



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

NÍZKOENERGIOVÝ ROZPTYL IONTŮ INERTNÍCH PLYNŮ NA ZLATÝCH STRUKTURÁCH

LOW ENERGY ION SCATTERING ON GOLD STRUCTURES

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

BC. VÍTĚZSLAV JOCH

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

ING. STANISLAV PRŮŠA PH.D

BRNO 2011

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Ústav fyzikálního inženýrství

Akademický rok: 2010/2011

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

student(ka): Bc. Vítězslav Joch

který/která studuje v **magisterském navazujícím studijním programu**

obor: **Fyzikální inženýrství a nanotechnologie (3901T043)**

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Nízkoenergiový rozptyl iontů inertních plynů na zlatých strukturách

v anglickém jazyce:

Low Energy Ion Scattering on Gold Structures

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Nízkoenergiový rozptyl iontů umožňuje ve specifických experimentálních podmínkách studovat prostorovou strukturu analyzovaných systémů.

Cíle diplomové práce:

Analýza experimentálních dat TOF LEIS a jejich porovnání s výsledky počítačových simulací.

Seznam odborné literatury:

- 1) Rabalais, J. W.: Principles and Applications of Ion Scattering Spectrometry – Surface Chemical and Structural Analysis, John Wiley & Sons (2003).
- 2) Walls, J. M.: Methods of surface analysis, Cambridge University Press (1992).

Vedoucí diplomové práce: Ing. Stanislav Průša, Ph.D.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2010/2011.

V Brně, dne 19.11.2010

L.S.

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
Ředitel ústavu

prof. RNDr. Miroslav Doupovec, CSc.
Děkan fakulty

Abstrakt

Tato diplomová práce se zabývá srovnáním experimentálních a simulovaných výsledků nízkoenergievého rozptylu iontů. Teoreticky popisuje principy nízkoenergievého rozptylu iontů a spektrometr na Ústavu fyzikálního inženýrství. Uvádí postup přípravy vzorků s použitím roztoku koloidního zlata. Charakterizuje depozici zlatých nanočástic. Objasňuje význam a použití časových a energieových spekter nízkoenergievého rozptylu. Zmiňuje také jev kanálování v křemíkovém substrátu.

Abstract

This diploma thesis deals with comparison of experimental and simulated low energy ion scattering spectra. There is a theoretical description of basic principles of low energy ion scattering and description of the spectrometer, which is situated at Institute of physical engineering. It is shown, how to prepare samples using the colloidal gold solution. The deposition of gold nanoparticles is characterized. The usage and meaning of time and energy spectra of low energy ion scattering is explained. There is also shown the effect of channeling in Si substrate.

Klíčová slova

nízkoenergievý rozptyl iontů, binární kolize, zlaté nanočástice, kanálování, simulace

Keywords

low energy ion scattering, binary collision, gold nanoparticles, channelling, simulation

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „Nízkoenergieový rozptyl iontů inertních plynů na zlatých strukturách" jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně č. 140/1961 Sb.

V Brně dne:

.....

(podpis autora)

Děkuji Ing. Stanislavu Průšovi Ph.D. za vedení při mé práci. Dále děkuji Ing. Radku Dudovi, Ing. Tomáši Matlochovi a Ing. Petru Báborovi Ph.D. za cenné připomínky, rady a pomoc. V neposlední řadě děkuji také celé mé rodině za podporu během studia.

Obsah

1	Úvod.....	13
2	Rozptyl.....	15
2.1	Historický vývoj iontově-rozptylové spektroskopie.....	15
2.2	Teorie rozptylu iontů	16
2.3	Binární kolize	17
2.4	Vícenásobný rozptyl	19
2.5	Diferenciální účinný průřez a interakční potenciály.....	20
2.6	Rozptylový integrál	24
2.7	Strukturální faktory stínění a neutralizace.....	26
2.8	Princip měření TOF - LEIS	28
3	Experimentální sestava	29
3.1	Iontový zdroj.....	30
3.2	Mikrokanálový detektor	30
3.3	Detekční elektronika.....	30
4	Experimentální část.....	33
4.1	Příprava vzorku.....	33
4.2	Pokrytí Au nanočásticemi.....	34
4.3	AFM analýza	37
4.4	Analýza TOF-LEIS spekter	38
4.4.1	Časová a energiová spektra.....	38
4.4.2	Interpretace spekter.....	39
4.5	Simulace TOF-LEIS spekter	40
4.6	Kanálování v Si substrátu	41
4.7	Vliv teploty na TOF-LEIS spektra	43
4.8	Srovnání simulovaných a experimentálních TOF-LEIS spekter	45
5	Závěr	49
	Literatura	51
	Seznam zkratek	53

1 Úvod

Nízkoenergiový rozptyl iontů je vysoce účinná spektroskopická metoda. Její hlavní výhodou je vysoká povrchová citlivost. V předkládané diplomové práci bude tato metoda použita pro charakterizaci zlatých nanočástic. Částice nacházejí uplatnění v širokém spektru aplikací. Díky lokálnímu zvýšení elektromagnetického pole jsou vhodné pro použití např. v oblasti bionanotechnologií (cílený transport léčiv) nebo jako nukleační centra pro růst nanovláken.

Počítačové simulace usnadňují interpretaci experimentálních dat. Simulace byly prováděny pro vzorky s různými povrchy, které nebyly přesně definovány. Proto se doposud simulovaná data s experimentálními příliš neshodovaly. Díky dobře definovanému tvaru zlatých nanočástic, který můžeme poměrně přesně aproximovat sférou, je předpoklad, že simulace povedou k lepším shodám s experimentálními daty.

V druhé kapitole bude nejprve shrnut historický vývoj iontové spektroskopie. Dále zde bude obecně rozebrána teorie rozptylu iontů. Budou zmíněny základní principy iontového rozptylu a parametry, které hrají důležitou roli při analýze spekter.

Ve třetí kapitole bude popsána experimentální sestava, která je umístěna v laboratoři Ústavu fyzikálního inženýrství na Vysokém učení technickém v Brně.

Čtvrtá kapitola bude prezentovat výsledky, kterých bylo experimentálně dosaženo. Popíše přípravu vzorků a shrne některé základní charakteristiky takto připravovaných vzorků. Bude zde vysvětleno, jakým způsobem jsou zpracovávána experimentální data ze spektrometru. Bude zmíněn vztah mezi časovými a energiovými spektry a bude vysvětleno, jak tyto spektra interpretovat. Bude popsán kód používaný pro simulace rozptylu iontů vyvinutý na ÚFI. V kapitole bude dále popsáno kanálování křemíkovým substrátem, které je jedním z faktorů, ovlivňujícím výsledný signál ze spektrometru. Poslední část této kapitoly se zabývá srovnáním simulovaných a experimentálních dat.

2 Rozptyl

2.1 Historický vývoj iontově-rozptylové spektroskopie

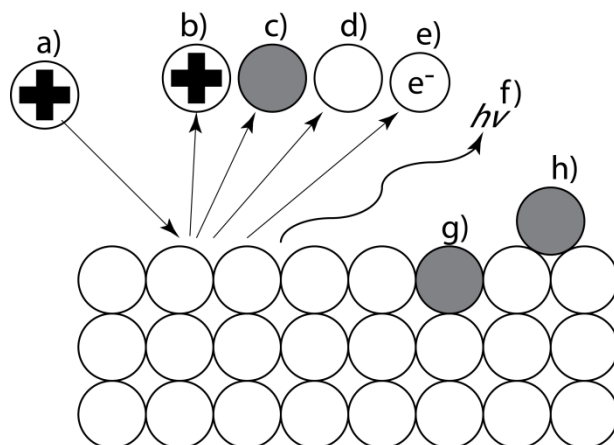
Za zakladatele iontové spektroskopie můžeme považovat Ernesta Rutherforda, který v roce 1903 začal studovat rozptyl alfa částic. V roce 1907 začal spolupracovat na Univerzitě v Manchesteru s Hansem Geigrem, který sám experimentoval s rozptylem na zlatých vrstvách. Geigerův student Ernest Marsden v roce 1909 zaznamenal, že některé částice letící na zlatou fólii se vrací zpět. V té době byl obecně uznávaný Thompsonův model atomu. Sám Thompson a později jeho student Crowther vysvětlili Marsdenův objev jako sekvenci po sobě jdoucích kolizí s malým úhlem odchýlení, které vyústí v rozptyl o velkém úhlu. Rutherford ale nebyl o tomto vysvětlení přesvědčen a snažil se experiment vysvětlit jako jeden jediný rozptyl způsobený kladným nábojem uvnitř atomu. Proto přišel 7. března 1911 s teorií [1], ve které ukázal atom složený z malého kladně nabitého jádra obklopeného záporně nabitým elektronovým mrakem. Tento model rozpracoval Bohr. Jedná se o kvantově mechanický model atomu, za který dostal Niels Bohr v roce 1913 Nobelovu cenu za fyziku.

Pro rozvoj iontově-rozptylové spektroskopie bylo potřeba vyvinout přístrojové vybavení. Experiment s ionty byl poprvé uskutečněn v padesátých letech minulého století. Byl vysvětlen v roce 1948 Nielsem Bohrem v pojednání o atomových srážkách s pevnou látkou [2]. Byly popsány výsledky měření a jednotlivé píky v naměřených spektrech byly přiřazeny elastickým srážkám s danými atomy [3]. K dalšímu vývoji a zpřesnění metody došlo díky rozvoji počítačových simulací. V roce 1963 publikovali Oen a Robinson první pozorování strukturních efektů při iontovém rozptylu, založeného na počítačové simulaci [4]. V této práci objevili také velmi důležitý jev, nazvaný kanálování, který se používá pro studium struktury krystalů.

Jednou z cest dalšího vývoje technik založených na iontovém rozptylu bylo snižování primární energie iontů. Díky nižší energii se zvyšovala povrchová citlivost metod. Jako zdroj iontů se začaly používat vzácné plyny. Prvním, kdo je použil, byl Smith, který jimi ostřeloval různé kovové povrchy [5]. Povrchovou citlivost prokázal ve své práci [6] Brongersma. Do této doby se používaly pouze elektrostatické detektory, které zaznamenávaly pouze nabitě částice. Při rozptylu iontů ale dochází k masivní neutralizaci a pouze malá část iontů se odrazí k detektoru. Jednou z cest, jak signál zvýšit, bylo použití alkalických iontů, které mají menší pravděpodobnost neutralizace [7]. Další možností, která byla využita, bylo použití detektoru schopného detekovat částice ze všech azimutálních směrů při jednom úhlu dopadu [8]. V tomto sestavení dochází ke zkrácení času měření a tím se snižuje možné poškození povrchu vzorku. S příchodem TOF (z *angl.* Time of Flight) detektorů byl vyřešen problém se ztrátou signálu, způsobený neutralizací primárních iontů. Byla však ztracena exkluzivita povrchové citlivosti. Navzdory tomu má použití TOF detektorů některé výhody (viz kapitola 2.6).

2.2 Teorie rozptylu iontů

Při dopadu iontů na povrch zkoumaného vzorku může nastat celá řada procesů, které charakterizují tyto interakce. Může nastat tzv. implantace (obrázek 1-g), kdy dopadající částice (projektil) (obrázek 1-a) pronikne do vzorku a tam zůstane. Může dojít k adsorpci (obrázek 1-h), kdy je projektil zachycen na povrchu vzorku. Projektil může také způsobit



Obrázek 1 - Produkty srážky iontu s atomy povrchu vzorku.

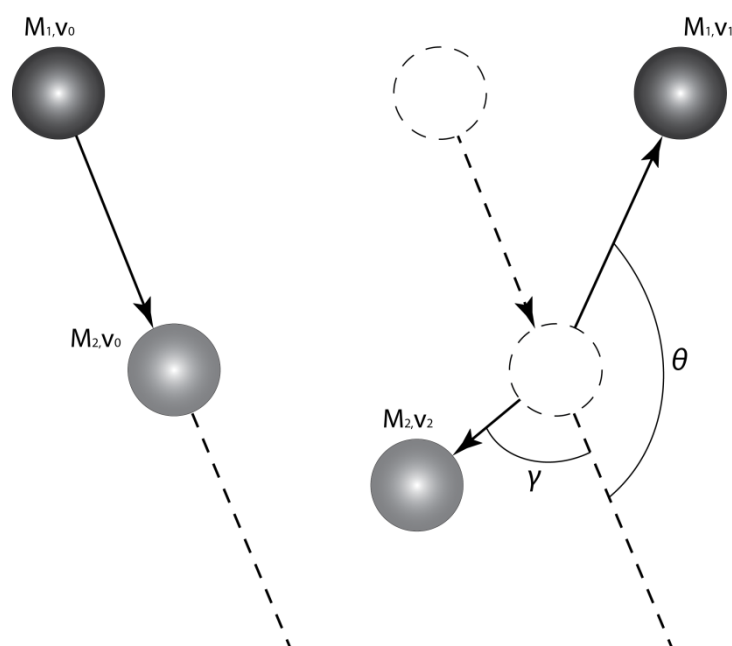
emisi fotonu (obrázek 1-f) nebo elektronu (obrázek 1-e) z povrchu. Pokud má projektil dostatečnou energii, může vyrazit atom či shluky atomů ze vzorku (obrázek 1-d). Z našeho pohledu nejdůležitějším procesem při interakci projektilu a povrchu je jeho zpětný odraz. Odraz může proběhnout v ionizovaném stavu (obrázek 1-b) nebo v neutralizovaném stavu (obrázek 1-c). Tyto odražené projektily zkoumá metoda analýzy povrchů LEIS (z *angl.* Low Energy Ion Scattering) s TOF energiovým analyzátozem.

Metoda TOF-LEIS je povrchově citlivá metoda, jejíž princip spočívá v bombardování vzorku ionty o nízké energii, jejichž část se od vzorku zpětně odrazí. Odražené projektily jsou energeticky analyzovány v TOF detektoru. Z dat získaných z detektoru je možno určit prvkové složení vzorku a ve spojení s natáčením vzorku také jeho strukturu.

Při měření metodou TOF-LEIS jsou jako projektily používány ionty vzácných plynů. Jejich výhoda spočívá v tom, že jsou nereaktivní a netvoří s atomy vzorku sloučeniny. Energie těchto iontů vycházejících z iontového děla se obvykle nachází v rozmezí 500 eV až 10 keV. Díky těmto energiím můžeme zanedbat vliv termálních vibrací a fononových oscilací, protože energie těchto jevů se pohybuje v desítkách meV. Díky rozdílu energií považujeme interakci iontu s povrchem za takzvanou binární kolizi.

2.3 Binární kolize

Tzv. kinematickým popisem binární kolize rozumíme popis kinetické energie projektilu před a po srážce. Binární kolizi způsobuje projektil o energii E_0 , hmotnosti M_1 a rychlosti v_0 , který se srazí s povrchovým atomem vzorku (obrázek 2). Mezi povrchovým atomem a projektilem dojde k výměně energie. Povrchový atom o hmotnosti M_2 získá část energie projektilu o velikosti E_2 , s ní spojenou rychlost v_2 a vychýlí se do úhlu γ . Projektil se odrazí s energií E_1 pod úhlem θ od původního směru. Úhel θ se nazývá úhel rozptylu a je jedním z důležitých parametrů pro techniku rozptylu iontů.



Obrázek 2 - Binární kolize projektilu o hmotnosti M_1 a rozptylového atomu o hmotnosti M_2

Rychlost projektilu po srážce se sníží na v_1 . Ze zákona zachování energie

$$\frac{1}{2}M_1v_0^2 = \frac{1}{2}M_1v_1^2 + \frac{1}{2}M_2v_2^2 \quad (1.1)$$

a zákona zachování hybnosti

$$M_1v_0 = M_1v_1 \cos(\theta) + M_2v_2 \cos(\gamma), \quad (1.2)$$

$$0 = M_1v_1 \sin(\theta) + M_2v_2 \sin(\gamma) \quad (1.3)$$

plyne výraz pro kinetickou energii projektilu po rozptylu

$$E_1 = kE_0 \quad (1.4)$$

kde E_0 je energie projektilu před rozptylem a k označuje tzv. kinematický faktor. Kinematický faktor je zcela určen geometrií rozptylu a poměrem hmotností částic

$$k = \left(\frac{\cos(\theta) \pm \sqrt{A^2 - \sin^2(\theta)}}{A + 1} \right)^2. \quad (1.5)$$

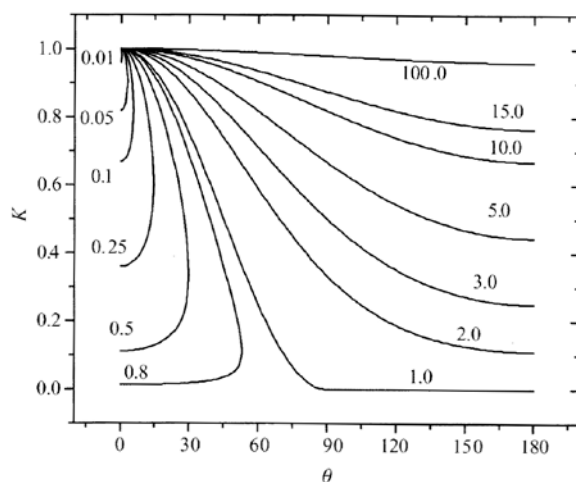
V rovnici (1.5) představuje A hmotnostní poměr

$$A = \frac{M_2}{M_1}. \quad (1.6)$$

Pokud je poměr hmotností částic $A > 1$, bereme pro kinematický faktor v rovnici (1.5) kladnou hodnotu odmocniny. Pokud je hodnota $A \leq 1$, jsou možné obě hodnoty. V tomto případě platí omezení [9]

$$\theta < \arcsin(A) \quad (A \leq 1) \quad (1.7)$$

Závislost kinematického faktoru na úhlu rozptylu θ pro různé hmotnostní poměry A je uveden na obrázku 3. Kinematický faktor je odvozen v [9].



Obrázek 3 - Závislost kinematického faktoru na úhlu rozptylu pro různé hmotnostní poměry rozptylový atom - projektil.

Z uvedeného grafu na obrázku 3 vyplývá, že největších hodnot, a tím i nejmenší ztráty energie projektilu, nabývá kinematický faktor při téměř kolmém dopadu projektilu na povrch. Proto je vhodné volit rozptylový úhel blízký 180° .

Kinematický popis je při splnění uvedených předpokladů velmi přesný. Cílem metody TOF-LEIS je zpravidla určit hmotnost rozptylových atomů na povrchu zkoumaného vzorku. Vzhledem k jednoduchosti kinematického popisu je metoda vhodná pro rychlou analýzu prvkového složení zkoumaných vzorků a in-situ analýzu depozičních procesů.

2.4 Vícenásobný rozptyl

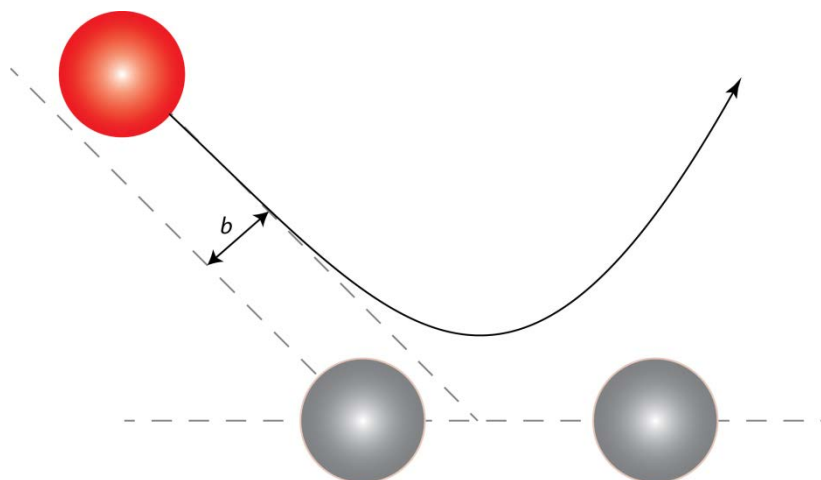
Odražené projektily nemusí prodělat jen jednu binární kolizi, ale celou sérii po sobě jdoucích kolizí uvnitř vzorku. Takový rozptyl se nazývá vícenásobný.

Vícenásobný rozptyl budeme při kinematickém popisu považovat za sérii po sobě jdoucích binárních kolizí. Každou binární kolizi bude charakterizovat příslušný kinematický faktor. energii rozptýleného projektilu spočteme podobně jako při binární kolizi (1.4) s tím rozdílem, že výsledný kinematický faktor bude součinem dílčích kinematických faktorů.

$$E_1 = E_0 \prod_{n=1}^N k_n(\theta_n, A_n) \quad (1.8)$$

kde N je počet srážek, které projektil ve vzorku prodělal.

Při dopadu projektilu záleží také na tzv. srážkovém parametru b , jehož význam je naznačen na obrázku 4. Jde o příčnou vzdálenost mezi trajektorií dopadu projektilu a myšlenou rovnoběžnou trajektorií, která by protínala geometrický střed atomu povrchu.



Obrázek 4 - Dopad projektilu na povrch vzorku při binární kolizi. b - je srážkový parametr.

Pravděpodobnost vícenásobného rozptylu roste se vzrůstající hmotností projektilu a s klesající primární energií. Velký vliv na četnost vícenásobného rozptylu má geometrie uspořádání experimentu. Čím menší je úhel rozptylu θ , tím větší je pravděpodobnost výskytu vícenásobného rozptylu. V LEIS spektrech se vícenásobný rozptyl projevuje rozšířením píků, popřípadě vznikem dalších píků. Z tohoto důvodu se vyhodnocování LEIS spekter stává komplikovanější. Na druhou stranu je informace o zkoumané vrstvě komplexnější.

2.5 Diferenciální účinný průřez a interakční potenciály

Pro stanovení množství jednotlivých prvků na povrchu nebo určení trajektorie iontů v blízkosti atomů vzorku si již nevystačíme s kinematickým popisem a se zákony zachování. Potřebujeme znát jednotlivé interakce mezi projektilům a atomy terče, tedy interakční potenciály, které poskytují informaci o rozložení elektrického náboje, kterým se částice ovlivňují.

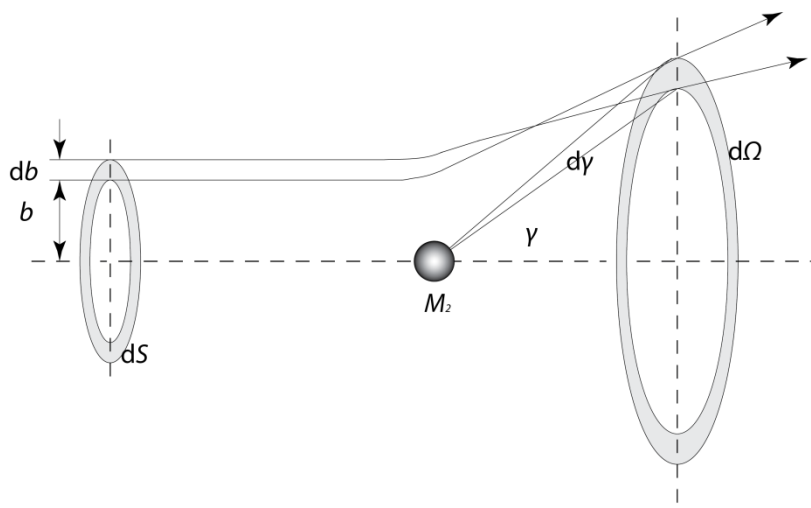
Kvantitativní analýza je založena na vztahu mezi množstvím iontů rozptýlených na terči, diferenciálním účinným průřezem a rozptylovým úhlem θ .

Počet iontů rozptýlených na terči ΔY je dán vztahem

$$\Delta Y = \frac{dS}{d\Omega} Q N \Delta\Omega \quad (1.9)$$

v němž $\frac{dS}{d\Omega}$ je střední diferenciální účinný průřez rozptylu pro daný typ iontů a atomů terče, Q značí celkový počet iontů primárního svazku dopadajících na terč za čas t a N udává počet atomů terče na jednotku plochy.

Diferenciální účinný průřez je vhodnou charakteristikou rozptylu při reálných experimentech, které vyžadují rozptyl velkého množství projektilů. Charakterizuje rozložení projektilů po rozptylu. Rozptyl části svazku primárních iontů do elementu prostorového úhlu $d\Omega$ kolem úhlu θ je naznačen na obrázku 5.



Obrázek 5 - Rozptyl projektilu na rozptylovém atomu k definici diferenciálního účinného průřezu.

Při dopadu projektilů ve svazku se srážkovým parametrem b dojde vlivem interakčních potenciálů k zakřivení trajektorie dle nákresu. Projektily blíže k ose primárního svazku jsou vychylovány více než projektily, které přilétávají s větším srážkovým parametrem. Uvažujeme projektily, které projdou mezikružím dS (1.10) vyčleněným kružnicemi o poloměru b a $b+db$. Tyto projektily se po interakci s rozptylovým atomem rozptýlí do elementu prostorového úhlu $d\Omega$, který je vymezen rozptylovými úhly θ a $\theta+d\theta$.

Plocha mezikruží je

$$dS = 2\pi b(\theta)db = 2\pi b(\theta) \left| \frac{db}{d\theta} \right| d\theta. \quad (1.10)$$

Element prostorového úhlu vyjádříme ve tvaru

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta. \quad (1.11)$$

Diferenciální účinný průřez poté můžeme psát ve tvaru

$$\frac{dS}{d\Omega} = \frac{b}{\sin \theta} \left| \frac{db}{d\theta} \right|. \quad (1.12)$$

Pokud bychom chtěli vyjádřit konkrétně diferenciální účinný průřez pro danou LEIS konfiguraci, je nutné zjistit tvar interakčního potenciálu.

Při použití coulombovského odpudivého potenciálu pro projektily helia o kinetické energii 2 keV rozptýlené na křemíkovém atomu získáme hodnotu minimální vzdálenosti přiblížení jader

$$r_0 = \frac{Z_{He}Z_{Si}e}{4\pi\epsilon_0 E_0} \cong 0,2 \text{ Å}, \quad (1.13)$$

kde Z udává protonové číslo, e náboj elektronu. Hodnota r_0 je srovnatelná s Bohrovým poloměrem a_B , z čehož plyne, že při LEIS je vzdálenost mezi částicemi srovnatelná s rozměry elektronových obalů. Při největším přiblížení se nachází mezi jádery nezanedbatelné množství elektronů, které ovlivňují na působení námi uvažovaného coulombovského potenciálu.

Z tohoto důvodu je nutné provést korekce interakčního potenciálu pro případ nízkoenergieového rozptylu. Tyto korekce jsou založené především na aproximaci analytických forem interakčních potenciálů vycházejících z různých modelů. Nelze totiž použít žádný potenciál, který je v současnosti analyticky vyjádřitelný.

Ačkoliv je odpudivá interakce jader stále dominantní, díky nízkým primárním energiím projektilu je nutné zahrnout do modelu interakčního potenciálu i odpudivou interakci elektronových obalů obou atomů. Říkáme, že odpudivý potenciál jader je částečně stíněn elektronovými obaly. Interakční potenciál vyjadřujeme ve tvaru [10]

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \Phi(r/a), \quad (1.14)$$

kde $\Phi(r/a)$ je stínící funkce (z *angl.* Screening Function). Tato funkce zohledňuje stínění odpudivého potenciálu jader elektronovými obaly. Parametr a v argumentu stínící funkce se nazývá stínící délka. Pro stínící funkci platí okrajové podmínky $\Phi(r \rightarrow \infty) = 0$ a $\Phi(r \rightarrow 0) = 1$. Přesné analytické vyjádření stínící funkce neexistuje. Používá se aproximace pomocí součtu exponenciálních poklesů, který vyhovuje předepsaným okrajovým podmínkám:

$$\Phi(r) = \sum_i c_i e^{d_i(\frac{r}{a})}. \quad (1.15)$$

V oblasti LEIS se nejčastěji používají následující dva typy stínící funkce, které modifikují interakční potenciál:

a) Moliérově vyjádření interakčního potenciálu [12] je založeno na Thomasově-Fermiho modelu atomu [11]. Zde je stínící funkce odvozena z modelu volných elektronů a nabývá tvaru

$$\begin{aligned} \Phi(r/a) = & 0,1 \exp\left(-0,6 \frac{r}{a}\right) + 0,55 \exp\left(-1,2 \frac{r}{a}\right) \\ & + 0,35 \exp\left(-3,0 \frac{r}{a}\right); \end{aligned} \quad (1.16)$$

b) Aproximace Zieglera, Biersacka a Littmarka, zkráceně nazývána ZBL potenciál. Byl navrhnut fitováním univerzální stínící funkce na teoreticky získané interakční potenciály vypočtené pro širokou škálu dvojic atomů. Stínící funkce ZBL potenciálu má tvar [13]

$$\begin{aligned} \Phi(r/a) = & 0,1818 \exp\left(-3,2 \frac{r}{a}\right) + 0,5099 \exp\left(-0,9423 \frac{r}{a}\right) \\ & + 0,2802 \exp\left(-0,4029 \frac{r}{a}\right) + 0,02817 \exp\left(-0,2016 \frac{r}{a}\right). \end{aligned} \quad (1.17)$$

Pro vyjádření stínící funkce je důležité definovat ještě stínící délku a , pro níž existuje více vyjádření stínící délky. Pro použití v Molierově aproximaci je definována stínící délka jako [13]

$$a = \left(\frac{9 \pi^2}{128}\right)^{1/3} \cdot a_B Z_{12}^{-1/3} \doteq 0,88534 a_B Z_{12}^{-1/3}, \quad (1.18)$$

kde $a_B = \hbar^2 / m e^2$ je Bohrov poloměr a Z_{12} je efektivní náboj pro dvojici projektil - rozptylový atom. Efektivní náboj píšeme ve tvaru

$$Z_{12} = (Z_1^x + Z_2^x)^y, \quad (1.19)$$

ve kterém exponenty x a y musí splňovat podmínku $xy = 1$.

Firsov odvodil stínící délku a_F pro hodnoty $x = 1/2$ a $y = 2$ jako

$$a_F = 0,88534 a_B \left(Z_1^{\frac{1}{2}} + Z_2^{\frac{1}{2}} \right)^{-\frac{2}{3}}, \quad (1.20)$$

zatím co Lindhard odvodil pro koeficienty $x = 2/3$ a $y = 3/2$ stínící délku a_L jako

$$a_L = 0,88534 a_B \left(Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (1.21)$$

V Molierově aproximaci se často používá tzv. modifikovaná stínící délka

$$a' = ca, \quad (1.22)$$

kde a je buďto Firsovova nebo Lindhardova stínící délka a c je fitovací parametr menší než 1, který slouží k dodatečnému přizpůsobení experimentálním datům.

Ziegler, Biersack a Littmark provedli jiné odvození než Molièr. Jejich odvození je založeno na komplexnějším modelu. Toto odvození realističtěji popisuje rozložení elektronů kolem jádra a zohledňuje coulombovské interakce, překryvy elektronových oblaků a výměnu náboje. Pro tento model vyjádřili stínící délku

$$a_{ZBL} = 0,88534a_B(Z_1^{0,23} + Z_2^{0,23})^{-1}. \quad (1.23)$$

Žádný z výše uvedených interakčních potenciálů není vhodný pro analytické výpočty diferenciálního účinného průřezu. Jsou však vhodné pro efektivní numerické simulace LEIS metody.

Pro kvantitativní analýzu je nutné znát diferenciální účinný průřez. Proto je potřeba spojit výsledky experimentů s výsledky simulací a ty vzájemně porovnat. Díky řadě modelů interakčních potenciálů, stínících funkcí, stínících délek a fitovacích parametrů máme v numerických výpočtech širokou škálu možností pro výpočet modelu. Tyto výpočty jsou časově náročné, a proto se v praxi omezujeme na vzorky, na jejichž prvkové složení a prostorové uspořádání můžeme usuzovat již před začátkem simulace.

2.6 Rozptylový integrál

Rozptylový integrál popisuje pohyb částice (projektilu) v centrálním poli rozptylového atomu. V tomto popisu nefigurují žádné příčné síly a výsledná odpudivá síla závisí pouze na vzdálenosti r mezi částicemi. Lagrangián pro takovýto systém můžeme psát jako

$$L = \frac{1}{2} (M_1 \dot{\vec{r}}_1^2 + M_2 \dot{\vec{r}}_2^2) - V(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|). \quad (1.24)$$

Pro zjednodušení můžeme využít zápis v tzv. CM systému (z *angl.* Center of Mass). Jedná se o klasickou těžišťovou soustavu, v níž Lagrangián (1.23) nabývá jednodušší formy

$$L = \frac{1}{2} \mu \dot{\vec{r}}^2 - V(|\vec{r}|), \quad (1.25)$$

kde $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ je relativní posunutí z pohledu projektilu směřující k rozptylovému centru. Lagrangián (1.24) převádí pohyb obou částic na pohyb projektilu o redukované hmotnosti

$$\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \quad (1.26)$$

v pevně lokalizovaném potenciálovém poli. Z povahy trajektorie rozptýleného projektilu (viz obrázek 5) s výhodou využijeme přechod k polárním souřadnicím. Lagrangián přepíšeme do tvaru

$$L = \frac{1}{2} \mu (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2) - V(|\vec{r}|), \quad (1.27)$$

kde r je vzdálenost projektilu od rozptylového centra a φ je polární úhel. Díky tomu, že polární úhel je cyklická veličina, zachovává se moment hybnosti a můžeme tedy psát

$$p_\varphi = \mu r^2 \dot{\varphi} = \text{konst.} \quad (1.28)$$

Lze ukázat, že výraz (1.27) vyjadřuje celkový moment hybnosti, tedy

$$L = \mu r^2 \dot{\varphi}. \quad (1.29)$$

Lagrangián (1.26) explicitně nezávisí na čase a proto můžeme předpokládat zachování celkové energie systému. Výraz (1.28) poté můžeme transformovat do výrazu pro energii

$$E = \frac{1}{2} \mu (\dot{r}^2 + r \dot{\varphi}^2) + V(r). \quad (1.30)$$

Nyní můžeme z rovnic (1.27) a (1.28) odvodit samotný rozptylový integrál [13]

$$\varphi(r) = \int \frac{\frac{p_\varphi}{r^2} dr}{\sqrt{2\mu[E - V(r)] - \frac{p_\varphi^2}{r^2}}} + C. \quad (1.31)$$

Moment hybnosti p_φ můžeme za pomoci srážkového parametru b a velikosti rychlosti v_0 , respektive energie E_0 , s níž projektil přilétá k rozptylovému centru, zapsat ve tvaru

$$p_\varphi = \mu b v_0 = b \sqrt{2\mu E_0}. \quad (1.32)$$

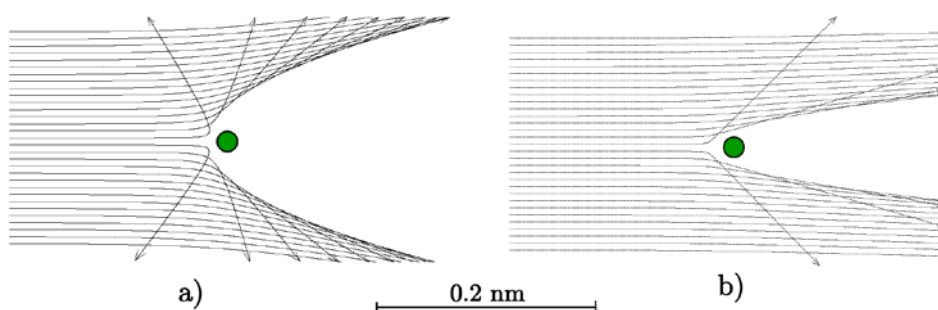
Při dosazení výrazu (1.31) do (1.30) by byl rozptylový integrál vyjádřen dle příslušných veličin. Díky tomu, že v reálném experimentu jsou detektor i iontový zdroj dostatečně vzdáleny od centra rozptylu, trajektorie projektilu se asymptoticky blíží k přímkám, vymežující úhel θ . Rozptylový úhel θ je základním parametrem rozptylu a můžeme jej vyjádřit ve tvaru

$$\theta(b) = \pi - 2 \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{\frac{b}{r^2} dr}{\sqrt{1 - \frac{V(r)}{E} - \frac{b^2}{r^2}}}, \quad (1.33)$$

kde r_{min} je minimální vzdálenost projektilu od rozptylového centra.

2.7 Strukturální faktory stínění a neutralizace

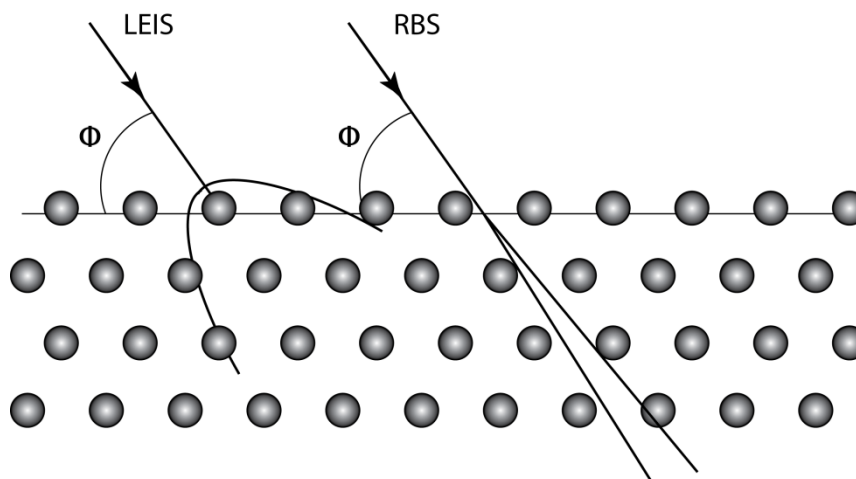
Ze znalosti interakčního potenciálu páru projektil - rozptylový atom jsme schopni vypočítat trajektorii projektilu. Na obrázku 6 jsou znázorněné dráhy projektilů He^+ o počáteční energii 2 keV a 10 keV rozptýlené na atomu galia. Projektily, které nalétávají na rozptylový atom s různým srážkovým parametrem b , jsou vychylovány pod různým rozptylovým úhlem θ a vytvářejí tak tzv. stínící kužel (z *angl.* Shadow Cone) [13]. Tento kužel je oblast, kam přilétávající ionty neproniknou. Pokud se v oblasti kužele nacházejí další atomy terče, je interakce s těmito atomy zanedbatelná a projektily je „nevidí“. Dalším možným efektem, který má návaznost na stínění, je blokování a výskyt tzv. blokovacího kužele (z *angl.* Blocking Cone). Tento kužel je speciálním případem stínícího kužele, kdy se na okraji oblasti geometrického stínu nachází další rozptylový atom a tím rozšiřuje oblast daného stínu. Náznak výpočtu parametrů stínícího a blokovacího kužele jsou uvedeny v [13].



Obrázek 6 - Rozptyl heliových projektilů a energii a) 2 keV a b) 10 keV od galiového atomu.

Obrázek převzat z [9].

Při porovnání obrázku 6a a 6b je zřejmé, že se snižující se primární energií projektilů se stínící kužel rozšiřuje. Úměra je ještě lépe pozorovatelná z porovnání stínícího kužele metody LEIS (energie pohybující se v řádu jednotek keV) a metody RBS (z *angl.* Rutherford Back Scattering), při které se primární energie projektilů pohybují v řádech MeV (obrázek 7). RBS ionty o vysokých energiích mohou pronikat podél úzkých kuželů hluboko do látky, zatímco LEIS ionty o nízkých energiích jsou ovlivněny širokým stínícím kuželem a nepronikají tak hluboko.



Obrázek 7 - Schematické porovnání stínících kuželů pro metody LEIS a RBS

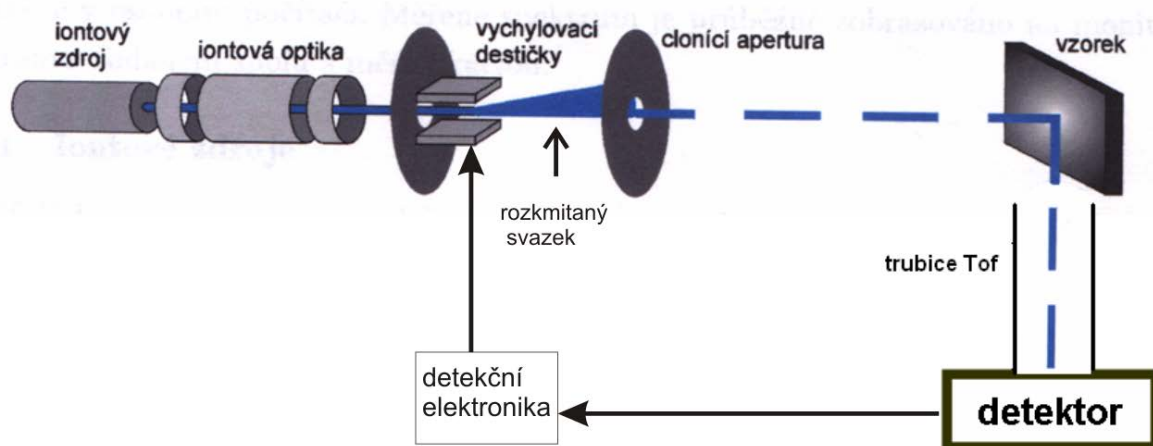
Stínění není jediným faktorem, který přispívá k povrchovému charakteru metody LEIS. Hlavním prvkem zvyšující povrchovou citlivost je neutralizace dopadajících projektilů [7]. Ionty, které se přiblíží k povrchu vzorku, způsobují excitaci elektronů z povrchu vzorku, přičemž rozhodujícím faktorem je rychlost iontů. Ta při metodě LEIS značně převyšuje termální rychlost částic nacházejících se v rovnováze s okolím. Při interakci pohybujícího se iontu s povrchovými atomy dochází nejen k energiovým ztrátám, ale také k výměně nábojů. V obou případech ztrácí projektil část kinetické energie. Při výměně náboje může dojít k přechodu elektronu z povrchového atomu vzorku do projektilu a neutralizovat jej. Pravděpodobnost neutralizace závisí především na kombinaci projektil-terč a na rychlosti iontů u povrchu. Popis výměny nábojů podle Hangstrumova adiabatického modelu je uveden v [14], [15]. Pravděpodobnost, že iont nebude při rozptylu neutralizován, roste podle tohoto modelu exponenciálně s velikostí kolmé složky rychlosti iontu k povrchu. S větší rychlostí se zkracuje doba, kdy iont interaguje s atomy povrchu a tím se i zkracuje doba, kdy může dojít k neutralizaci. Tento teoretický předpoklad je v dobré shodě s experimentálními výsledky. Neutralizace iontů závisí také obecně na vzdálenosti iontů od povrchu terče a na elektronové, a tedy i atomární, struktuře povrchu terče v blízkosti trajektorie. Hagstrumův model byl dále zdokonalován, aby věrněji vystihoval všechny procesy, které při rozptylu probíhají, (např. [16] a [17]). Pro přesné kvantitativní určení pravděpodobnosti neutralizace je třeba srovnání s experimentem.

Z [18] vyplývá, že pravděpodobnost úniku (situace, kdy iont není neutralizován) je pro ionty inertních plynů (He, Ar, Ne) menší než 1%. Při použití elektrostatických energiových analyzátorů není možná detekce neutrálů. Proto je neutralizace jedním z předních faktorů, které snižují intenzitu signálu rozptýlených iontů. Při vícenásobném rozptylu, kdy projektil vniká pod povrch terče, je minimalizována pravděpodobnost úniku iontu. Zvyšuje se tak povrchová citlivost LEIS metody. Na druhé straně ionty alkalických kovů (Li, Na, K) mají pravděpodobnost úniku kolem 90 %. Proto se s výhodou používají tam, kde by neutralizace komplikovala kvantitativní analýzu.

2.8 Princip měření TOF - LEIS

V klasickém uspořádání LEIS spektrometru se pro měření energie odražených projektilů používá elektrostatický energiový analyzátor (ESA z *angl.* Electro Static Analyzer). V principu se jedná o elektrody, na které je přivedeno napětí, které mění trajektorii analyzovaných částic v závislosti na jejich hmotnosti, rychlosti a náboji. Nevýhodou uvedeného typu analyzátoru je, že dokáže detekovat pouze nabitě částice. V důsledku vysoké neutralizace iontů inertních plynů je signál od rozptýlených iontů malý. Existují různé modifikace elektrostatických analyzátorů, které se snaží odstranit tuto nevýhodu. Nejčastěji je využit cylindrický analyzátor umístěný okolo iontového zdroje, který je schopen detekovat částice ze všech azimutálních směrů pod daným polárním úhlem. U tohoto uspořádání není možné zaznamenat azimutální úhel odrazu, který se využívá ve strukturní analýze. Speciální analyzátor, kterým je možno určit azimutální úhel je uveden v [13].

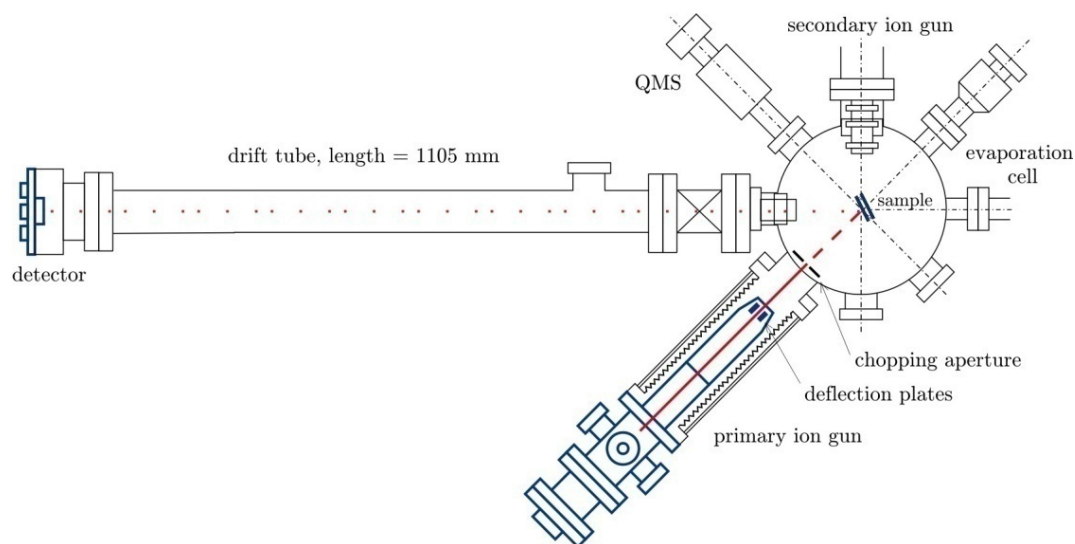
Další možností, která je využita právě v této diplomové práci, je použití TOF analyzátoru. Díky tomu, že tato metoda měří ionty i neutrály, je signál dostatečně velký i pro malé hustoty toků primárního iontového svazku. Základní princip a sestavení TOF - LEIS aparatury je uvedeno na obrázku 8. Hmotnostně filtrovaný iontový svazek vycházející z iontového zdroje prochází vychylovacími destičkami. Jedna z destiček je uzemněna a na druhou je přivedeno napětí tak, aby byl svazek vychýlen na clonící aperturu. S poměrně velkou opakovací frekvencí (řádově několik kHz) je toto napětí vypnuto a svazek tudíž není vychylován. V tomto okamžiku může proletět několik projektilů clonící aperturou. Vytvoří se tak pulz („klubko“), jehož časová šířka je několik nanosekund. Při průletu projektilů clonící aperturou se spustí elektronika odpočítávání času. Projektily jednotlivých pulzů pak pokračují ve svém letu na rozptylová centra (vzorek), kde jsou rozptýlena a pokračují ve svém letu s pozměněnou energií do sekundární větve spektrometru. Ta se skládá z tzv. driftové trubice a detektoru. V driftové trubici mohou být umístěny urychlovací elektrody. Ve vzniklém spektru tedy mohou být detekovány ionty odděleně od neutrální. Díky tomu neztratí metoda při použití TOF detektoru povrchovou citlivost. Po dopadu první rozptýlené částice na detektor zastaví vzniklý napěťový pulz elektrické stopky. Naměřenou dobu letu rozptýlených částic pak můžeme zpracovat pomocí počítače a získat tak časová nebo energiová TOF-LEIS spektra.



Obrázek 8 - Schéma TOF-LEIS aparatury. Převzato z [19]

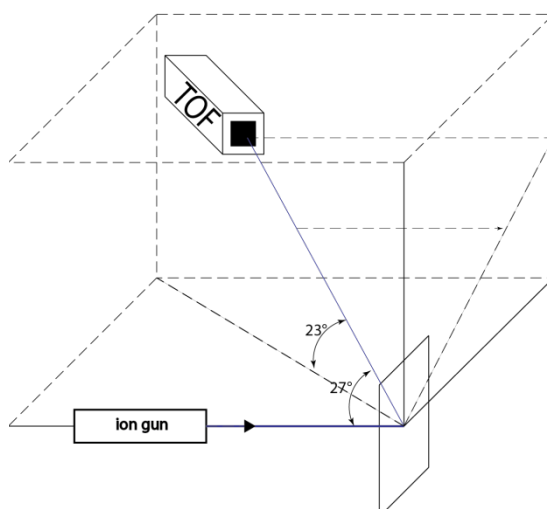
3 Experimentální sestava

Experimentální sestava pro TOF-LEIS metodu je umístěna v čistých prostorách na Ústavu fyzikálního inženýrství (ÚFI) na Fakultě strojního inženýrství (FSI) VUT v Brně. Sestava je umístěna v UHV (z *angl.* Ultra High Vacuum) komoře, kde je tlak udržován na hodnotě kolem 10^{-7} Pa. Během analýzy klesá tlak na hodnoty blízké 2×10^{-6} Pa. Schematický náčrtek rozmístění experimentálního zařízení je na obrázku 9.



Obrázek 9 - Schematický náčrtek rozmístění TOF trubice vůči iontovému zdroji

Obrázek 10 uvádí vzájemnou pozici optických os primárního iontového svazku a rozptýlených částic do TOF detektoru. Primární iontový svazek v tomto obrázku dopadá kolmo na vzorek a odráží se do driftové trubice pod rozptylovým úhlem $\theta = 152^\circ$.



Obrázek 10 - Prostorové uspořádání spektrometru.

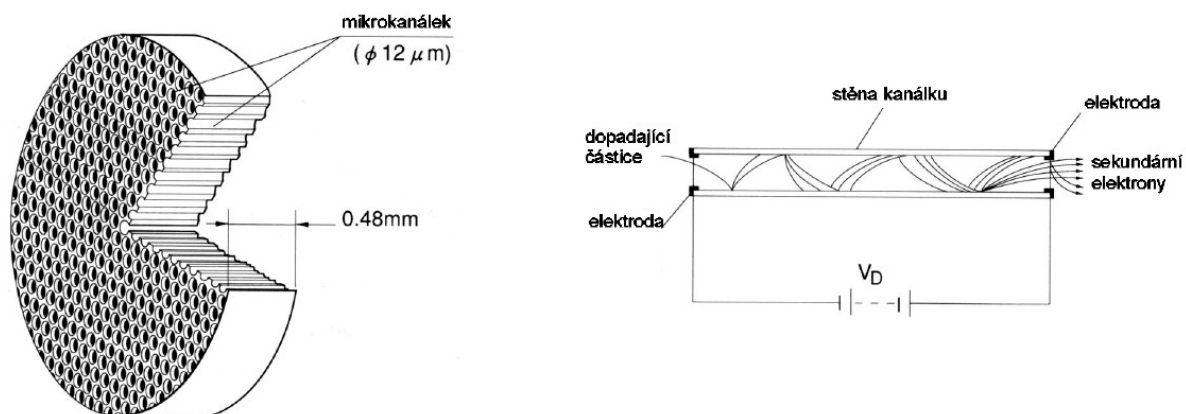
3.1 Iontový zdroj

V TOF-LEIS spektrometru na ÚFI je použit pro tvorbu primárního iontového svazku elektronově srážkový iontový zdroj nti 1403 TOF-SIMS. Je schopen produkovat ionty o energiích do 5 keV.

Zdroj obsahuje žhavené vlákno emitující elektrony, které ionizují částice plynu, který je napuštěn do ionizační komory. Vzniklé ionty jsou vytahovány extrakčními elektrodami a formovány fokusačními elektrodami do svazku požadovaného tvaru. Zdroj také obsahuje vychylovací destičky, díky nimž jsme schopni rastrovat svazkem po vzorku.

3.2 Mikrokanálkový detektor

Experimentální sestava na ÚFI používá tzv. MCP detektor (z *angl.* Micro Channel Plates) od firmy Hamamatsu. Detektor se skládá ze tří válcových desek o průměru 14 mm zobrazených na obrázku 11a. V každé desce je velké množství kanálků o průměru 12 μm . Při dopadu částice na vnitřní stranu kanálku dojde k vyražení sekundárního elektronu. Takto vzniklé elektrony letí dál kanálkem a narážejí na jeho stěny a tím vyražejí další elektrony. Detail kanálku je na obrázku 11b. Na přední a zadní straně válcových desek je vrstva vodivého materiálu, na kterou se přivádějí rozdílné elektrostatické potenciály. Potenciály urychlují vyražené sekundární elektrony napětím V_d na dostatečnou energii pro vyražení dalších sekundárních elektronů. Proud elektronů tak narůstá a detektor funguje jako fotonásobič. Díky tomu, že detektor obsahuje tři válcové desky, lze dosáhnout zesílení proudu v řádu 10^7 . Na konci, za deskami, je umístěna sběrná anoda, na kterou dopadají sekundární elektrony.



Obrázek 11 - a) deska MCP detektoru b) kanálek sloužící pro zesilování signálu. Obrázek převzat z [19].

3.3 Detekční elektronika

Detekční elektronika v TOF-LEIS spektrometru měří dobu mezi průletem iontu vychylovacími destičkami iontového zdroje a detekcí rozptýleného projektilu na detektoru. Detekční elektronika je složena z různých zařízení, jejichž propojení je zobrazeno na blokovém schématu na obrázku 12. Generátor Agilent Technologies 81150A vytváří dva

napětíové pulzy o šířce několik nanosekund, amplitudě 8 V a frekvenci několik kHz. Takto modulovaný signál je posílán přes pulzní obvod na vychylovací destičku a přes Gate and Delay generátor Ortec 416A do jednotky TAC (z *angl.* Time to Amplitude Converter) Ortec 566. Pulzní obvod se skládá z tranzistoru IRF 620 a 400 Ω odporu. Při průchodu pulzu z Agilent Technologies 81150A generátoru tranzistorem se začne vychylovací destička přes tranzistor vybíjet. Obvod invertuje a zesílí původní signál. V době pulzu obě vychylovací destičky uzemněny a projektil proletěl clonící aperturou. Když pulz skončí, je destička opět nabita na původní napětí a projektily jsou vychylovány do clonící apertury.

Rozptýlený projektil, který dopadl na MCP detektor vytvoří na sběrné anodě detektoru impuls. Tento impuls je přiveden do předzesilovače Ortec 142A a z něj přes zesilovač Ortec 590A do jednotky TAC. Jednotka TAC měří dobu mezi prvním impulzem, který přišel z generátoru Agilent Technologies 81150A a impulzem následným z MCP detektoru. Naměřenou dobu letu rozptýlené částice vydělí jednotka TAC rozsahem časové osy výsledného spektra a konvertuje ji na napětí. Tento rozsah tedy určuje rozlišení časového spektra. Je možno nastavit rozsah časové osy v mezích 50 ns až 2 s.

Napětíové pulzy pak putují do počítačové karty Ortec 916A, též označované jako MCA (z *angl.* Multi Channel Analyser). Karta umožňuje zpracování signálu v počítači. Pro zpracování se používá program Maestro, taktéž od firmy Ortec.

4 Experimentální část

4.1 Příprava vzorku

Základ vzorku tvoří křemíkový substrát v podobě tzv. waferu. Wafer je křemíková deska cca 500 μm tlustá, jejíž plocha je shodná s udávanou krystalografickou rovinou. Na okraji každého waferu je zářez, který definuje udávaný krystalografický směr. Díky těmto parametrům známe krystalografické směry na vzorku a můžeme je uvažovat při experimentech.

Křemíkové wafery jsou uchovávány na vzduchu, a proto jsou pokryty oxidem křemíku. Abychom mohli jednodušeji a lépe interpretovat TOF-LEIS spektra, je vhodné tuto vrstvu odstranit. Na odstranění tzv. nativního oxidu z povrchu substrátu používáme 2% kyselinu fluorovodíkovou. Substrát necháme smáčet v kyselině 2 minuty. Tento čas je dostatečný na to, abychom ze vzorku odstranili většinu oxidu a přitom na povrchu nevytvořili příliš členitý reliéf. Poté umyjeme vzorek v deionizované vodě, abychom odstranili zbytky kyseliny a osušíme proudem dusíkového plynu.

Na takto ošetřený substrát můžeme nanášet zlaté nanočástice. Zdrojem Au je koloidní roztok zlatých nanočástic ve vodě. Pro experimentální účely je možno použít nanočástice zlata o různých velikostech. Průměry takových částic jsou od 5 nm do 80 nm. V našem experimentu jsme používali zlaté nanočástice o průměrech 10 nm a 20 nm. Povrchový náboj zlatých nanočástic je záporný. Náboj křemíku závisí na pH prostředí, ve kterém je křemík ponořen. Aby měl křemík kladný povrchový náboj, je nutné udržovat pH pod 2,5. To zajistíme přidáním 5% HF do koloidního roztoku. Poměr kyseliny a roztoku byl experimentálně stanoven. Na 1 ml roztoku je potřeba aplikovat 1,2 μl 5% HF. Do připraveného roztoku vložíme substrát tak, aby leptaná strana byla smáčena roztokem. Díky rozdílným povrchovým nábojům se zlaté nanočástice pomocí coulombovské interakce uchytí na částice křemíkového povrchu.

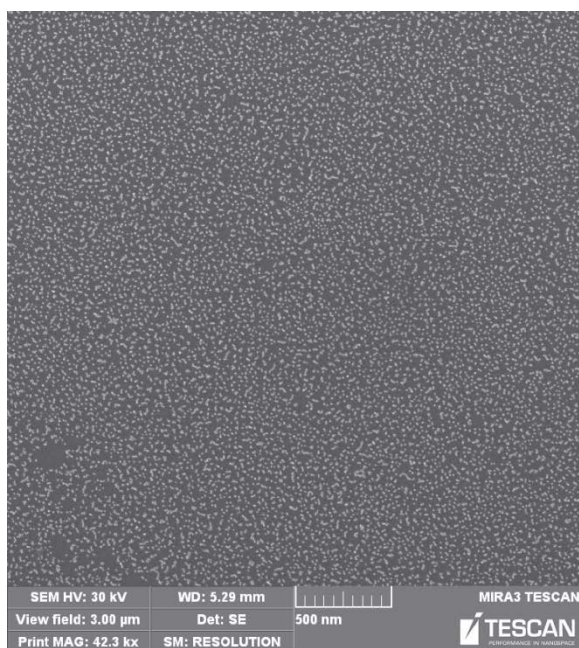
Poměr pokrytí povrchu vzorku zlatými částicemi vůči ploše křemíku lze korigovat pomocí doby, kdy je křemík ponořený do koloidního roztoku (viz další kapitola).

4.2 Pokrytí Au nanočásticemi

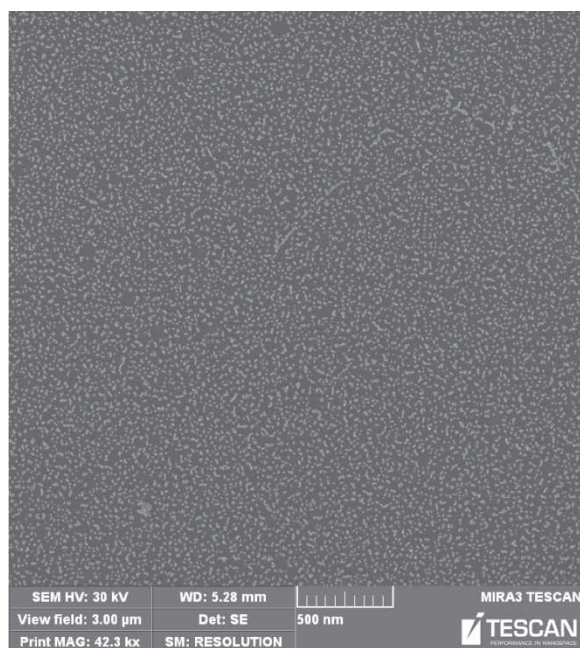
Pro zaměření analyzované oblasti používáme program IonImage, který rastruje iontovým svazkem po zorném poli a udává proud aktuálně tekoucí vzorkem při ostřelování daného místa. Zobrazuje ostřelovanou oblast vzorku jako "vodivostní mapu", na které můžeme rozlišit materiály. Změna signálu v důsledku pokrytí zlatými nanočásticemi není tak výrazná, abychom viděli kde jsou zlaté nanočástice a kde ne. Předpokládáme, že pokrytí substrátu zlatými nanočásticemi je rovnoměrné. Pokud by nebylo, při změně polohy měřeného místa na vzorku, by spektra mohli mít jiný charakter. Hustota pokrytí a rovnoměrnost jsou také důležitým parametrem pro provádění numerických simulací.

Pro pozorování těchto parametrů jsme použili elektronový rastrovací mikroskop Vega od firmy Tescan. Zobrazení SEM (z *angl.* Scanning Electron Microscopy) mikroskopem je pouze informativní. Při zobrazování zlatých nanočástic se pohybujeme na hranici rozlišení mikroskopu. Pro detailní analýzu byl proto použit jiný mikroskop od firmy Tescan a to Mira3. Záznamy z tohoto mikroskopu jsou na obrázku 12. Jsou zde porovnány dva případy pokrytí zlatými nanočásticemi o průměru 10 nm. Substrát byl smáčen v koloidním roztoku jednu hodinu. Na obrázku 12-a je zobrazeno pokrytí na neleptaném křemíkovém substrátu pokrytého vrstvou nativního oxidu. Na obrázku 12-b je zobrazeno pokrytí na leptaném křemíkovém substrátu. Z obrázků je patrné, že leptání nemá vliv na hustotu pokrytí zlatými nanočásticemi. Tento fakt je ve shodě s teorií "depozice" zlatých nanočástic uvedené v předchozí kapitole. Je zde také vidět, že pokrytí je rovnoměrné. Při přípravě vzorku se musíme vyvarovat jakéhokoliv mechanického kontaktu s deponovanou plochou. Mechanickým kontaktem totiž může dojít k setření zlatých nanočástic z povrchu vzorku. Ukázka takto vzniklé nehomogenity je na obrázku 13-a. Vrchní rýha je způsobena mechanickým kontaktem po nanesení zlatých nanočástic. Spodní rýha je připravena již před nanášením částic a slouží pouze pro orientaci na vzorku. Na okrajích vzorku byly nalezeny malé nehomogenity, které svou velikostí napovídají, že nemohly být způsobeny mechanickým kontaktem. Jejich velikost je v řádech desítek nanometrů. Jsou uvedeny na obrázku 13-b. Ani tyto nehomogenity nemají vliv na celkový signál z TOF-LEIS spektrometru, protože šířka svazku je zhruba 0,5 mm a v porovnání s velikostmi nehomogenit, je změna ve výsledném signálu zanedbatelná. Přesto jsme při všech měřeních vybíraly oblast pro ostřelování primárním svazkem dále od okrajů vzorku.

Pro určení hustoty pokrytí substrátu zlatými nanočásticemi byl využit program Scion Image, který slouží k zpracování obrazů. Pomocí binární konverze jsme byli schopni spočítat poměr mezi plochou substrátu a zlatými nanočásticemi. Výsledný histogram pokrytí a obraz upravený binární konverzí je na obrázku 14. Hodnota 0 v RGB rozdělení odpovídá bílé barvě a hodnota 255 odpovídá černé. Z uvedeného histogramu rozložení barev vyplývá, že pokrytí substrátu zlatými nanočásticemi je 15%. Pokud bychom nechali substrát v koloidním roztoku delší dobu, mohli bychom docílit i větší pokrytí. Hrozilo by zde nebezpečí, že při příliš velké hustotě pokrytí by se mohly zlaté nanočástice shlukovat.

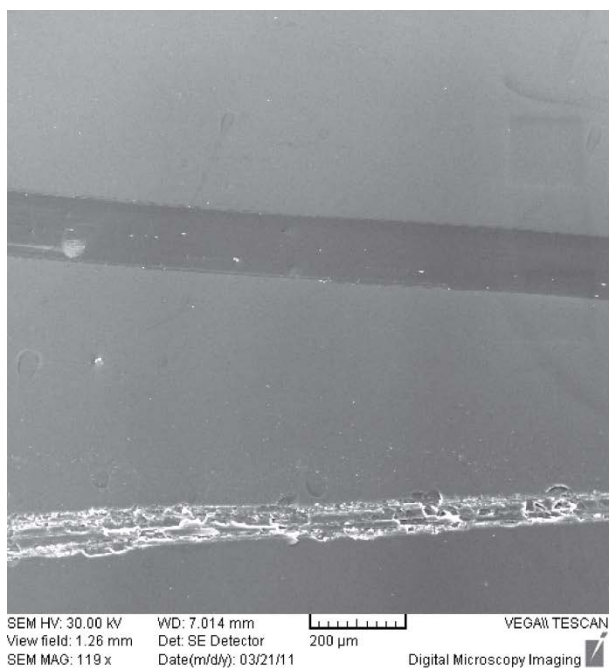


a)

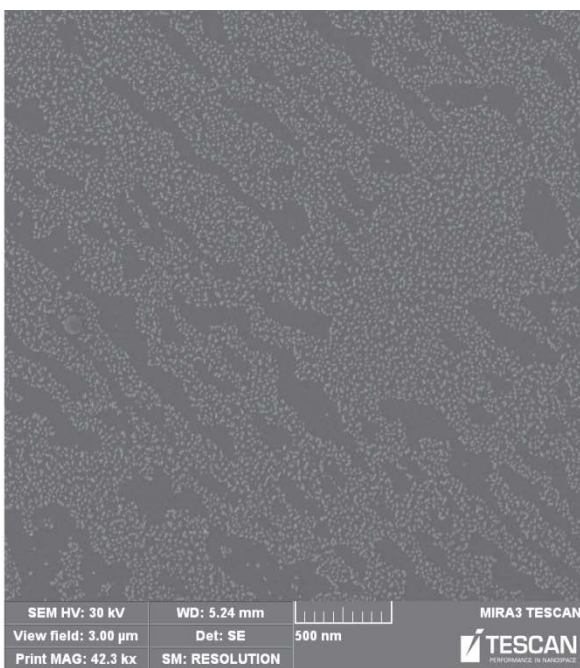


b)

Obrázek 12 - Pokrytí křemíkového substrátu zlatými nanočásticemi. a) leptaný Si, b) neleptaný Si.

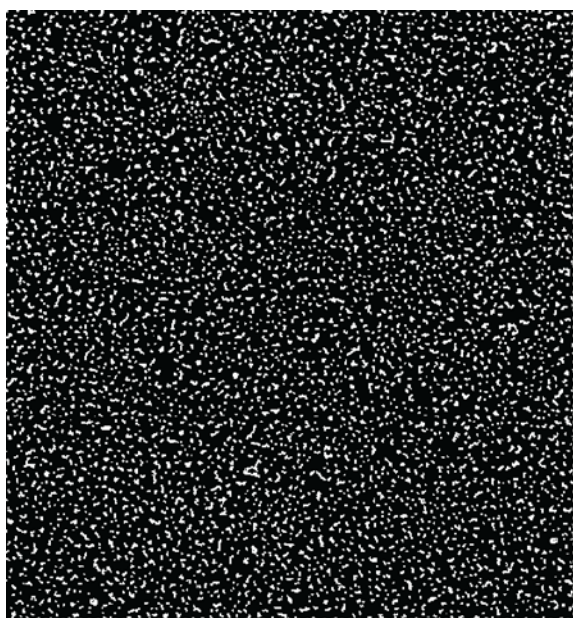


a)

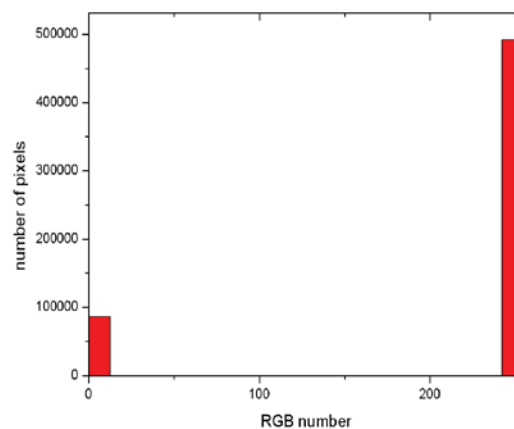


b)

Obrázek 13 - Nehomogenity v pokrytí zlatými nanočásticemi na substrátu (leptaný Si). a) rýha způsobená mechanickým kontaktem, b) mikroskopické nehomogenity na okraji vzorku.



a)

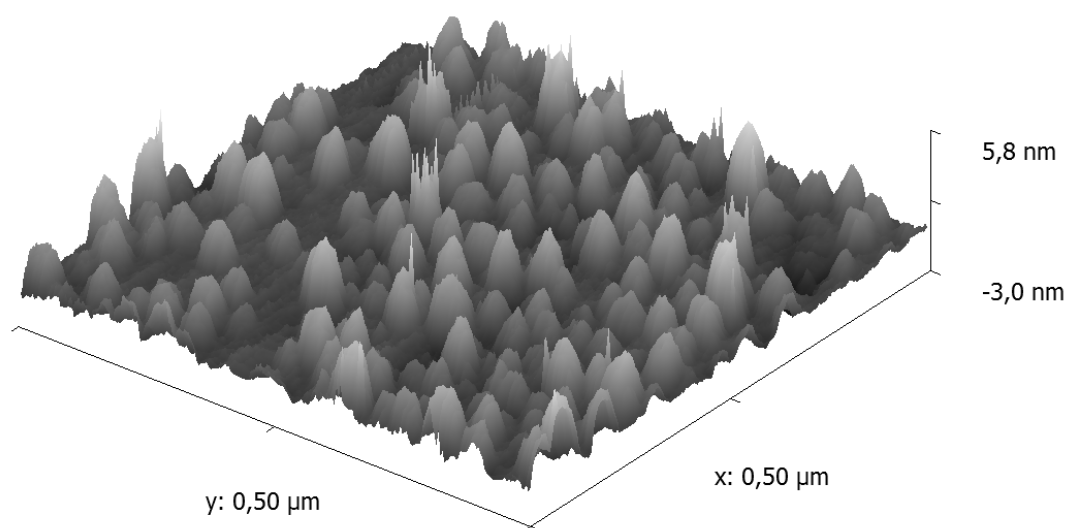


b)

Obrázek 14 - a) Zvětšenina obrazu ze SEM upravená binární konverzí, b) histogram rozložení bílých a černých pixelů.

4.3 AFM analýza

Pro zkoumání topografie povrchů jsme využili AFM (z *angl.* Atomic Force Microscopy) mikroskop Veeco v bezkontaktním módu. Při těchto rozměrech zlatých nanočástic je patrné, že konvolucí hrotu a kuliček vzniká obraz, který není přesným obrazem topografie. Poskytuje přibližnou informaci o strukturách, které na povrchu vzorku zlato tvoří. Topografie leptaného Si s 10nm Au částicemi je uvedena na obrázku 16.



Obrázek 15 - Topografie leptaného Si se zlatými nanočásticemi o průměru 10 nm.

4.4 Analýza TOF-LEIS spekter

Na energiovém rozdělení rozptýlených částic se podílí různé procesy. TOF-LEIS spektra nesou komplexní informaci o rozptylu iontů. Tato kapitola popisuje typická TOF-LEIS spektra, jejich základní rysy a jak různé procesy energetických změn ovlivňují tvar píků ve spektrech.

4.4.1 Časová a energiová spektra

Výsledky detekce rozptýlených částic zpracovává program MAESTRO. Výstupem je závislost počtu detekovaných částic na době letu (zvolený rozsah odpovídá 1024 kanálům datového převodníku). Pro přesnou kalibraci dat do časové osy je nutné znát polohu píku alespoň jedné komponenty ve spektru. Pokud tuto informaci nemáme, je nutné experimentálně naměřená data porovnávat s daty, naměřenými na vzorcích s přesně definovaným složením. Pro vyhodnocování datových souborů používáme program LEISInt (z *angl.* Low Energy Ion Spectroscopy Integral). Tento program byl sestaven Ing. Radkem Dudou z ÚFI pro jednodušší manipulaci s binárními datovými soubory.

Experimentální data jsou často porovnávána s daty pocházejícími ze simulací. Simulovaná spektra jsou obvykle funkcí energie detekovaných částic. energiová TOF-LEIS spektra mají hlubší fyzikální význam, než časová. Proto je vhodné převést experimentální TOF-LEIS data na energiovou závislost.

Pro převedení těchto spekter byl použit program LEISInt. Je nutné zadat parametry projektilu (hmotnost, primární energii) a parametry soustavy (úhel rozptylu, délku driftové trubice). Poté je nutné TOF-LEIS data zkalibrovat. Kalibrace se provádí určením jednoho výrazného píku, o kterém víme, kterým prvkem je způsoben (tzv. kalibrační pík). Po zadání těchto dat spočítá program teoretickou polohu kalibračního píku a tu ztotožní s polohou námi označeného píku.

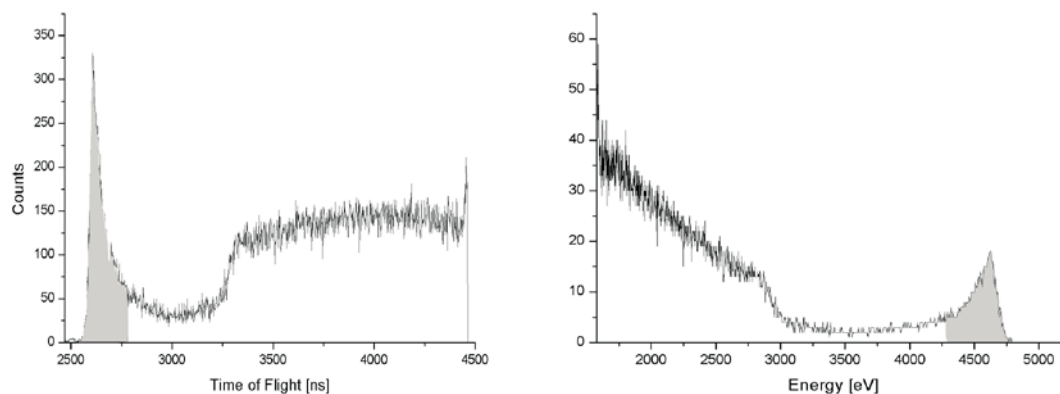
Převod na energiové spektrum je proveden na základě vztahu

$$E_{1,i} = \frac{1}{2} M_1 \left(\frac{l}{t_i} \right)^2, \quad (1.34)$$

kde $E_{1,i}$ vyjadřuje energii projektilů, patřící do i -tého kanálu (energievého intervalu), M_1 je hmotnost projektilů a t_i je doba letu driftovou trubicí o délce l . Velikosti energiových intervalů se oproti časovým liší. Je nutné zachovat stejný počet detekovaných částic v jednotlivých intervalech (obsah plochy pod křivkou v odpovídajících intervalech časového a energiového spektra)

$$N_{E,i} dE_{1,i} = N_{t,i} dt_i. \quad (1.35)$$

Zde $N_{E,i}$ udává počet detekovaných částic v i -tém intervalu energiového spektra a $N_{t,i}$ udává počet detekovaných částic v i -tém intervalu časového spektra. Kombinací rovnic 1.34 a 1.35 jsme schopni transformovat konstantní časový přírůstek na konstantní energiový přírůstek [9]. Příklad převodu časových spekter na energiová je uveden na obrázku 16.

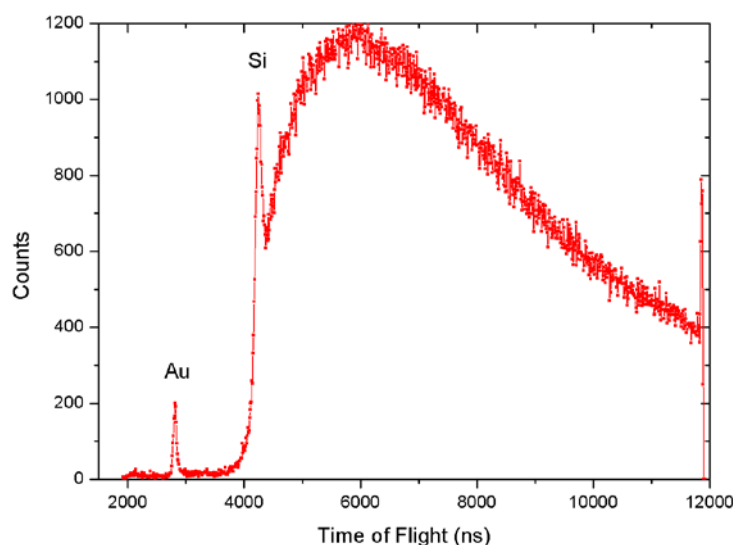


Obrázek 16 - Konverze TOF-LEIS spektra na energiové. Odpovídající si časové a energiové intervaly jsou označeny šedě.

4.4.2 Interpretace spekter

Na obrázku 17 je uvedeno typické TOF-LEIS spektrum. Studovaný vzorek se skládá z atomů křemíku a zlata. Substrát Si(100), který byl zbaven nativního oxidu pomocí leptání v 2% HF. Na substrát bylo nadeponováno zlato ve formě zlatých nanočástic o průměru 10 nm. Projektily byly heliové ionty o energii 5 keV. Ve spektru jsou dva výrazné píky. Ostrý pík je výsledkem rozptylu iontů od zlatých nanočástic. Další pík je mohutný pík pocházející z rozptylu iontů na Si substrátu.

Tvar píku pocházející od zlatých nanočástic se významně odlišuje od křemíkového. Jeho tvar odpovídá tzv. binárnímu píku. Znamená to, že částice, které vytváří tento pík, prodělaly se zlatými nanočásticemi pouze binární kolizi. V ideálním případě by tento pík měl mít tvar delta funkce. Tvar píku, pocházejícího od Si substrátu, je ohraničen náběžnou hranou se zřetelným binárním píkem. Tento pík je opět tvořen částicemi, které prodělaly pouze binární kolizi. Rozsáhlý zbytek křemíkového píku je tvořen částicemi mnohonásobně rozptýlenými v objemu vzorku.

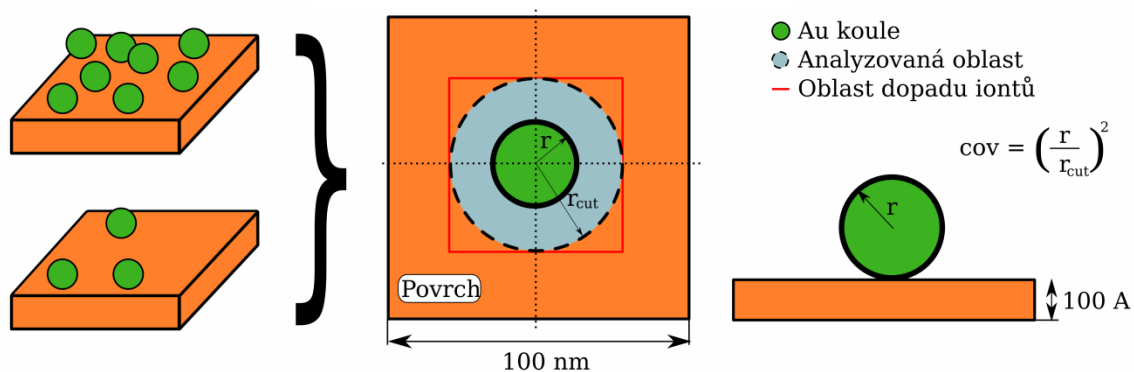


Obrázek 17 - TOF-LEIS spektrum vzorku skládajícího se z křemíkového substrátu a zlatých nanočástic.

4.5 Simulace TOF-LEIS spekter

Jedním z hlavních cílů této diplomové práce je srovnání experimentálních a simulovaných TOF-LEIS spekter. Simulace těchto spekter provádí na ÚFI Ing. Tomáš Matlocha. Vyvinul počítačový kód CDLS (Classical Dynamic LEIS Simulator). Fyzikální model implementovaný do kódu CDLS je založen na jednoduchých principech klasické dynamiky. Vzájemná interakce mezi projektilem a terčovými atomy je popsána pomocí rovnice 1.14 [22]. Vzájemná interakce terčových atomů je zanedbána. Primární iont pohybující se zkoumanou látkou je průběžně brzděn interakcí s elektrony terčové struktury. Tato interakce je charakterizována pomocí Lindhard-Scharffova vztahu [1]. Rovněž tepelné vibrace atomů terčové struktury byly implementovány do CDLS kódu na základě Debyeovy-Wallerovy teorie [7].

Pro simulace bylo zvoleno stejné nastavení parametrů, jako odpovídá našemu spektrometru. Úhel dopadu $\Psi = 90^\circ$, rozptylový úhel $\theta = 152^\circ$, energie projektilů $E_0 = 5$ keV, délka driftové trubice $l = 1,23$ m. Jediný změněný parametr byl akceptační úhel α , který byl zvolen místo reálného $\alpha = 1^\circ$ na $\alpha = 6^\circ$. Volba akceptačního úhlu α byla vynucena potřebou redukce výpočetního času. Vzájemná interakce iontů a terčových atomů byla v CDLS simulacích popsána pomocí ZBL potenciálů. Termální vibrace resp. průběžná ztráta energií iontů byla rovněž uvažována v CDLS simulacích. Rozměry simulované terčové struktury byly limitovány na rozsah (100 nm x 100 nm x 100 nm) Studovaný povrch byl modelován podle jednoduchého modelu uvedeného na obrázku 18.



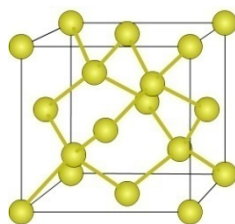
Obrázek 18 - Model povrchu substrátu pokrytý zlatými nanočásticemi. Pokrytí povrchu (cov) umožňuje modifikovat tento model vhodnou volbou parametru r_{cut} .

4.6 Kanálování v Si substrátu

Jak bylo zmíněno v kapitole 2, lze metodu LEIS použít i pro strukturní analýzu. Při tomto záměru záleží v sestavení spektrometru na použitém detektoru. Ten limituje, jak komplexní informaci jsme schopni z výsledku experimentu obdržet. V sestavení, ve kterém bychom mohli měřit odražené částice kolem celého vzorku s přesnou informací, pod jakým úhlem se odráží daný počet částic, bychom byli schopni obdržet komplexní informaci o krystalické struktuře vzorku. Cylindrický detektor poskytuje méně komplexní informaci. V našem spektrometru jsme omezeni použitím TOF detektoru, který je pod fixovaným úhlem. Máme však možnost natáčení vzorku pomocí manipulátoru v UHV komoře v azimutálním směru (z pohledu roviny vzorku).

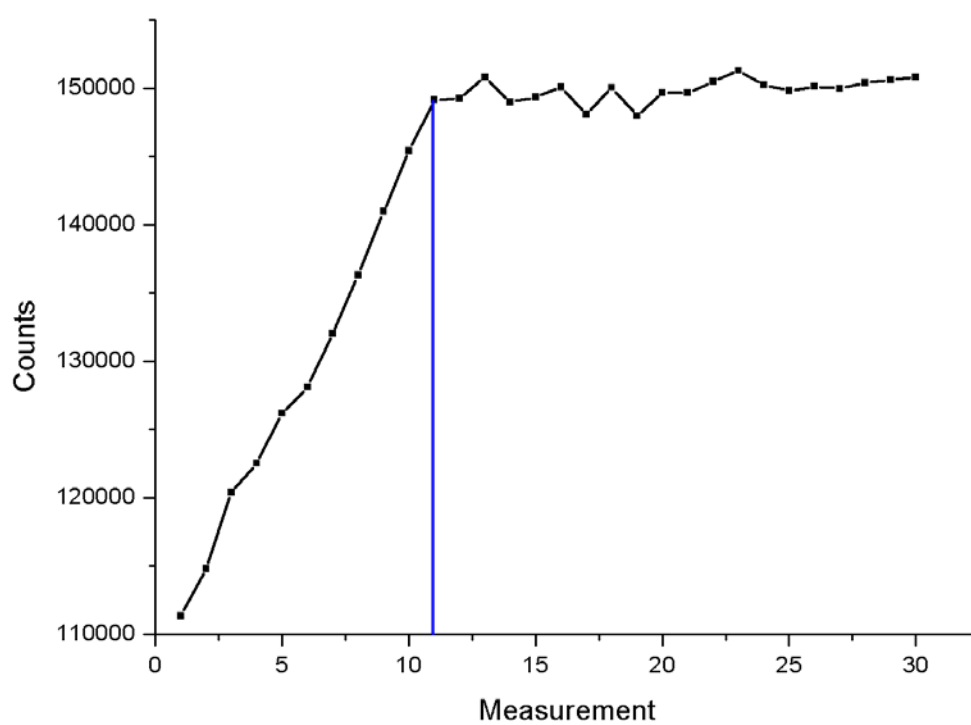
Při ostřelování projektily se v materiálech s krystalickým uspořádáním může výrazně projevit tzv. kanálování. Při určitém natočení krystalické mřížky pozorovaného vzorku je možné, aby část projektilů proletěla mezi atomy krystalické mřížky a nerozptýlila se na nich. Projektily proletí kanálem mezi atomy a nejsou detekovány spektrometrem, protože se neodrazí zpět do detektoru.

Prostorová mřížka křemíku je kubická plošně centrovaná. Primitivní báze obsahuje dva identické atomy o souřadnicích $(0,0,0)$ a $(\frac{a}{4}, \frac{a}{4}, \frac{a}{4})$, při mřížkovém parametru fcc mřížky a , a je spojena s každým mřížkovým bodem [20]. Diamantová krystalická struktura křemíku je uvedena obrázku 19.



Obrázek 19 - Krystalická struktura křemíku.
Převzato z [9].

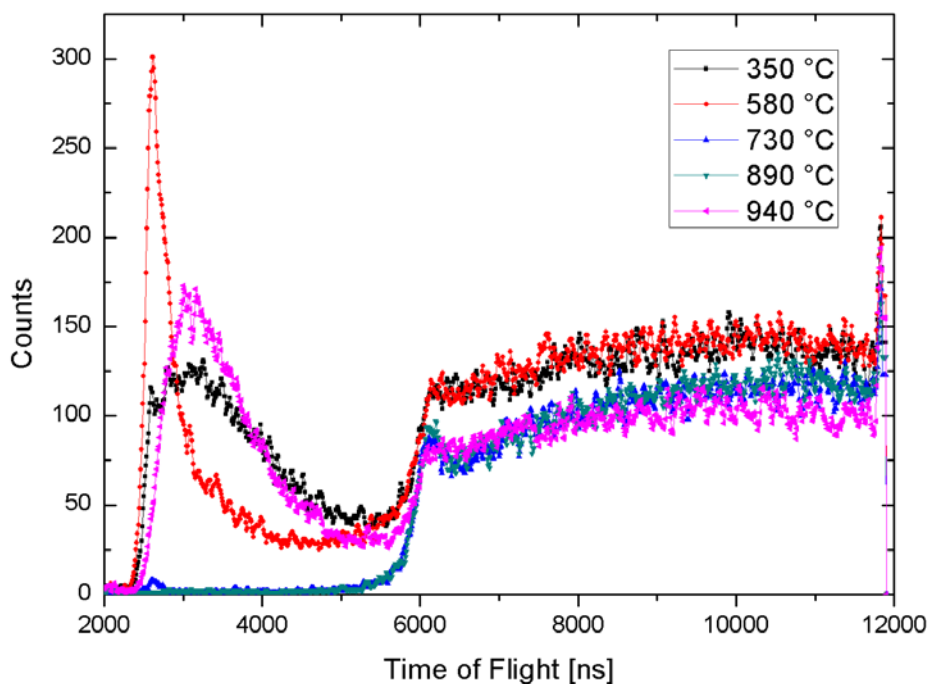
Na křemíkovém substrát zbaveném nativního oxidu v 2% HF jsme našli natáčením vzorku v azimutálním směru (z pohledu roviny vzorku) minimum signálu od rozptýlených iontů helia. Právě v tomto minimu kanáluje nejvíce projektilů vzorkem. Tato minima se díky periodické povaze krystalické mřížky opakují s periodou 90° . V tomto minimu jsme začali zahřívat vzorek průchodem proudu. Naším cílem bylo ověřit závislost kanálování na teplotě. Dle očekávání se se zvyšující teplotou kanálování zmenšovalo a rostl tak signál z TOF-LEIS spektrometru. Je to způsobeno termálními vibracemi atomů, u nichž dochází ke zvýšení s rostoucí teplotou. Jak je vidět na obrázku 20, při teplotě 400°C (teplota zaznačena modrou přímkou) přestal detekovaný signál růst. To nás může vést k domněnce, že kanálování při této teplotě již úplně ustalo. Při porovnání našich dat s [21] jsme zjistili, že kanálování by mělo pokračovat ještě nad tuto hodnotu. V našem experimentu se přestal zvyšovat signál ze spektrometru proto, že detektor při teplotě 400°C přijímal maximální počet částic, který byl schopný detekovat. Při dalším snižování kanálování a očekávaném zvyšování počtu detekovaných částic byl signál na stejné maximální hodnotě.



Obrázek 20 - Součet signálu (částic dopadlých na detektor) při jednotlivých měřeních.
Modře vyznačeno měření při teplotě 400 °C.

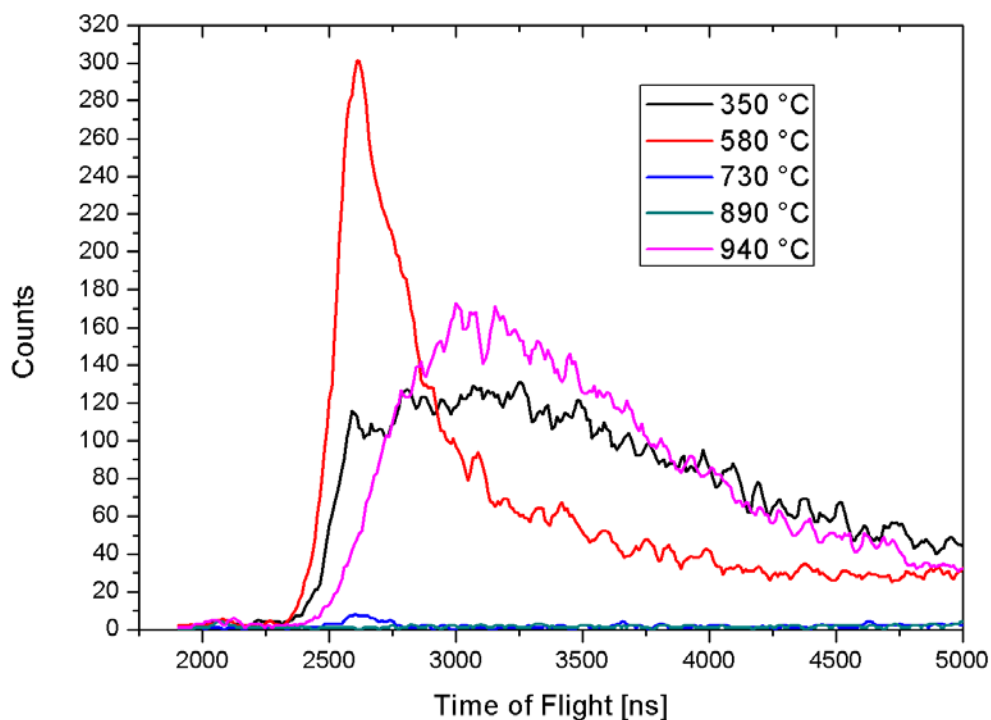
4.7 Vliv teploty na TOF-LEIS spektra

Tato kapitola popisuje chování zlatých nanočástic na křemíkovém substrátu v závislosti na teplotě. Vzorek použitý pro toto studium byl standardní křemíkový substrát leptaný v 2% HF. Při postupném zahřívání lze očekávat, že celkový signál bude nepatrně růst, právě z důvodu zmenšujícího se kanálování (viz část 4.6). Protože vzorek nebyl nastaven do polohy, kdy je kanálování maximální, projevuje se tento vliv pouze mírným nárůstem signálu v mohutném píku křemíku. Nárůst lze pozorovat na obrázku 21, kde jsou vybrána pro přehlednost pouze některá spektra tak, aby pokryla významné změny celého teplotního vývoje.



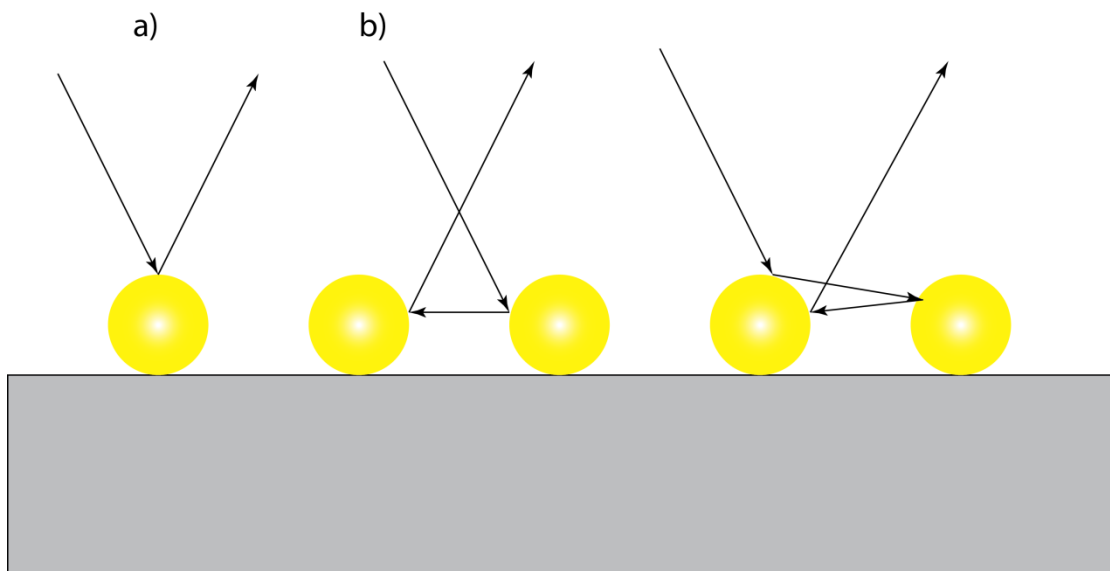
Obrázek 21 - TOF-LEIS spektra zahřívajícího vzorku (substrát Si se zlatými nanočásticemi) v udaném rozsahu teplot

Struktura zlatých nanočástic se s teplotou mění. Tyto změny můžeme pozorovat na píku zlata (obrázek 22). Při pokojové teplotě je pík zlata široký, což znamená, že rozdělení energií rozptýlených iontů na zlatých nanočásticích je poměrně široké. Je to důsledek kontaminace a také dopadu projektilů na zlaté nanočástice v různých místech. Zlaté nanočástice jsou aproximovány kulovou plochou. Pokud projektil dopadne přímo na vrchol této plochy, prodělá pouze binární kolizi (obrázek 23-a), pokud však dopadne mezi dvě částice, může prodělat více srážek mezi sousedními nanočásticemi zlata (obrázek 23-b).



Obrázek 22 - Vývoj píku zlata při uvedených teplotách

Při dalším zvyšování teploty začnou zlaté nanočástice tát a slívat se ve vrstvu. Tato vrstva pokrývá celý povrch vzorku stejnoměrně. Proto se začne objevovat binární pík zlata. Jak homogenita pokrytí zlata roste, roste i výška píku zlata a úměrně se zmenšuje šířka píku. Po té co pík dosáhne maxima, začne se zmenšovat. Tento fak je možné vysvětlit tak, že atomy zlata získají dostatečnou termální energii a začínají desorbovat z povrchu substrátu. Na spektru za teploty 940 °C je vidět ještě poslední náznak píku zlata na povrchu substrátu. V dalším spektru, které následuje již pík zlata zcela zmizel. Všechno zlato tedy desorbovalo z povrchu vzorku.

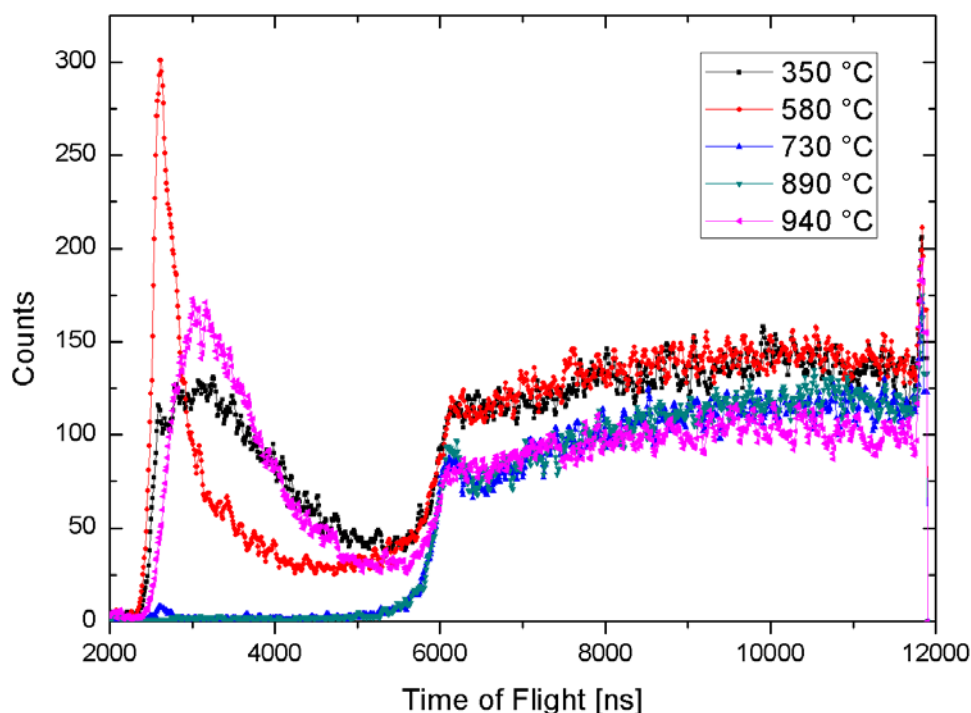


Obrázek 23 - Možné průběhy srážky projektilu se zlatými nanočásticemi. a) binární kolize b) dva případy vícenásobného rozptylu

4.8 Srovnání simulovaných a experimentálních TOF-LEIS spekter

Zlaté nanočástice ve tvaru koule byly vybrány pro dobře definovaný kulovitý tvar. Tento tvar měl napomoci ke snadnější simulaci a přispět tak k jednoduššímu srovnání experimentálních a simulovaných spekter. Simulovaná data byly získána pomocí kódu CDLS popsaném v části 4.5.

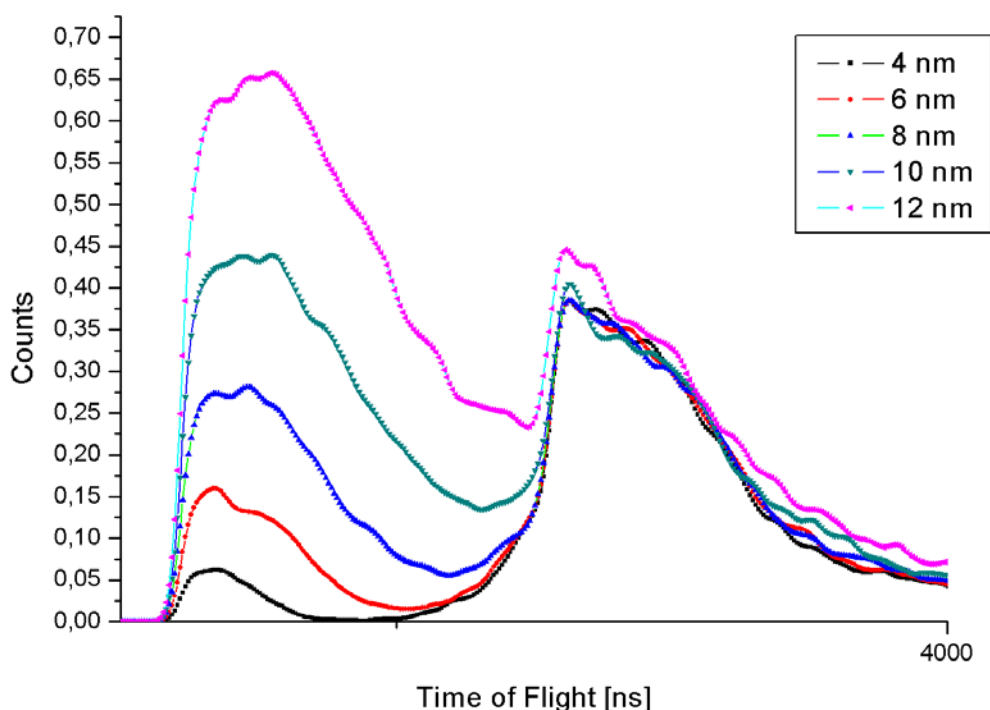
Pro srovnání použijeme experimentální data pocházející z měření, které je uvedeno v předchozí části 4.7. Jedná se o zlaté nanočástice s průměrem 10 nm, které byly postupně zahřívány na teplotu 940 °C. Pro přehlednost byly vybrány pouze spektra při význačných změnách z pohledu píku zlata. Tyto spektra jsou uvedeny na grafu v obrázku 23.



Obrázek 23 - TOF-LEIS spektra pro rozptyl He iontů na Si substrátu s Au nanočásticemi v závislosti na teplotě.

Ze spekter na obrázku 23 uvažujeme nejdříve spektrum, které je naměřeno při teplotě 350 °C. Při této teplotě je vidět první náznak tvorby binárního píku zlata, samotný pík má však pořád charakter spektra při pokojové teplotě. Spektra ze simulací neuvažují vliv teploty. Proto budeme porovnávat právě toto spektrum.

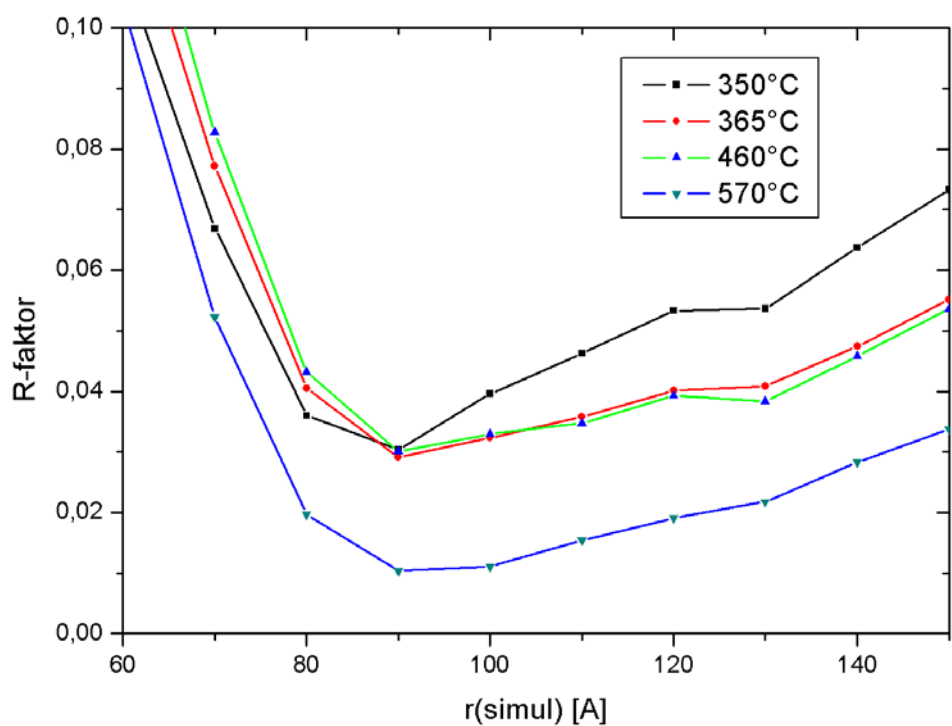
Pro simulace je důležitý pík zlata. Fitujeme parametry (poloměr Au koule) tak, abychom došli k co nejlepší shodě experimentu se simulacemi právě na těchto přesně definovaných útvarech. Na následujícím obrázku 24 jsou uvedena spektra ze simulací, které jsou prováděné pro různé poloměry nanočástic zlata. Protože jde o simulace, které jsou časově náročné na výpočet, jsou na y-ové ose počty částic o hodně menší než v reálném experimentu. Jde nám o shodu průběhu spektra, ne o absolutní počet částic.



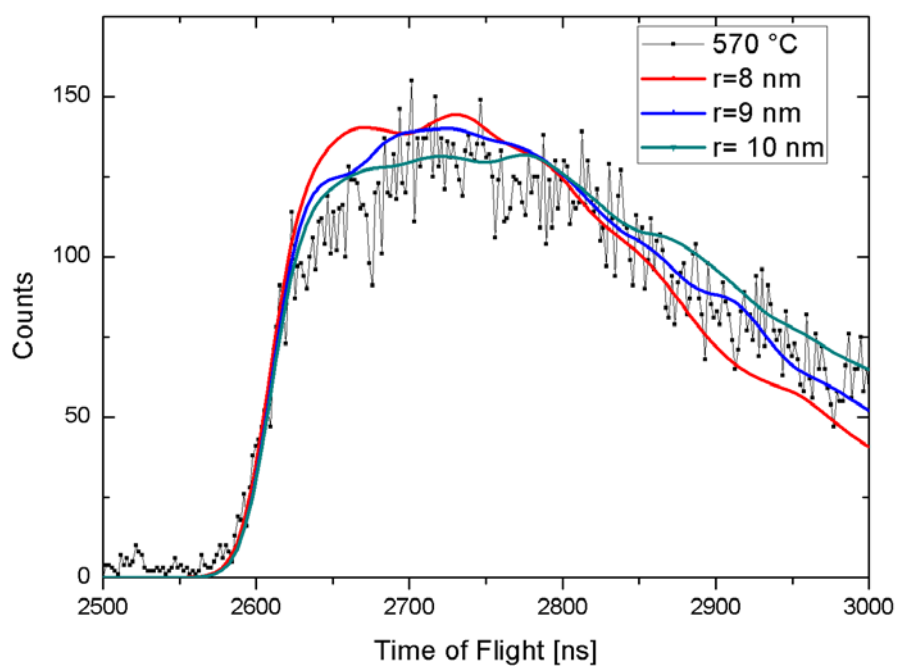
Obrázek 24 - Simulovaná TOF-LEIS spektra pro různé hodnoty poloměrů nanočástic zlata

Pro srovnání průběhu experimentálních a simulovaných dat používáme tzv. *R*-faktor. Je to parametr, který slouží obecně ke srovnávání shody průběhů spekter při spektroskopické metodách jako je např. LEED (z *angl.* Low Energy Electron Diffraction) [23]. Při porovnání všech experimentálních spekter vzájemně se všemi simulovanými spektry jsme dostali nejlepší shodu pro simulované spektrum s poloměrem zlatých nanočástic $r = 9$ nm s reálným spektrem měřeným při teplotě 570 °C. V grafu na obrázku 25 je tato křivka znázorněna. Nejlepší shoda nastává tehdy, když *R*-faktor nabývá nejmenší hodnoty.

Na obrázku 26 je znázorněn průběh spektra pro pík zlata v reálném experimentu zároveň se třemi simulovanými spektry. Data jsou porovnatelná díky vynásobení každého simulačního spektra příslušným koeficientem postihujícím poměr detekovaných projektilů v experimentu a simulaci. I z obrázku je patrné, že nejlepší shoda se projevuje pro simulaci s poloměrem částic $r=9$ nm.



Obrázek 25 - Nejlepší shoda experimentálních a simulovaných spekter. Na horizontální ose jsou simulované spektra s daným poloměrem zlatých nanočástic. Nejlepší shoda nastává v minimu R-faktoru.



Obrázek 26 - Pík zlata z experimentu pro 570°C a tři nejlepší simulační shody.

5 Závěr

Diplomová práce se zabývá srovnáním experimentálních a simulovaných TOF-LEIS spekter. Byl podán teoretický rozbor TOF-LEIS spektroskopie a popsán spektrometr, který je v laboratoři na ÚFI.

Všechna experimentální data uvedená v této práci byla naměřena autorem práce nebo ve spolupráci s Ing. Dudou. Autor práce analyzoval data a provedl jejich porovnání s počítačovými simulacemi.

V experimentální části byl popsán způsob interpretace dat z TOF-LEIS spekter a byl definován vztah mezi časovými a energiovými spektry. Dále byl uveden postup pro přípravu vzorků, které jsme používali pro experiment. V další části byl popsán model, který využívá počítačový kód Ing. Matlochy simulující rozptyl iontů. Byl zde rozebrán jev kanálování, který byl srovnán s experimentálními výsledky. Z výsledků mých laboratorních měření je zřejmé, že kanálování v křemíkovém substrátu při teplotě 400 °C ustává. To je v přímém rozporu s publikovanými daty. V naměřených spektrech byl konec nárůstu signálu zřejmě způsoben nasycením MCP detektoru. Jako další byla uvedena a popsána spektra měřená na vzorku tvořeném křemíkovým substrátem a zlatými nanočásticemi. Byla ukázána spektra při významných hodnotách teploty. Z dosažených výsledků je zřejmé, že zlato při teplotě 350 °C vytváří s křemíkovým substrátem silicidy, a na povrchu taje. Při teplotě 580 °C je binární pík zlata největší. To přisuzujeme největšímu pokrytí povrchu substrátu zlatem. Poté začne zlato desorbovat z povrchu vzorku a binární pík zlata se snižuje. Při teplotě 830 °C je všechno zlato již desorbováno.

Srovnání simulovaných a experimentálních spekter je uvedeno v poslední části čtvrté kapitoly. Z uvedených výsledků je zřejmé, že nejlepší shody pro energiové rozdělení zpětně rozptýlených částic He^+ bylo dosaženo pro poloměr simulovaných nanočástic $r = 9$ nm. Experimentální TOF-LEIS data byla získána pro vzorky, kde byly nanесeny nanočástice zlata o poloměru $r = 5$ nm. Srovnání probíhalo pomocí R-faktoru. Rozdíl mezi simulovanými a experimentálními výsledky je značný. Jeho vysvětlení vyžaduje navazující experimentální studii a zařazení dalších faktorů do simulačního kódu (brzdny účinek).

Literatura:

- 1 RUTHERFORD E.: *The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom*. Phil. Mag. 6 (1911) 669–688.
- 2 BOHR N.: *The Penetration of Atomic Particles Through Matter*. Mat. Fyz. Medd. Dan. Vid. Selsk. 18 (1948) 8.
- 3 RUBIN S.: *Surface analysis by charged particle spectroscopy*. Nucl. Instr. Meth. 5 (1959) 177–183.
- 4 ROBINSON M. T., OEN O. S.: *Computer Studies of the Slowing Down of Energetic Atoms in Crystals*. Phys. Rev. 132 (1963) 2385–2398.
- 5 SMITH D. P.: *Scattering of Low-Energy Noble Gas Ions from Metal Surfaces*. J. Appl. Phys. 38 (1967) 340–347.
- 6 BRONGERSMA H. H., MUL P. M.: *Ion scattering: a spectroscopic tool for study of the outermost atomic layer of a solid surface*. Chem. Phys. Lett. 14 (1972) 380–384.
- 7 NIEHUS H., HEILAND W., TAGLAUER E.: *Low-energy ion scattering at surfaces*. Surf. Sci. Rep. 17 (1993) 213–303.
- 8 HELLINGS G. J. A., OTTENVANGER H., BOELEN S. W., KNIBBELER C. L. C. M., BRONGERSMA H. H.: *A simultaneous energy and angle resolved ion scattering spectrometer*. Surf. Sci. 162 (1985) 913–920.
- 9 KOLÍBAL M.: *ToF-LEIS analysis of ultrathin films*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2007.
- 10 ŠIKOLA T.: *Spektroskopie rozptýlených iontů o nízkých energiích (ISS) a její využití pro analýzu pevných látek*. In: *Metody analýzy povrchů, iontové, sondové a speciální metody*. (L. Frank, J. Král), Academia, Praha 2002, 107-142.
- 11 BENNINGHOVEN A., RÜDENAUER F.G., WERNER H.W. et al. *Secondary Ion Mass Spectrometry: Basic Concepts, Instrumental Aspects, Applications, and Trends*. New York, 1987.
- 12 WALLS, J. M.: *Methods of surface analysis*, Cambridge University Press (1992).
- 13 RABALAIS, J. W.: *Principles and Applications of Ion Scattering Spectrometry – Surface Chemical and Structural Analysis*, John Wiley & Sons (2003).
- 14 HANHGSTRUM H. D.: Phys. Rev. 96 (1954), 336.
- 15 HANHGSTRUM H. D.: *Inelastic Ion-Surface Collisions*, Eds. E. taglauer and W. Heiland, Springer-Verlag, Berlin, 1981, 48 - 72.
- 16 BURGDÖRFER J., KUPFER E., GABRIEL H.: Phys. Rev. A23 (1987), 4936.

- 17 TULLY J. C.: Phys. Rev. B16 (1977), 4324.
- 18 AONO M.: Nucl. Instr. Methods B2 (1984), 374.
- 19 DUDA, R.: *Analýza ultratenkých vrstev metodami SIMS a TOF-LEIS*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2008.
- 20 KITTEL. CH.: *Introduction to solid state physics*, John Wiley & Sons, 8th edition, 2005.
- 21 SUMITOMO K., HIBINO H., HOMMA Z., OGINO T.: *Observation of Incomplete Surface Melting of Si Using Medium-Energy Ion Scattering Spectroscopy*. J. Appl. Phys. 39 (2000) 4421–4423.
- 22 ECKSTEIN W.: *Computer Simulation of Ion-Solid Interactions*. Springer Verlag Berlin Heidelberg 1991. ISBN 0-387-19057-0.
- 23 VAN HOVE M. A., WEINBERG W. H., CHAN C.-M.: *Low-Energy Electron Diffraction - Experiment, Theory and Surface Structure Determination*. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York Paris Tokyo, 1986.

Seznam zkratek

AFM	Atomic force microscopy
CDLS	Classical Dynamic LEIS Simulator
ESA	Electrostatic analyzer
LEED	Low energy electron diffraction
LEIS	Low energy ions scattering
LEISInt	Low Energy Ion Spectroscopy Integral
MCA	Multi Channel Analyser
MCP	Micro channel plates
RBS	Rutherford back scattering
SEM	Scanning electron microspcopy
TAC	Time to Amplitude Converter
TOF	Time of flight
UHV	Ultra high vacuum