściowych oraz stopów krystalicznych Fe-V, Zn-Ni i amorficznego $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$ uwzględniono jednocześnie kilka mechanizmów rozproszenia: niekoherentne kwasisprężyste rozproszenie na domieszkach i defektach (e-imp); oddziaływanie z fononami optycznymi (e-ph); jonizacja rdzeniowych i walencyjnych elektronów (e-e_j); ekranowane oddziaływanie z elektronami przewodnictwa (e-e_c); straty na generowanie plazmonów (e-pl). Obliczenia odpowiednich poprawek niekoherentnych rozproszeń pozwalają przewidzieć rozkład strat uzyskanych z doświadczenia z jednoczesną możliwością określenia, jaki rodzaj rozproszeń dominuje w otrzymanym widmie.

1. Wprowadzenie

Wiadomo, że rozproszeniu elektronów na powierzchni ciała stałego towarzyszą procesy niesprężyste, które w związku z małą masą elektronu sprowadzają się do kwasisprężystego rozproszenia elektron-fonon (e-ph) i do istnienia niesprężystego rozpro-

szenia elektron-elektron (e-e). Podczas padania na powierzchnię monoenergetycznej wiązki elektronów rozproszone w półsferę elektrony są rozłożone energetycznie w wąskich zakresach od zera do energii pierwotnych elektronów E_p .

W niniejszej pracy przedstawiono efektywną metodę obliczania charakterystycznych strat energii (EELS) elektronów podczas odbić.

EELS zwykle interpretuje się funkcją strat, którą w założeniach formalizmu dielektrycznego określa się jako $\text{Im}(-1/\chi)$ dla strat objętościowych i $\text{Im}(-1/(\chi+1))$ dla strat powierzchniowych [2] (χ – podłużna przenikalność dielektryczna ośrodka). Jednakże takie podejście ignoruje dynamiczny obraz EELS jako wynik rozproszenia z udziałem różnych mechanizmów, w tym przypadku niezwiązanych z zaburzeniem elektronowego podsystemu ciała stałego. Ścisłe rozwiązanie dla energetycznego rozkładu elektronów przechodzących przez ciekłą warstwę materii po raz pierwszy było otrzymane przez Landau'ego [3].

W niniejszej pracy przy obliczeniach subtelnej struktury widm EELS elektronów średnich energii przy odbiciu od powierzchni uwzględniono jednocześnie kilka mechanizmów rozproszenia: niekoherentne kwasysprężyste rozproszenie na domieszkach i defektach (e-imp); oddziaływanie z fononami optycznymi (e-ph); jonizacja rdzeniowych i walencyjnych elektronów (e-e_j); ekranowane oddziaływanie z elektronami przewodnictwa (e-e_c); straty na generowanie plazmonów (e-pl).

Rozpatrzmy odbicie monoenergetycznej wiązki elektronów padających na płaską powierzchnię. Dla ułatwienia założymy, że ośrodek jest amorficzny lub polikrystaliczny, przy czym żadne interferencyjne efekty przy rozpraszaniu nie zachodzą i skok potencjału na granicy ciało stałe-próżnia jest mały w porównaniu z energią elektronów pierwotnych E_p , także załamanie i odbicie fal elektronowych na granicy można pominąć.

Ruchowi elektronów w ośrodku towarzyszy relaksacja jego energii i pędu. Zmianę gęstości wiązki elektronowej na jednostkową długość określa się odwrotnością długości drogi swobodnego przebiegu odpowiedniego typu rozproszenia. Rozpatrując podstawowe mechanizmy rozproszenia elektronów, otrzymamy zależność określającą przesunięcie pików strat plazmonowych, powodując wzrost ich energii względem wartości teoretycznej ω_{pl} gdy $\sigma_{pl} \ll \epsilon_0$ [1], co przedstawia wzór:

$$\omega = \Delta E + (8\pi)^{1/2} \frac{\epsilon_0 \sigma_{pl}^2}{(\epsilon_0 + \Delta E)^2} \frac{l_{pl}}{l_c} - \pi^{1/2} \frac{\sigma_{pl}^3}{2\epsilon_0^2} \frac{l_t}{l_c} \quad (1)$$

gdzie: $\Delta E = \left(\frac{m_0}{\mu}\right)^{1/2} \omega_{pl}$; μ – masa efektywna elektronu, m_0 – masa spoczynkowa elektronu.

$$\left(\omega_{pl} = \hbar \left(\frac{4\pi n_0 e^2}{m_0} \right)^{1/2} = \hbar e \left(\frac{4\pi N_A}{m_0} \right)^{1/2} \left(\frac{n\rho}{A} \right)^{1/2} = B \left(\frac{n\rho}{A} \right)^{1/2} \right),$$

$B = 28,78 \text{ eVcm}^{1/2}$, n_0 – koncentracja elektronów, m_0 – masa spoczynkowa elektronu, N_A – liczba Avogadro, A – liczba masowa, ρ – gęstość próbki, n – liczba elektronów na atom (s, d, f).

Po przekształceniach otrzymujemy równanie trzeciego stopnia ze względu na ΔE typu:

$$(\Delta E)^3 + b(\Delta E)^2 + c(\Delta E) + d = 0 \quad (2)$$

$$\text{gdzie } b = 2\varepsilon_0 - \omega - \pi^{1/2} \frac{\sigma_{pl}^3 l_t}{2\varepsilon_0^2 l_c}; \quad c = \varepsilon_0^2 - 2\varepsilon_0\omega - \pi^{1/2} \frac{\sigma_{pl}^3 l_t}{\varepsilon_0 l_c};$$

$$d = (8\pi)^{1/2} \varepsilon_0 \sigma_{pl}^2 \frac{l_{pl}}{l_c} - \varepsilon_0^2 \omega - \frac{1}{2} \pi^{1/2} \sigma_{pl}^3 \frac{l_t}{l_c}; \quad \omega - \text{strata energii (doświadczalna w eV);}$$

ε_0 – stała ekranowania ($\varepsilon_0^2 = 16\pi^2 E_F Ry$) (E_F – energia Fermiego; Ry – rydberg = 13,6 eV); σ_{pl} – teoretyczna energetyczna szerokość połówkowa piku plazmonowego;
 $l_t^{-1} = l_{pl}^{-1} + l_c^{-1} + l_j^{-1} + l_{ph}^{-1} + l_{imp}^{-1}$,

l_t^{-1} jest pełną odwrotną długością swobodnego przebiegu, równą sumie odwrotności długości przebiegów odpowiednio wszystkich rozpatrywanych typów oddziaływań:

1) zgodnie z formułą Penna [4] straty na wzbudzenie drgań plazmonowych (e-pl) charakteryzują się odwrotnością długości drogi swobodnej l_{pl}^{-1} [1] danej wzorem:

$$l_{pl}^{-1} = \frac{e^2 m \omega_{pl}}{2E_p} \ln \left(\frac{E_p}{\omega_{pl}} \right) \quad (3)$$

gdzie E_p – energia elektronów pierwotnych, m i e – masa i ładunek elektronu (w wybranym układzie $\hbar=1$). Rozproszenia na kolektywnych wzbudzeniach elektronowego podzespołu towarzyszą małym zmianom kwasipędu elektronu przy dużym przekazaniu energii;

2) w bornowskim przybliżeniu odwrotność długości drogi swobodnej l_c^{-1} dla wzbudzenia elektronu pasma przewodnictwa metali (e- e_c) ma postać:

$$l_c^{-1} = \frac{\pi e^4 n_c}{\varepsilon_0 E_p} \quad (4)$$

gdzie n_c – koncentracja elektronów przewodnictwa, ε_0 – stała ekranowania. W przybliżeniu prawie swobodnych elektronów rozproszenie zachodzi na ekranowanym kulombowskim potencjale;

3) przy jonizacji rdzeniowych i walencyjnych elektronów (e- e_j) odwrotność długości swobodnej drogi l_j^{-1} w przybliżeniu bornowskim [5] oblicza się ze wzoru:

$$l_j^{-1} = \frac{\pi e^4 n_j (E_p - I_j)}{I_j E_p^2} \quad (5)$$

gdzie I_j – średni potencjał jonizacji, n_j – koncentracja elektronów rdzeniowych (tutaj j – numer poziomu rdzeniowego lub pasma walencyjnego),

4) odwrotność długości drogi swobodnej l_{imp}^{-1} [1] odpowiednio niekoherentnego kwasisprężystego rozproszenia na domieszkach i defektach (e-imp) określa się ze wzoru:

$$l_{imp}^{-1} = 4\pi N_{eff} |f|^2 \quad (6)$$

gdzie N_{eff} – efektywna koncentracja centrów rozpraszających, f – amplituda rozproszenia;

5) odwrotność długości przebiegu l_{ph}^{-1} [1] odpowiadająca rozproszeniu (e-ph) (polaryzacyjny mechanizm rozpraszania na fononach optycznych) ma postać:

$$l_{ph}^{-1} = \frac{2\alpha\omega_{ph}^2}{VE_p} \ln \left[\left(\frac{E_p}{\omega_{ph}} \right)^{1/2} + \left(\frac{E_p}{\omega_{ph}} - 1 \right)^{1/2} \right] \quad (7)$$

gdzie α – frelichowska stała wiązania, V – prędkość elektronu, ω_{ph} – energia niedyspersyjnych fononów optycznych. Rozproszenie (e-ph) to rozproszenie na węzle siatki krystalicznej.

Jednocześnie z przesunięciem energii pików strat dochodzi do jego energetycznego poszerzenia σ gdy $\sigma_{pl} \ll \varepsilon_0$ [1] danego wzorem:

$$\sigma = \sigma_{pl} + (8\pi)^{1/2} \frac{\sigma_{pl}^2}{\varepsilon_0} \left[\frac{l_{pl}}{l_c} \frac{\varepsilon_0^2}{(\varepsilon_0 + \omega_{pl})^2} + \frac{l_t}{l_c} \right] \quad (8)$$

2. Wyniki

Korzystając z wyników strat plazmonowych i obliczonych koncentracji elektronów n_c i energii Fermiego E_F dla metali 3d- i 4d-przejęściowych oraz dla stopów krystalicznych Fe-V, Zn-Ni o różnych składach procentowych i stopu amorficznego Fe₇₈Si₉B₁₃ przedstawionych w pracy [6], dokonano obliczeń odwrotności dróg swobodnych związanych z różnymi niekoherentnymi rozproszeniami elektronów wiązki pierwotnej, korzystając ze wzorów (3÷7). Na podstawie uzyskanych odwrotności dróg swobodnych można było określić wpływ tych procesów na zmianę energii strat plazmonów ΔE i ich energetycznego rozmycia szerokości pików σ korzystając ze wzorów (2.8). Uzyskane wyniki zebrano w tabelach I, II dla dwóch energii elektronów pierwotnych $E_p = 150\text{eV}$ i $E_p = 200\text{eV}$.

W tabelach I i II umieszczone zostały również obliczone procentowe zmiany energii strat $\Delta\omega$ i szerokości pików $\Delta\sigma$ w porównaniu do teoretycznych wartości ω_{pl} i σ_{pl} .

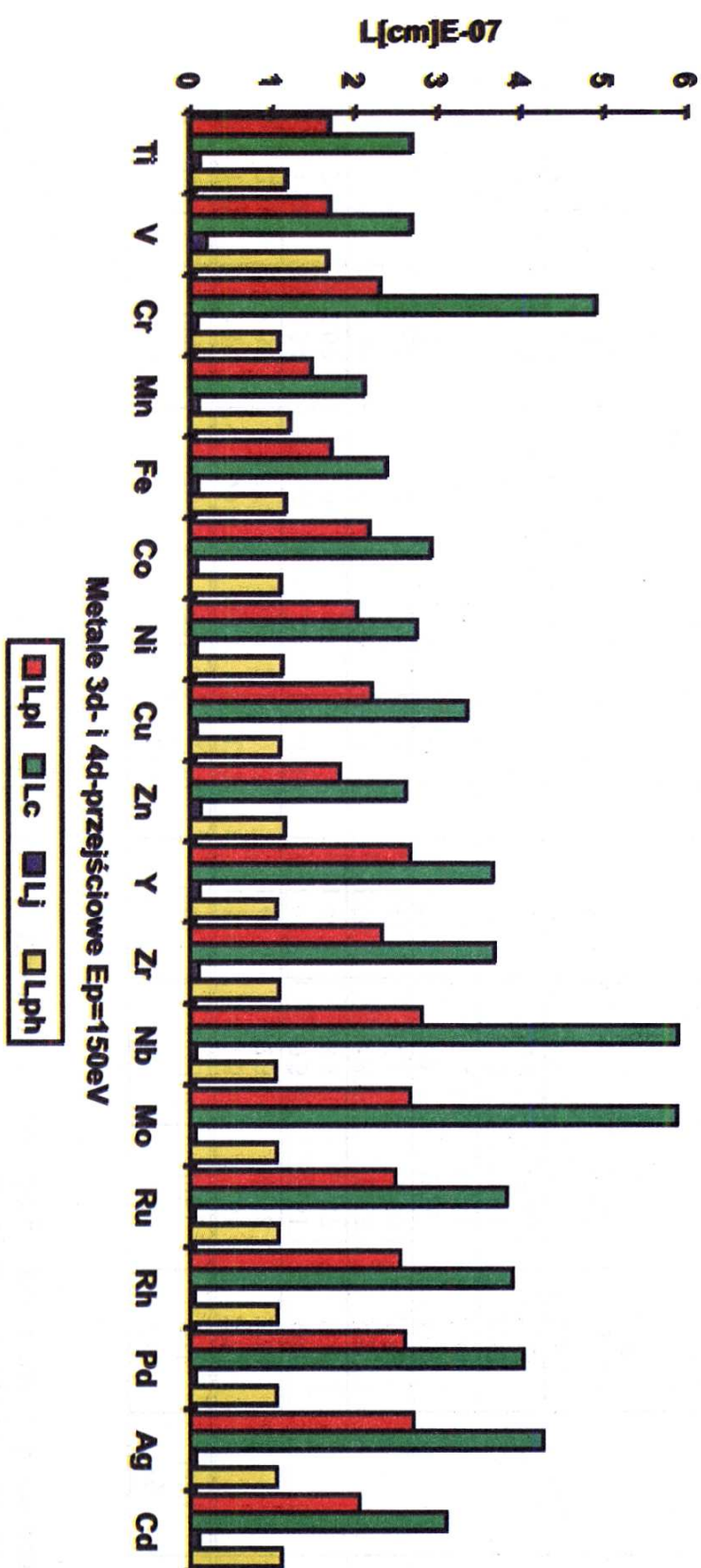
Tabela 1. Zestawienie wartości dla metali 3d- i 4d-przebiegowych: dróg swobodnych na wzbudzenie drgań plazmonowych (l_p), na wzbudzenie elektronów pasma przewodnictwa (l_e), na jonizację rdzeniowych i walencyjnych poziomów (l_i), na rozproszenie na fononach optycznych (l_{ph}) oraz wartości strat (ΔE) i teoretycznych (ω_p) i wartości poszerzenia pików (σ) i teoretycznych (σ_{ph}), $\Delta\omega$ -procentowa różnica między obliczoną ΔE i teoretyczną ω_p energią plazmonów, $\Delta\sigma$ -procentowa różnica między obliczoną σ i teoretyczną σ_{ph} energetyczną szerokością pików.

	Probleki konf. elektron.	E_p [eV]	$l_p \times 10^{-7}$ [cm]	$l_e \times 10^{-7}$ [cm]	$l_i \times 10^{-8}$ [cm]	$l_{ph} \times 10^{-7}$ [cm]	ω_p [eV]	ΔE [eV]	$\Delta\omega$ [%]	σ_{ph} [eV]	σ [eV]	$\Delta\sigma$ [%]
1	Tytan (Ti) $4s^2 3d^2$	150 200	1.69 1.53	2.68 2.18	1.09 1.44	1.17 1.54	11.9 14.0	12.16 14.23	2.20 1.66	2.0	2.32 2.30	15.8 15.2
2	Wanad (V) $4s^2 3d^3$	150 200	1.69 1.53	2.68 2.18	1.93 1.44	1.67 1.54	13.8 17.7	14.03 17.90	1.64 1.11		2.27 2.26	13.5 13.2
3	Chrom (Cr) $4s^1 3d^5$	150 200	2.30 1.14	4.90 1.31	0.85 1.12	1.08 1.67	10.5 23.3	10.66 23.48	2.03 0.77		2.23 2.26	11.6 13.2
4	Mangan (Mn) $4s^2 3d^5$	150 200	1.47 1.44	2.11 1.99	0.99 1.31	1.21 1.56	15.8 18.8	16.02 18.95	1.39 1.01		2.27 2.26	13.4 12.8
5	Żelazo (Fe) $4s^2 3d^6$	150 200	1.71 1.87	2.38 2.73	0.94 1.24	1.16 1.47	13.7 14.8	13.96 14.98	1.91 1.57		2.31 2.27	15.5 14.3
6	Kobalt (Co) $4s^2 3d^7$	150 200	2.17 1.73	2.92 1.89	0.84 1.11	1.10 1.49	11.0 15.8	11.34 16.08	3.06 1.77		2.38 2.37	19.2 18.5
7	Nikiel (Ni) $4s^2 3d^8$	150 200	2.02 1.57	2.74 1.68	0.78 1.02	1.12 1.53	11.8 17.3	12.06 17.56	2.66 1.49		2.36 2.35	17.9 17.3
8	Miedź (Cu) $4s^1 3d^{10}$	150 200	2.20 1.43	3.35 1.49	0.79 1.04	1.09 1.57	10.9 18.9	11.20 19.14	2.73 1.28		2.33 2.34	16.7 16.8
9	Cynk (Zn) $4s^2 3d^{10}$	150 200	1.81 1.97	2.61 2.96	1.25 1.64	1.15 1.45	13.0 14.1	13.36 14.33	2.03 1.66		2.32 2.30	16.2 15.0

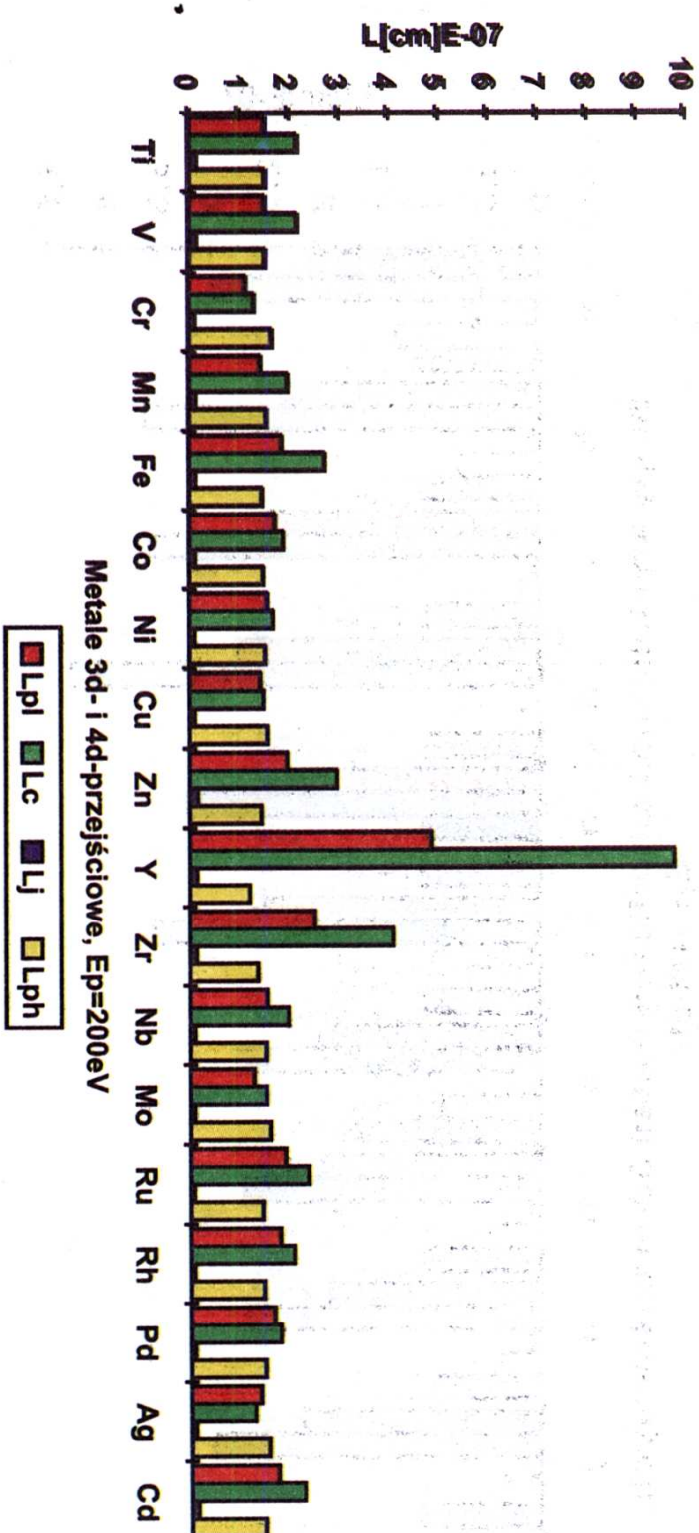
L.p.	Probleki konf. elektron.	F_p [eV]	$l_p \times 10^{-7}$ [cm]	$l \times 10^{-7}$ [cm]	$l' \times 10^{-8}$ [cm]	$l_{p'} \times 10^{-7}$ [cm]	$\omega_{p'}$ [eV]	ΔE [eV]	$\Delta \omega$ [%]	$\sigma_{p'}$ [eV]	σ [eV]	$\Delta \sigma$ [%]
10	Ir (Y) $5s^2 4d^1$	150 200	2.66 4.87	3.66 9.78	1.11 1.47	1.05 1.21	9.2 6.5	9.59 6.87	4.28 5.65	2.0	2.45 2.39	22.4 19.7
11	Cyrkon (Zr) $5s^2 4d^2$	150 200	2.32 2.51	3.68 4.09	1.02 1.34	1.08 1.37	10.4 11.4	10.70 11.67	2.88 2.34		2.34 2.31	16.9 15.7
12	Niob (Nb) $5s^1 4d^4$	150 200	2.80 1.55	5.89 1.98	0.75 0.98	1.04 1.53	8.8 17.5	9.05 17.72	2.89 1.26		2.27 2.28	13.6 14.0
13	Molibden (Mo) $5s^1 4d^5$	150 200	2.66 1.29	5.88 1.53	0.66 0.86	1.05 1.61	9.2 20.8	9.43 21.00	2.49 0.95		2.24 2.26	12.1 13.0
14	Ruten (Ru) $5s^1 4d^7$	150 200	2.48 1.92	3.83 2.37	0.58 0.76	1.07 1.46	9.8 14.4	10.13 14.68	3.34 1.93		2.35 2.33	17.6 16.4
15	Rod (Rh) $5s^1 4d^8$	150 200	2.54 1.81	3.90 2.08	0.57 0.75	1.06 1.48	9.6 15.2	9.94 15.48	3.49 1.84		2.36 2.34	18.0 16.9
16	Pallad (Pd) $5s^1 4d^9$	150 200	2.60 1.69	4.03 1.81	0.67 0.88	1.05 1.50	9.4 16.2	9.74 16.48	3.61 1.70		2.37 2.35	18.4 17.7
17	Srebro (Ag) $5s^1 4d^{10}$	150 200	2.70 1.41	4.27 1.29	0.68 0.90	1.05 1.57	9.1 19.1	9.44 19.36	3.77 1.37		2.37 2.37	18.5 18.6
18	Kadm (Cd) $5s^2 4d^{10}$	150 200	2.05 1.76	3.10 2.28	1.03 1.36	1.11 1.49	11.6 15.6	11.88 15.84	2.43 1.56		2.33 2.32	16.4 16.0

Tabela II. Zestawienie wartości dla stopów Fe-V, Zn-Ni i Fe₈Si₆B₁₃: dróg swobodnych na wzbudzenie drgań plazmowych (l_p), na wzbudzenie elektronów pasma przewodnictwa (l_e), na jonizację rdzeniowych i walencyjnych poziomów (l_i), na kwasisprężyste rozproszenie na domieszkach (l_{imp}), na rozproszenie na fononach optycznych (l_{ph}) oraz wartości strat (ΔE) i teoretycznych (ω_{pi}) i wartości poszerzenia pików (σ) i teoretycznych (σ_{pi}), $\Delta\omega$ -procentowa różnica między obliczoną ΔE i teoretyczną ω_{pi} energią plazmową, $\Delta\sigma$ -procentowa różnica między obliczoną σ i teoretyczną σ_{pi} energetyczną szerokością pików.

Próbki	E_p [eV]	$l_p \times 10^{-7}$ [cm]	$l_e \times 10^{-7}$ [cm]	$l_i \times 10^{-8}$ [cm]	$l_{imp} \times 10^{-8}$ [cm]	$l_{ph} \times 10^{-7}$ [cm]	ω_{pi} [eV]	ΔE [eV]	$\Delta\omega$ [%]	σ_{pi} [eV]	σ [eV]	$\Delta\sigma$ [%]
1 Fe ₁ V ₉₉	150 200	2.11 2.30	2.99 3.37	0.13 0.17	13.21	1.11 1.40	11.3 12.3	11.61 12.58	2.74 2.28		2.32 2.29	16.0 14.5
2 Fe ₁₅ V ₈₅	150 200	2.34 2.02	3.62 2.69	1.09 1.43	7.30	1.08 1.44	10.3 13.8	10.61 14.07	3.01 1.96		2.35 2.33	17.5 16.5
3 Fe _{32.21} V _{67.79}	150 200	2.48 2.24	3.65 2.94	0.52 0.69	1.58	1.06 1.41	9.8 12.6	10.15 12.90	3.57 2.38		2.37 2.33	18.5 16.5
4 Fe ₅₀ V ₅₀	150 200	2.76 2.12	4.29 2.60	1.08 1.42	2.04	1.04 1.43	8.9 13.2	9.26 13.51	4.04 2.35		2.39 2.36	19.5 18.0
5 Fe _{66.7} V _{33.3}	150 200	2.17 1.87	3.23 2.38	10.7 1.41	2.98	1.10 1.47	11.0 14.8	11.31 15.06	2.82 1.76		2.34 2.32	17.0 16.0
6 Fe ₈₅ V ₁₅	150 200	2.53 2.43	3.53 2.92	0.94 1.24	6.41	1.06 1.40	9.6 12.2	9.97 12.52	3.85 2.62	2.00	2.42 2.39	21.0 19.5
7 Zn ₁₀ Ni ₉₀	150 200	2.02 1.60	2.75 1.75	0.82 1.08	9.01	1.12 1.52	11.8 17.0	12.06 17.26	2.20 1.53		2.35 2.34	17.5 17.0
8 Zn ₂₀ Ni ₈₀	150 200	1.97 1.63	2.70 1.86	0.87 1.14	4.63	1.12 1.52	12.0 16.7	12.31 16.96	2.58 1.56		2.34 2.33	17.0 16.5
9 Zn ₂₇ Ni ₇₃	150 200	1.93 1.65	2.66 1.96	0.89 1.19	3.52	1.13 1.51	12.3 16.5	12.55 16.75	2.03 1.52		2.37 2.31	18.5 15.5
10 Zn ₃₂ Ni ₆₈	150 200	2.17 1.83	2.97 2.13	0.93 1.22	3.01	1.10 1.47	11.0 15.0	11.33 15.28	3.00 1.87		2.37 2.35	18.5 17.5
11 Fe ₈ Si ₆ B ₁₃	150 200	3.13 2.67	4.07 2.98	0.95 1.26	0.04	1.01 1.36	8.0 10.8	8.48 11.22	6.00 4.07		2.48 2.44	24.0 22.0

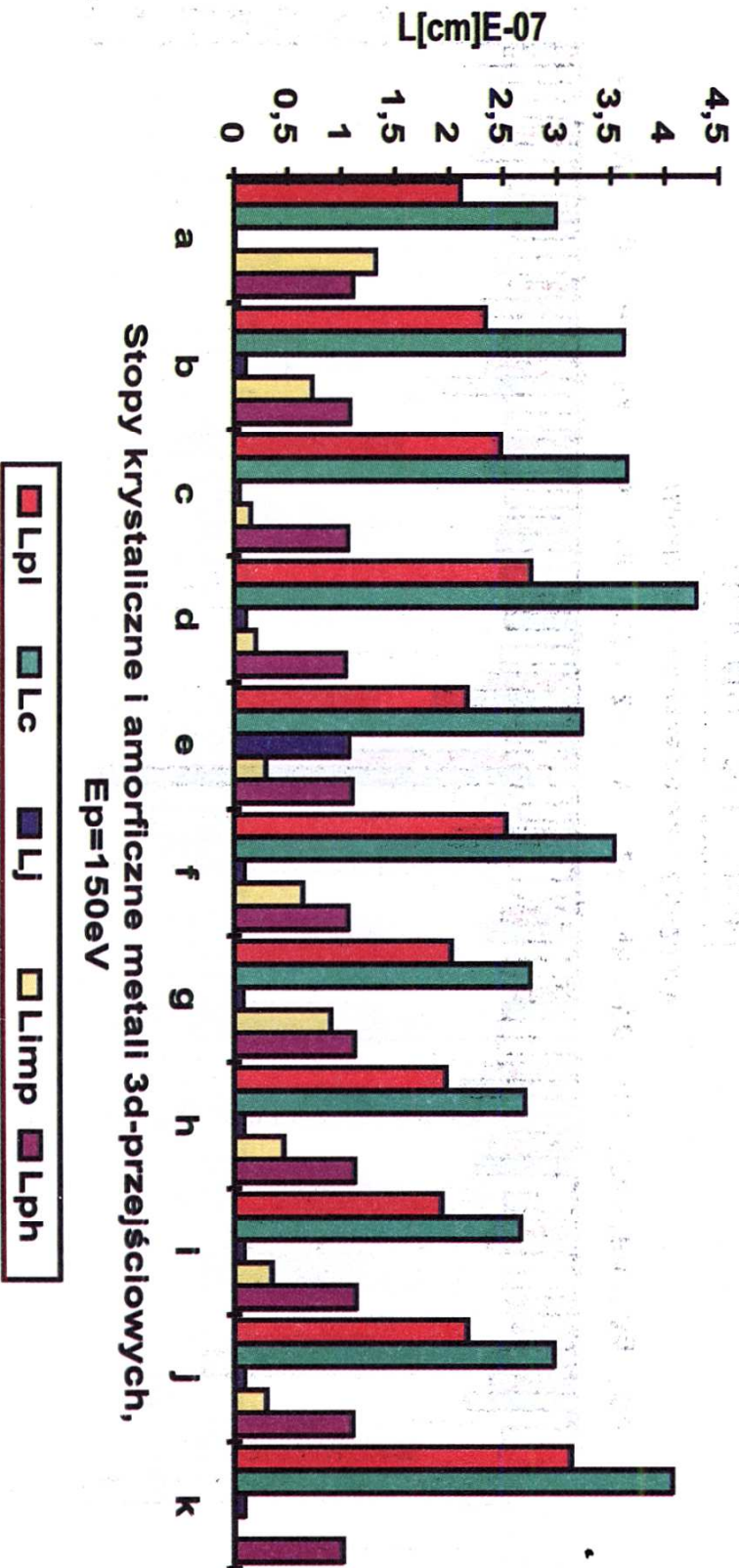


a)

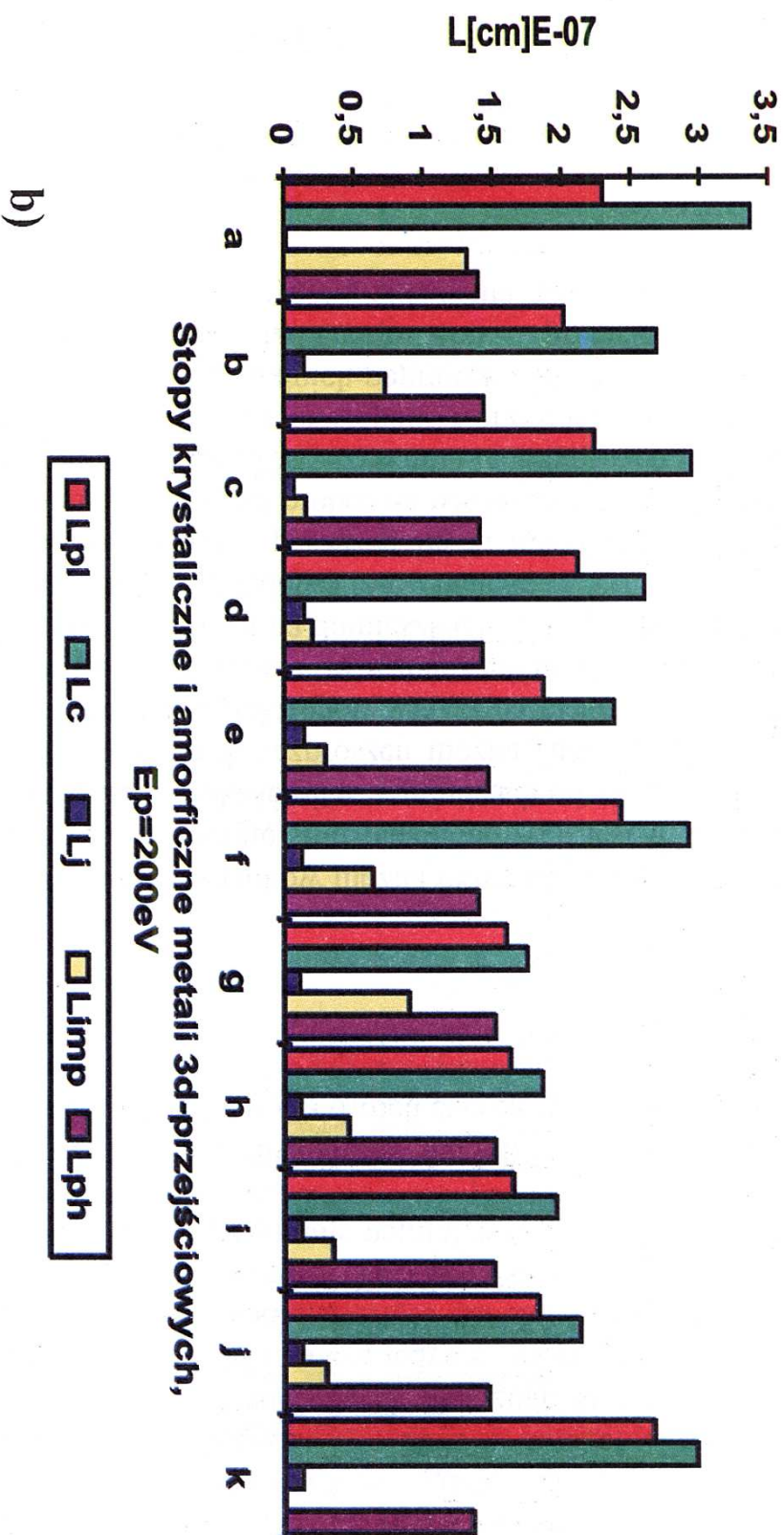


b)

Rys. 1. a) i b) Histogramy dróg swobodnych niekoherentnych rozprożeń na wzbudzenie: plazmonów l_{pl} , elektronów pasma przewodnictwa l_c , oraz jonizację elektronów rdzeniowych i walencyjnych l_j , rozproszenie na fononach optycznych l_{ph} , w metalach 3d- i 4d-przejsciowych dla dwóch energii elektronów pierwotnych $E_p = 150\text{eV}$ i $E_p = 200\text{eV}$.



a)



Rys. 2. a) i b) Histogramy dróg swobodnych niekoherentnych rozproszeń na wzbudzenie: plazmonów l_{pl} , elektronów pasma przewodnictwa l_c , oraz jonizację elektronów rdzeniowych i walencyjnych l_j , kwasisprężyste rozproszenie na domieszkach l_{mp} , rozproszenie na fononach optycznych l_{ph} dla dwóch energii elektronów pierwotnych $E_p = 150\text{eV}$ i $E_p = 200\text{eV}$, w stopach: a – Fe_1V_{99} , b – $\text{Fe}_{15}\text{V}_{85}$, c – $\text{Fe}_{32.21}\text{V}_{67.79}$, d – $\text{Fe}_{50}\text{V}_{50}$, e – $\text{Fe}_{66.7}\text{V}_{33.3}$, f – $\text{Fe}_{85}\text{V}_{15}$, g – $\text{Zn}_{10}\text{Ni}_{90}$, h – $\text{Zn}_{20}\text{Ni}_{80}$, i – $\text{Zn}_{27}\text{Ni}_{73}$, j – $\text{Zn}_{32}\text{Ni}_{68}$, k – $\text{Fe}_{78}\text{Si}_{19}\text{B}_{13}$.

W zebranych wynikach w tabeli I dotyczących metali 3*d*- i 4*d*-przejściowych można zauważyć, że drogi swobodne dla poszczególnych pierwiastków są w swoich grupach tej samej wielkości, za wyjątkiem itru i cyrkonu, gdzie widać wyraźny wzrost wartości l_{pl} i l_c dla energii elektronów pierwotnych $E_p = 200\text{eV}$. W tabeli II natomiast zebrane wyniki dla stopów krystalicznych i amorficznych wykazują, że wartości dróg swobodnych l_{pl} , l_c i l_{ph} są tego samego rzędu i zależą jedynie od energii E_p . Dla stopu Fe – V droga swobodna l_j osiąga największą wartość dla składu procentowego Fe_{66.7}V_{33.3}, a droga swobodna l_{imp} dla stopu Fe₁V₉₉. Natomiast dla stopu amorficznego Fe₇₈Si₉B₁₃ droga swobodna l_{imp} przyjmuje najmniejszą wartość w porównaniu z innymi stopami.

Rysunki 1 i 2 przedstawiają histogramy wszystkich dróg swobodnych dla metali 3*d*- i 4*d*-przejściowych i ich stopów dla dwóch energii E_p elektronów pierwotnych.

3. Wnioski

Na podstawie uzyskanych wyników można określić, że wpływ poszczególnych rozprożeń niekoherentnych na energię strat plazmonowych jest w granicach od 0.7÷6%, natomiast na energetyczną szerokość pików w granicach od 10÷23%. Porównując wartości dróg swobodnych dla różnych rozprożeń można zauważyć, że największy wpływ ma niekoherentne rozproszenie elektronów wiązki na elektronach walencyjnych badanej próbki (e-e_c), następnie związane ze wzbudzeniem plazmonów (e-pl), wzbudzeń fononowych (e-ph) oraz rozprożeń na domieszkach (e-imp). Wraz ze wzrostem energii elektronów pierwotnych udział składowej (e-e_c) maleje.

Możliwość określenia wpływu poszczególnych niekoherentnych rozprożeń elektronów wiązki pierwotnej w badanej próbce na wartość strat plazmonowych i szerokość energetyczną tych strat daje możliwość uzyskania teoretycznych rozkładów energetycznych struktur metali przejściowych i ich stopów. Korzystając z opracowanego programu umożliwiającego obliczenie odpowiednich poprawek niekoherentnych rozprożeń, można także — mając teoretyczny rozkład energii strat — przewidzieć rozkład uzyskany z doświadczenia z jednoczesną możliwością określenia, jaki rodzaj rozprożeń dominuje w otrzymanym widmie.

4. Literatura

- [1] N.T. Bagraeev, A.J. Gusarov, W.A. Maszkov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **93**, 652 (1987).
- [2] H. Raether, *Springer Tracts in Mod. Phys.*, **88**, 3 (1980).
- [3] L.D. Landau, *Sobranije trudow*, **1**, Nauka, 482 (1969).
- [4] D.R. Penn, *Phys. Rev.*, **B13**, 5248 (1976).
- [5] L.D. Landau, E.M. Lifszyc, *Mechanika kwantowa*, §148, (1974).
- [6] H.B. Kołodziej, *Acta Phys. Pol.*, **A88**, 171 (1995).

H. B. KOŁODZIEJ

Influence of incoherent scattering on plasmonic losses in *d*-transition metals and their alloys

Summary

Energy and angular spectra of electrons back-reflected from the surface or penetrating thin films may be interpreted as single-electron or collective excitations either in the bulk or on the surface of a sample. In calculations of fine structure in EELS spectra at intermediate primary energies in reflection from the surface of 3*d*- and 4*d*-transition metals and crystalline alloys Fe-V, Zn-Ni and amorphous alloy Fe₇₈Si₉B₁₃, several scattering mechanisms were taken into account: incoherent quasielastic scattering on impurities or defects (e-imp); interactions with optical phonons (e-ph); ionization of valence or core electrons (e-e_j); losses related to plasmon creation (e-pl).