



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

ATOMÁRNÍ STRUKTURA POVRCHU FERH(001)

ATOMIC STRUCTURE OF FERH(001) SURFACE

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Václav Ondračka

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Jan Čechal, Ph.D.

BRNO 2018

Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Student: **Václav Ondračka**
Studijní program: Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Vedoucí práce: **doc. Ing. Jan Čechal, Ph.D.**
Akademický rok: 2017/18

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 bakalářské práce:

Atomární struktura povrchu FeRh(001)

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

FeRh je materiálem vykazujícím magnetickou fázovou přeměnu: při teplotě ~ 90 °C se mění z antiferomagnetika na feromagnetikum. Detailní popis mechanismu této transformace je důležitý pro další výzkum i aplikace. Jedním z přístupů jak tuto transformaci popsat na atomární úrovni je použití rastrovací tunelové mikroskopie. Jelikož tento materiál nebyl nikdy detailně zkoumán metodami povrchové analýzy, poslouží bakalářská práce jako první důležitý krok v tomto výzkumu.

Cíle bakalářské práce:

- (1) Připravte čistý povrch FeRh(001) v podmínkách velmi vysokého vakua.
- (2) Experimentálně stanovte strukturu povrchu FeRh(001).

Seznam doporučené literatury:

LÜTH, H. Surfaces and Interfaces of Solid Materials, Third ed., Springer–Verlag, Berlin 1997.

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2017/18

V Brně, dne

L. S.

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan fakulty

Abstrakt

Slitina železo-rhodia, $\text{Fe}_{50}\text{Rh}_{50}$, vykazuje nízkoteplotní metamagnetickou přeměnu z antiferomagnetické na feromagnetickou fázi. Detailní popis této přeměny pomocí nástrojů povrchové analýzy nebyl dosud proveden. Tato bakalářská práce se věnuje přípravě a charakterizaci čistého povrchu slitiny pomocí nástrojů rentgenové fotoelektronové spektroskopie a nízkenergiové elektronové difrakce. Je provedena korekce obrazu a kvantifikace měření difrakce pomocí kalibrace vzorkem známé krystalové mřížky.

Summary

Alloy of iron-rhodium, $\text{Fe}_{50}\text{Rh}_{50}$, shows a low-temperature metamagnetic phase transition between its antiferromagnetic and ferromagnetic state. A detailed description of this transition using the tools of surface analysis has not yet been done. This bachelor's thesis focuses on preparation and characterisation of the alloy's clean surface using X-ray photoemission spectroscopy and low-energy electron diffraction. A flat field correction and a diffraction measurement calibration is done using a sample with known crystal lattice in order to quantify the diffraction results.

Klíčová slova

FeRh, povrchová analýza, LEED, XPS, čistý povrch

Keywords

FeRh, surface analysis, LEED, XPS, clean surface

ONDRAČKA, V. *Atomární struktura povrchu FeRh(001)*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2018. 37 s. Vedoucí doc. Ing. Jan Čechal, Ph.D.

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma „Atomární struktura FeRh(001)“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce. Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské 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 možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 270 zákona č.40/2009 Sb., trestního zákoníku.

V Brně dne

.....

(jméno autora)

Poděkování patří doc. Ing. Janu Čechalovi, Ph.D. za vedení při této bakalářské práci, Ing. Vojtěchu Uhlířovi, Ph.D. za velkou trpělivost a vedení předcházející roky. Velké díky bych rád vyjádřil také Bc. Štěpánu Kovaříkovi za hodiny se mnou strávené v laboratoři a počítačové učebně, a M.Sc. Jonu Ander Arregi Uribeetxebarria za přípravu vzorků. V neposlední řadě bych rád také poděkoval rodině a blízkým za pochopení a trpělivost.

Václav Ondračka

Obsah

Úvod	3
1 Základy magnetismu materiálu	5
1.1 Definice pojmů	5
1.2 Elektronová struktura atomu a magnetický dipólový moment	6
1.3 Projevy magnetismu v látce	8
1.3.1 Diamagnetismus	8
1.3.2 Paramagnetismus	8
1.3.3 Feromagnetismus	9
1.3.4 Antiferomagnetismus	10
2 Základy krystalografie	11
2.1 Definice pojmů	11
2.1.1 Struktura ideálního krystalu	11
2.1.2 Millerovy indexy	12
2.1.3 Notace podle Woodsové	12
2.1.4 Reciproká mřížka	14
2.2 Difrakce elektronů a podmínka elastického rozptylu	14
2.2.1 Laueho difrakční podmínka	14
2.2.2 Difrakce na povrchu	16
3 Vlastnosti slitiny železo-rhodia	19
4 Experimentální část	21
4.1 Použité metody	21
4.1.1 Magnetronová depozice	21
4.1.2 Rentgenová fotoelektronová spektroskopie	21
4.1.3 Nízkoenergievá elektronová difrakce	22
4.2 Příprava zařízení LEED pro kvantitavní měření	23
4.2.1 Korekce obrazu	23
4.2.2 Kalibrace vzdálenosti vzorku	24
4.3 Příprava čistého povrchu FeRh a stanovení jeho struktury	27
Závěr	33
Literatura	35

Úvod

Tenké vrstvy ekvatomární slitiny železo-rhodia (FeRh) mají díky své nízkoteplotní (360 K) metamagnetické fázové přeměně mezi antiferomagnetickým a feromagnetickým stavem potenciálně mnohá využití, jedno z nejznámějších je metoda tepelně asistovaného magnetického záznamu. Magnetické, elektrické i optické vlastnosti tohoto materiálu a jeho prostorově omezených struktur byly již dost podrobně zkoumány, detailní analýza vlastností povrchu a metamagnetické fázové přeměny na povrchu nebyla zatím provedena.

Možný způsob zobrazení fázové přeměny na povrchu FeRh je pomocí skenovací tunelovací mikroskopie (STM), změna magnetických vlastností látky je totiž doprovázena také změnou elektronové struktury atomů. Vzhledem k dlouhodobé odstávce zařízení STM byl zájem této bakalářské práce přesunut k metodám často používaným společně s STM. Mezi ně patří rentgenová fotoelektronová spektroskopie (XPS) pro prvkovou analýzu povrchových vrstev a difrakce nízkoenergiových elektronů (LEED) pro rychlé ověření struktury a symetrie povrchu.

V experimentální části je provedena příprava zařízení LEED pro kvantifikovatelná měření opravou obrazu a kalibrací pracovní vzdálenosti. Poté je připraven čistý povrch FeRh, v průběhu čištění je analyzován metodami XPS a LEED a v závěru jsou prezentovány objevené rekonstrukce a nadstruktury adsorbovaných molekul.

1. Základy magnetismu materiálu

1.1 Definice pojmů

Na rozdíl od elektrického pole, neexistuje nebo alespoň zatím nebyl objeven magnetický monopol [1]. Základní stavební jednotkou magnetického pole v materiálu je tedy magnetický dipól, a s ním spojený magnetický dipólový moment μ . Pro proudovou smyčku plochy S , kterou protéká proud I , definujeme μ vztahem $\mu = IS$. V části 1.2 jsou uvedeny vztahy pro magnetický dipólový moment elektronů v elektronovém obalu atomů.

Pokud mluvíme o magnetickém poli, máme obvykle na mysli vektorové pole magnetické indukce \mathbf{B} . To udává silové účinky pole na nabitou částici o náboji q a rychlosti \mathbf{v} podle vztahu (Lorentzova síla)

$$\mathbf{F}_L = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}),$$

kde \mathbf{E} je intenzita elektrického pole.

Kromě magnetické indukce se také využívá vektorového pole magnetické intenzity \mathbf{H} . Ve vakuu jsou tyto vektorové veličiny až na konstantu identické, tuto konstantu nazýváme permeabilita vakua a definujeme poměrem velikostí magnetické indukce \mathbf{B} a magnetické intenzity \mathbf{H} , $\mu_0 = B/H$. V materiálu platí

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} + \mathbf{M},$$

kde \mathbf{M} je magnetizace materiálu.

Jak uvidíme v části 1.2, zdrojem magnetických dipólových momentů atomu je jeho elektronový obal. Díky tomu, že nás obvykle zajímají pouze makroskopické projevy, tedy pole ve vzdálenostech mnohem větších než jsou vzdálenosti mezi atomy v látce, můžeme jednotlivé magnetické momenty prostorově zprůměrovat a vytvořit tak nové pole, které nazýváme magnetizací, značíme \mathbf{M} a platí

$$\mathbf{M} = \frac{\sum_{i=1}^n \boldsymbol{\mu}_i}{V},$$

kde $\boldsymbol{\mu}_i$ jsou magnetické momenty všech n atomů obsažených v jednotkovém objemu V .

Magnetická susceptibilita χ vyjadřuje závislost magnetizace látky na intenzitě externího magnetického pole. Směr magnetizace obecně nemusí být totožný se směrem

intenzity pole, jedná se proto o tenzor definovaný jako $\mathbf{M} = \hat{\chi}\mathbf{H}$.

Magnetizace tedy může být vyvolaná vnějším polem, některé látky ale vykazují spontánní (samovolnou) magnetizaci. Pro její vysvětlení je důležitá konstanta výměnné interakce \mathcal{J} . Ta popisuje energiový rozdíl mezi antiparalelní a paralelní orientací spinu elektronů atomů, mezi kterými dochází k překryvu vlnových funkcí elektronů ψ_1, ψ_2 . Pro nejjednodušší dvouatomový systém platí

$$\mathcal{J} = \int \psi_1^*(\mathbf{r}')\psi_2^*(\mathbf{r})\mathcal{H}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\psi_1(\mathbf{r})\psi_2(\mathbf{r}')d^3r d^3r',$$

kde \mathcal{H} je Hamiltonián systému [2].

1.2 Elektronová struktura atomu a magnetický dipólový moment

Magnetismus v látce je projevem kvantových vlastností elektronů v orbitalech atomů. Řešením Schrödingerovy rovnice pro jediný elektron uvězněný v klasickém elektrostatickém potenciálu kladného jádra získáme množinu možných stavů, vlnových funkcí, v jejichž superpozici se elektron může nacházet. Tyto stavy jsou popsány třemi tzv. kvantovými čísly.

Hlavní kvantové číslo $n = 1, 2, 3, \dots$, popisuje energii stavu a geometricky také poloměr slupky – množiny vlnových funkcí o stejném n . Vedlejší kvantové číslo $l = 0, 1, \dots, n$ popisuje velikost orbitálního momentu hybnosti L elektronu podle vztahu

$$L = \hbar\sqrt{l(l+1)}$$

, kde \hbar je redukovaná Planckova konstanta. V elektronu s nenulovým momentem hybnosti můžeme hledat analogii s proudovou smyčkou, z poznatků z klasické fyziky pak lze očekávat také nenulový magnetický orbitální moment μ_{orb} . Platí

$$\boldsymbol{\mu}_{orb} = -\frac{e}{2m_e}\mathbf{L}, \quad (1.1)$$

kde e představuje kladný elementární náboj a m_e hmotnost elektronu [3].

Není možné znát všechny složky momentu hybnosti, protože mezi sebou navzájem nekomutují. S kvadrátem momentu hybnosti ale komutuje jeho libovolná složka, bez ztráty na obecnosti ji ztotožníme s osou z . Platí tedy $[L^2, L_z] = 0$. Stejně jako velikost momentu hybnosti je kvantována i tato jeho složka. Magnetické kvantové číslo $m_l = -l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l$ vyjadřuje možné velikosti průmětu vektoru momentu hybnosti podle vztahu

$$L_z = \hbar m_l. \quad (1.2)$$

Jelikož neznáme všechny složky momentu hybnosti, nemůžeme znát ani všechny složky magnetického orbitálního momentu. Při průmětu rovnice 1.1 do zvolené osy z

dostáváme při využití vztahu 1.2

$$\mu_{orb,z} = -\frac{e\hbar}{2m_e}m_l = -\mu_B m_l.$$

Konstantu $\mu_B = e\hbar/2m_e$ nazýváme Bohrovým magnetronem a používáme hlavně pokud mluvíme o velikosti magnetického dipólu atomů.

Rozšířením klasické kvantové mechaniky na relativistickou objevíme další vlastnost částic, spin. Se spinem je spojen spinový moment hybnosti \mathbf{S} , jehož velikost popisuje spinové kvantové číslo s podle vztahu

$$S = \hbar\sqrt{s(s+1)}$$

. Elektron patří mezi fermiony, částice s poločíselným spinem, jeho spinové kvantové číslo nabývá pouze jedné hodnoty: $s = 1/2$. Stejně jako u orbitálního momentu hybnosti, můžeme měřit pouze průmět momentu hybnosti spinu ve směru externího magnetického pole, tento směr ztotožníme s osou z . Velikost průmětu S_z je kvantována, udává ji spinové magnetické kvantové číslo $m_s = \pm 1/2$ podle vztahu $S_z = \hbar m_s$. Se spinovým momentem hybnosti je svázán spinový magnetický dipólový moment,

$$\boldsymbol{\mu}_s = g\frac{e}{2m_e}\mathbf{S},$$

kde g je tzv. g -faktor, pro elektron platí $g = -2.0023$ [3]. Vzhledem ke kvantování spinového momentu hybnosti můžeme dále psát

$$\mu_{s,z} = g\frac{q\hbar}{2m}m_s \doteq -2\mu_B m_s$$

K celkovému magnetickému momentu přispívají kromě elektronů také samotná jádra atomů svým spinem, nicméně příspěvek jader je asi tisíckrát menší než příspěvek elektronů, nebudeme se jím tedy dále zabývat.

V atomu, který obsahuje více elektronů, se jednotlivé příspěvky orbitálních i spinových momentů hybností ode všech elektronů sčítají. To stejné platí i pro magnetické dipólové momenty s těmito hybnostmi svázanými. Vzhledem k tomu, že elektrony se jako fermiony nemohou nacházet ve stejném stavu, úplně zaplněná slupka obsahuje elektrony ve všech možných stavech. Jednotlivé příspěvky magnetického dipólového momentu se pak musí odečíst. O magnetických vlastnostech látky rozhodují tedy pouze valenční elektrony v nezaplňených orbitalech.

Při tvorbě chemické vazby dochází k překryvu vlnových funkcí elektronů a tvorbě nových (vazebných a antivazebných) orbitalů. V kovech překryvem vlnových funkcí vznikají celé, energiově téměř spojitě, pásy stavů, mluvíme pak o delokalizovaných elektronech. Způsob obsazení stavů elektrony se tedy komplikuje. Magnetické vlastnosti pak není možné přiřazovat prvkům jako takovým, ale pouze konkrétním látkám, a to ještě v závislosti na teplotě, uspořádání a dalších faktorech.

Teorie popsaná v této kapitole dokáže, při uvážení vazebných orbitalů, odhadnout

magnetické vlastnosti některých látek, např. ideálního plynu.

1.3 Projevy magnetismu v látce

1.3.1 Diamagnetismus

Jako diamagnetické označujeme látky, jejichž atomy nenesou žádný magnetický dipólový moment v nulovém externím magnetickém poli. Při přiložení externího pole se však na atomech indukují malý magnetický moment s opačnou orientací k externímu poli. V atomech vázané elektrony s nenulovým orbitálním momentem začnou při aplikaci vnějšího pole konat tzv. Larmourovu precesi. S ní je spojen vlastní moment hybnosti, a tedy i magnetický dipólový moment. Jde ukázat, že pro magnetickou susceptibilitu vzniklou touto diamagnetickou odezvou platí

$$\chi = -\frac{\mu_0 N Z e^2}{6m} \langle r^2 \rangle, \quad (1.3)$$

kde μ_0 je permeabilita vakua, N počet atomů v jednotce objemu, Z atomové číslo, pro neutrální atom tedy i počet elektronů, a $\langle r^2 \rangle$ je střední hodnota kvadrátu poloměru orbitalů daného atomu [4]. Pro diamagnetické látky obvykle platí $|\chi| \ll 1$.

Jelikož je diamagnetická odezva dána samotnou strukturou atomu, vyskytuje se u všech látek víceméně nezávisle na jejich dalších magnetických vlastnostech. Diamagnetická odezva je však co do velikosti obvykle podstatně menší než dále zmíněné projevy magnetismu.

Vztah 1.3 je odvozen pro elektrony vázané v orbitalech jádra. V látkách, např. kovech, benzenových jádrech atd., však existují také delokalizované elektrony. Ty také vykazují diamagnetickou odezvu zapříčiněnou změnou obsazení stavů.

1.3.2 Paramagnetismus

Jako paramagnetické označujeme látky, jejichž atomy sice nesou magnetický dipólový moment, ale výměnná interakce mezi magnetickými dipóly atomů je nulová, nebo příliš malá vůči tepelné energii. Nedochozí k žádnému makroskopickému zorientování, v nulovém magnetickém poli paramagnetické látky nevytváří žádné vlastní magnetické pole. Při aplikaci externího pole však dojde k minimalizaci energie magnetického dipólu v externím magnetickém poli (tzv. Zeemanova energie), a tedy k zorientování magnetických dipólů atomů do směru pole. Míra zorientování bude dána poměrem mezi Zeemanovou energií $-\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$ a tepelnou energií $k_B T$, kde k_B je Boltzmanova konstanta a T je termodynamická teplota. V materiálu se pak objevuje nenulová magnetizace.

Vezměme nyní atomy, jejichž magnetický moment je tvořen pouze spinem jediného nepárového elektronu – jsou tedy možné pouze dvě orientace spinového magnetického momentu vůči vnějšímu poli: po a proti směru. Dále uvažujme malá pole \mathbf{B} a teploty blízké pokojové, či vyšší. Pro magnetickou susceptibilitu takového materiálu pak platí

vztah

$$\chi = \frac{\mu_0 \mu_B^2 n}{k_B T} = \frac{C}{T} \quad (1.4)$$

známý jako Curieho zákon, kde n je hustota počtu nepárových elektronů v látce [5]. Konstantu $C = \mu_0 \mu_B^2 n / k_B$ nazýváme Curieho konstantou.

Vztah 1.4 je zvláštním případem Brillouinovy teorie paramagnetismu atomů s elektronovým obalem, kde kvantové číslo celkového momentu hybnosti elektronů splňuje $j = 1/2$.

1.3.3 Feromagnetismus

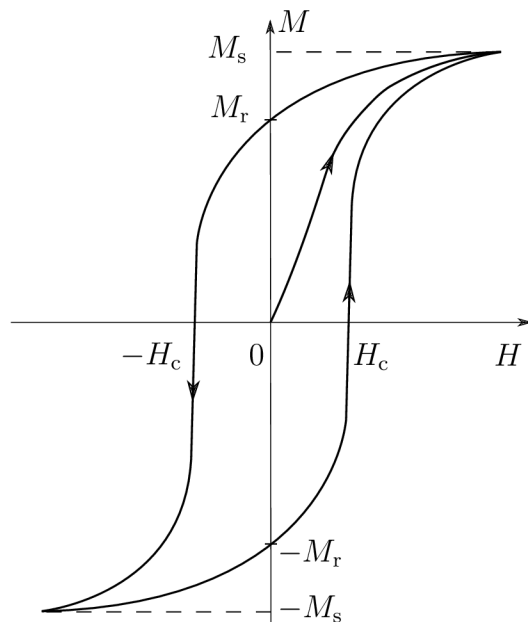
Jako feromagnetické označujeme látky, jejichž atomy nesou magnetický dipólový moment a konstanta výměnné interakce je kladná, takže se samovolně tvoří celé oblasti s víceméně jednotnou magnetizací – magnetické domény. Hranice domén se často tvoří na okraji zrn materiálu, či v místech větší hustoty poruch. Ani dokonale isotropní materiál v nulovém vnějším poli však nemusí být homogenně magnetizován v celém objemu. Kromě energie spojené s výměnnou interakcí, která je typicky uvažována pouze mezi nejbližšími sousedními atomy, existuje také anisotropní energie a energie tvořeného magnetického pole závislá na tvaru feromagnetu. Tvorba magnetických domén je výsledkem minimalizace součtu těchto energií.

Ke ztrátě feromagnetických vlastností a přechodu do paramagnetického stavu dochází při tzv. Curieho teplotě T_C , která je látkovou konstantou. Při překročení této teploty dojde ke ztrátě uspořádání magnetických momentů uvnitř domén. Analogicky s paramagnetismem, magnetickou susceptibilitu materiálu pro teploty $T \gg T_C$ popisuje Curieho-Weissův zákon

$$\chi = \frac{C}{T - T_C}$$

Feromagnetické látky vykazují hysterezi – nelineární závislost magnetizace na vnějším magnetickém poli. Možnou podobu hysterezní křivky vidíme na Obr. 1.1. Při zavedení vnějšího pole je do systému uvedena již zmíněná Zeemanova energie, která způsobí částečnou změnu orientace magnetizace celých domén do směru tohoto pole. Zesílením externího pole je možné dojít až do stavu, ve kterém jsou všechny domény dokonale zorientovány do směru pole. V tomto stavu - označován jako satureovaný stav – je magnetizace feromagnetu M_s maximální. Odstraněním vnějšího pole však nedojde k demagnetizaci, nýbrž k relaxaci domén a vzniku remanentního pole M_r . Pro vynulování magnetizace v materiálu je potřeba znovu uvést vnější pole H_c , označujeme jako koercitivní, tentokrát v opačném směru než při primární magnetizaci. Dalším zvyšováním tohoto pole dojdeme znovu do stavu saturace, pouze v opačném směru vnějšího pole a magnetizace.

Podle velikosti hysterezní křivky dělíme feromagnety na tvrdé – se širokou hysterezní křivkou, a měkké – s úzkou hysterezní křivkou. Navrátit feromagnet do stavu



Obrázek 1.1: Příklad hysterezní křivky.

spontánní magnetizace je možné buď rychlým přepínáním a postupným snižováním velikosti vnějšího pole, nebo zahřátím feromagnetu nad Curieho teplotu T_C látky a opětovným zchlazením.

1.3.4 Antiferomagnetismus

Jako antiferomagnetické označujeme látky, jejichž atomy nesou magnetický dipólový moment, ale konstanta výměnné interakce je záporná. To způsobí opačnou orientaci sousedních magnetických momentů, a tedy nulovou výslednou magnetizaci. V krys-talech můžeme atomy takové látky rozdělit do dvou (pro některé antiferomagnety i více) podmřížek. Každá z nich bude obsahovat pouze atomy se stejnou orientací magnetických momentů, můžeme jim tedy přiřadit nenulovou, a pro případ dvou podmřížek opačnou, magnetizaci. Pokud je magnetizace obou podmřížek stejná, mluvíme o antiferomagnetismu, v případě, že je jedna z magnetizací menší, mluvíme o ferimagnetismu. Dále uvažujeme pouze Néelovy antiferomagnety – struktury se dvěma podmřížkami o stejné velikosti magnetizace.

Přestože mají antiferomagnety v nulovém externím poli nulovou magnetizaci, a není tedy tvořeno vlastní pole, se kterým by mohla být spojena volná energie, tvoří se v materiálu domény. Ty nejsou dány směrem magnetizace jako u feromagnetů, ale směrem magnetizace podmřížek.

Ze stejného důvodu jako feromagnety, také antiferomagnety přecházejí do paramagnetického stavu při překročení teploty T_N , kterou nazýváme Néelova teplota. V obou podmřížkách můžeme navíc pozorovat stejný pokles saturace s teplotou blížíící se T_N .

2. Základy krystalografie

Difrakcí záření o vlnové délce podobné velikosti jako vzdálenost atomů v krystalu lze získat informace o struktuře materiálu, např. mřížkovém parametru, pozici atomů a symetrii. První takový experiment provedl Max von Laue za použití rentgenového záření v roce 1912, za což dostal o dva roky později Nobelovu cenu [6]. Později byl podobný experiment proveden také s elektrony a neutrony. V této kapitole se zaměříme na teorii potřebnou k výkladu těchto jevů.

2.1 Definice pojmů

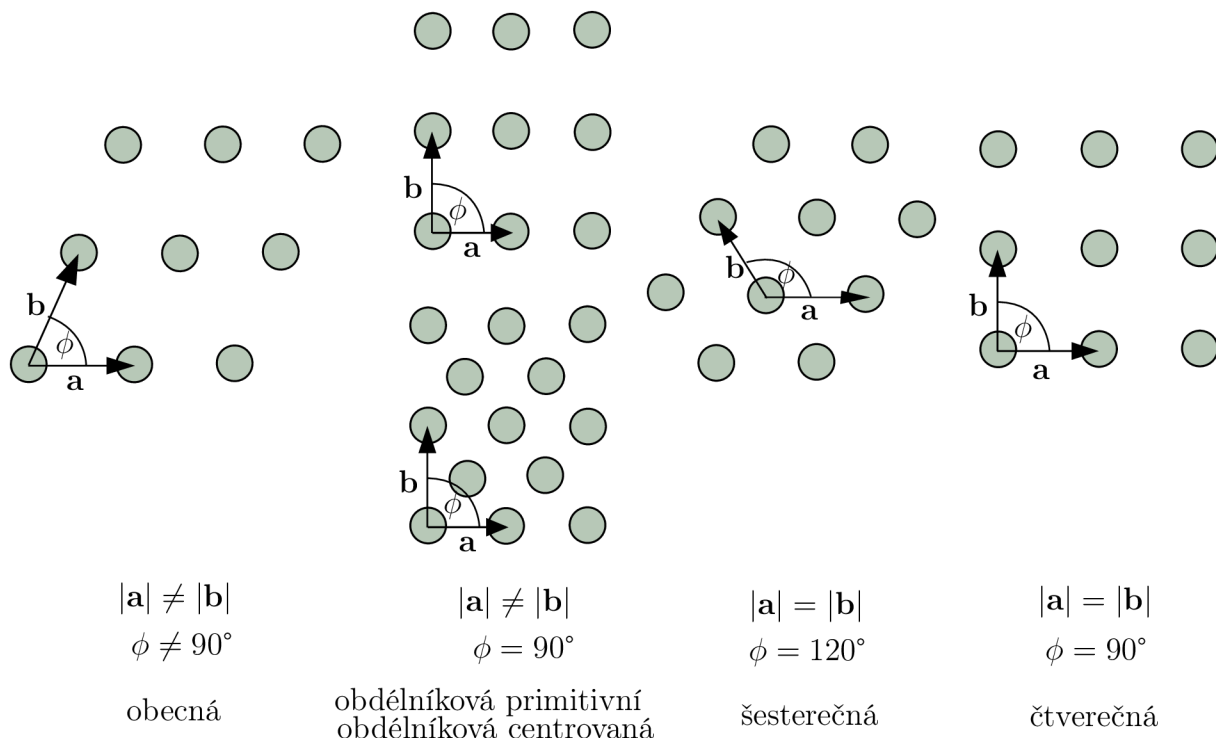
2.1.1 Struktura ideálního krystalu

Ideální krystal je forma pevné látky, ve které jsou atomy, molekuly či ionty uspořádány v pravidelné struktuře zvané krystalová mřížka. V každém bodě krystalové mřížky leží báze – atom či skupina atomů – složením mřížky a báze musí být popsány všechny atomy krystalu. Nejmenší seskupení bodů mřížky s plnou symetrií krystalu se nazývá elementární buňka. Primitivní buňka je nejmenší seskupení bodů mřížky, nemusí mít však symetrii krystalu. Opakováním buněk musí být krystal vyplněn beze zbytku. Směry a odpovídající vzdálenosti opakování nazýváme základními translačními vektory a obvykle značíme \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c} . Pokud elementární buňce přísluší jediný bod mřížky, nazýváme ji prostou, může být však také centrovaná. Vzájemnou pozici dvou bodů prosté krystalové mřížky \mathbf{r} můžeme zapsat jako celočíselnou lineární kombinaci translačních vektorů

$$\mathbf{r} = h\mathbf{a} + k\mathbf{b} + l\mathbf{c},$$

kde koeficienty $h, k, l \in \mathbb{Z}$. Směry translačních vektorů označujeme jako krystalické osy. Počet translačních vektorů je stejný jako počet bázevých vektorů prostoru, v rovinné mřížce budou tedy dva, v prostorové tři. Krystalová mřížka je dána elementární buňkou, podle velikosti a úhlu mezi translačními vektory rozlišujeme pět Bravaisových mřížek v rovině, viz Obr. 2.1, čtrnáct v prostoru.

Všech sedm prostorových primitivních mřížek je uvedeno na Obr. 2.2, pro kubickou mřížku jsou také uvedeny její prostorově a stranově centrované varianty. Plošně centrovaná může být také ortorombická mřížka, prostorově centrované mohou být mřížky ortorombické a tetragonální. Plošně centrovaná v podstavách může být mřížka monok-



Obrázek 2.1: Rovinné elementární buňky.

linická a ortorombická.

2.1.2 Millerovy indexy

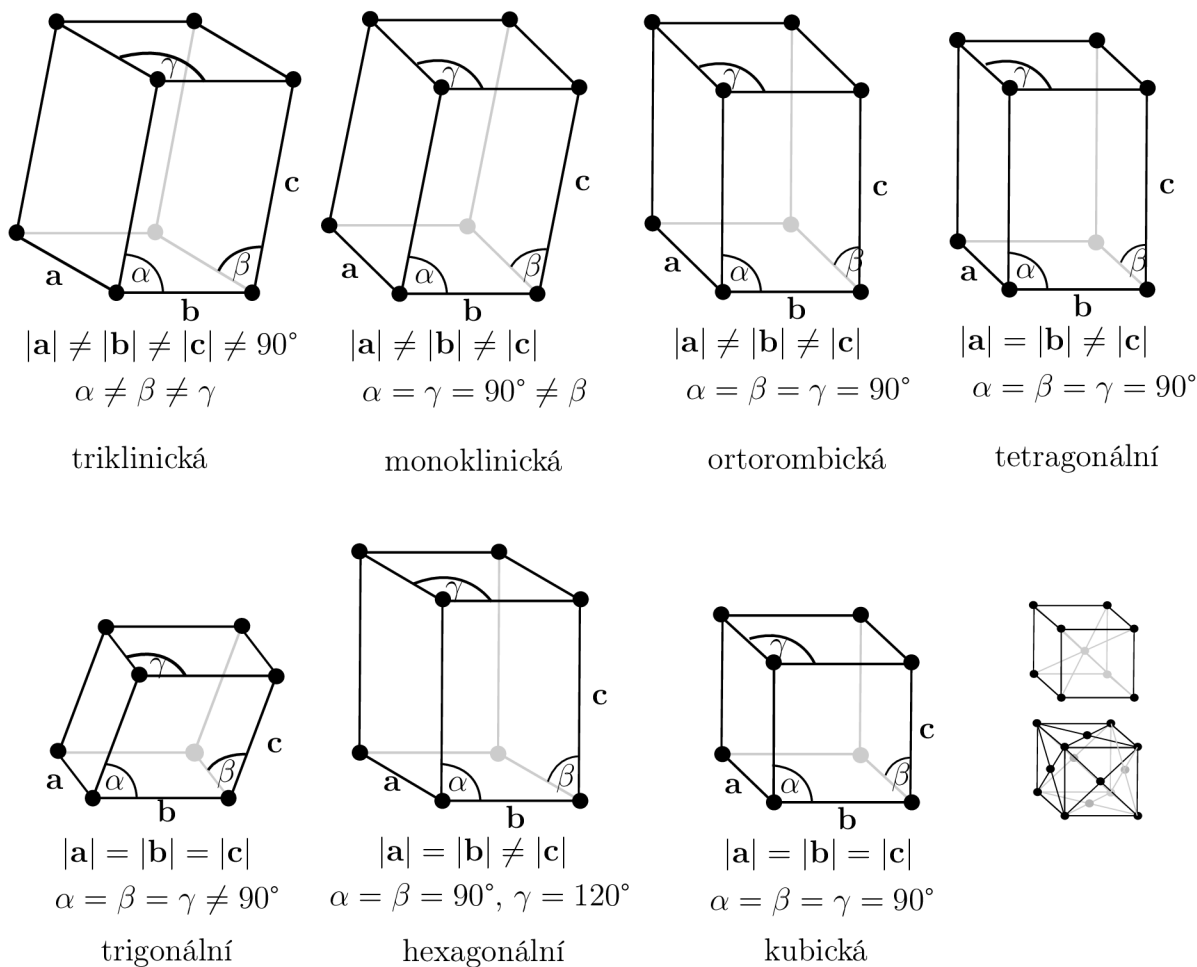
K popisu směrů uvnitř krystalu se využívá báze základních translačních vektorů mřížky. Souřadnice pak představují koeficienty $h, k, l \in \mathbb{Z}$, zapisujeme $[h\ k\ l]$. Vzhledem k vysoké symetrii krystalů je často zbytečné mluvit o konkrétním směru $[h\ k\ l]$, protože existuje celá skupina směrů, ve kterých krystal musí mít identické vlastnosti, tuto skupinu značíme $\langle h\ k\ l \rangle$. Počet ekvivalentních směrů nazýváme četností skupiny.

Krystalické roviny se popisují trojicí tzv. Millerových indexů $(h\ k\ l)$, skupina ekvivalentních rovin potom $\{h\ k\ l\}$. Položíme-li počátek souřadného systému do bodu mřížky a nalezneme-li průsečíky popisované roviny s krystalovými osami, můžeme Millerovy indexy určit jako nejmenší nesoudělnou trojici převrácených hodnot těchto průsečíků. Pokud je rovina rovnoběžná s některou z os, bude index příslušející této ose nulový. Záporné indexy značíme nadtržením, např. $(\bar{h}\ k\ l)$.

V kubické soustavě je směr $[h\ k\ l]$ zároveň normálou roviny $(h\ k\ l)$, obecně toto neplatí.

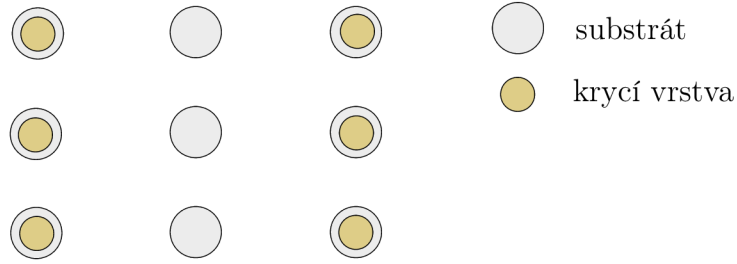
2.1.3 Notace podle Woodsové

Na povrchu krystalu se může, v důsledku minimalizace povrchové energie, vytvářet jiné uspořádání atomů než by bylo obvyklé v objemu krystalu. Adsorbované látky



Obrázek 2.2: Primitivní prostorové elementární buňky. Pro kubickou buňku je uveden příklad prostorově centrované a plošně centrované varianty.

mohou také na povrchu vytvářet periodické struktury. Tyto svrchní vrstvy se však obvykle řídí uspořádáním atomů v mřížce, toho se využívá pro popis jejich struktury. Pokud je svrchní vrstva pravidelná, můžeme nalézt její elementární buňku a její velikost popsat násobky H, K délky elementární buňky substrátu v jednotlivých krystalických osách. Orientaci vůči substrátu pak zadáváme úhlem rotace φ . Zapisujeme ve tvaru $(H \times K)R\varphi$. Pokud se jedná o primitivní buňku, může se uvést před závorkou písmenem „p“. Centrovaná buňka se značí písmenem „c“. Příklad vidíme na Obr. 2.3, strukturu svrchní vrstvy bychom zapsali jako (2×1) . Pokud je rotace nulová, neuvádí se. Notace podle Woodsové neumožňuje zápis struktury svrchní vrstvy, ve které krystalické osy svírají jiný úhel než osy substrátu. V takových případech se využívá maticového zápisu.



Obrázek 2.3: Možné uspořádání atomů svrchní vrstvy na substrátu.

2.1.4 Reciproká mřížka

Při studiu difrakce záření na atomech mřížky je výhodné zavést tzv. reciprokou mřížku. Vzájemnou polohu dvou bodů mřížky popíšeme vektorem reciproké mřížky \mathbf{G} ,

$$\mathbf{G} = m\mathbf{a}^* + n\mathbf{b}^* + o\mathbf{c}^* \quad (2.1)$$

kde \mathbf{a}^* , \mathbf{b}^* , \mathbf{c}^* představují základní translační vektory reciproké mřížky; $m, n, o \in \mathbb{Z}$. Ty získáme definičním vztahem

$$\mathbf{a}^* = 2\pi \frac{\mathbf{b} \times \mathbf{c}}{\mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{c})}, \quad \mathbf{b}^* = 2\pi \frac{\mathbf{c} \times \mathbf{a}}{\mathbf{b} \cdot (\mathbf{c} \times \mathbf{a})}, \quad \mathbf{c}^* = 2\pi \frac{\mathbf{a} \times \mathbf{b}}{\mathbf{c} \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b})}. \quad (2.2)$$

Pro získání reciproké mřížky v rovině můžeme rozšířit rovinnou mřížku na prostorovou vektorem \mathbf{c} tak, že platí $(\mathbf{c} \perp \mathbf{b}) \wedge (\mathbf{c} \perp \mathbf{a})$, a posléze vzít pouze vektory \mathbf{a}^* a \mathbf{b}^* .

2.2 Difrakce elektronů a podmínka elastického rozptylu

Elektron byl objeven J.J. Thomsonem roku 1897 v katodovém záření jako částice se záporným nábojem [7]. O necelých třicet let později vyslovil De Broglie hypotézu o vlnových projevech všech hmotných částic [8]. Tato teorie dostala experimentální základ již o tři roky později, kdy Davisson a Gerner prokázali difrakci elektronů na krystalu niklu jejich vlnový charakter, s vlnovou délkou odpovídající předpovězené vlnové délce elektronu o hybnosti p podle vztahu pro De Broglieho vlnovou délku λ_B [9]

$$\lambda_B = \frac{\hbar}{p}. \quad (2.3)$$

2.2.1 Laueho difrakční podmínka

Odvození bude sledovat postup v [10] s tím rozdílem, že již od začátku se zaměříme na difrakci elasticky odražených elektronů. Potenciál mřížky $V(\mathbf{r}, t)$, tvořený příspěvky $v_{\mathbf{n}}(\mathbf{r})$ jednotlivých atomů, kde vektor $\mathbf{n} = (hkl)$ značí souřadnice atomů mřížky, za-

píšeme následovně

$$V(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{n}} v_{\mathbf{n}}(\mathbf{r}). \quad (2.4)$$

Bez pokusu o objasnění konstatujeme, že pravděpodobnost rozptylu elektronu na atomech mřížky w je z časově závislé poruché teorie kvantové mechaniky dána jako

$$w = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} [c(\tau)]^2,$$

kde c je tzv. amplituda přechodu, definovaná vztahem

$$c(\tau) = \frac{-i}{\hbar} \int_0^\tau \int \psi_s^*(\mathbf{r}, t) V(\mathbf{r}) \psi_i(\mathbf{r}, t) dt d^3\mathbf{r}. \quad (2.5)$$

Pro dopadající i odraženou vlnu elektronu, $\psi_i(\mathbf{r}, t)$, respektive $\psi_s(\mathbf{r}, t)$, uvažujeme tvar rovinné vlny o amplitudě A . Vzhledem k elasticitě odrazu budou mít obě vlny stejnou frekvenci i velikost vlnového čísla $|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}'|$, ale jiný směr.

$$\psi_i(\mathbf{r}, t) = Ae^{-i(Et/\hbar - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2.6)$$

$$\psi_s(\mathbf{r}, t) = Ae^{-i(Et/\hbar - \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r})} \quad (2.7)$$

Označme $\mathbf{K} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$. Dosazením rovnic 2.6, 2.7 a 2.4 do 2.5 a další úpravou získáme

$$c(\tau) = \frac{-iA^2}{\hbar} \tau \sum_{\mathbf{n}} \int v_{\mathbf{n}} e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}$$

Potenciál jednotlivých atomů uvažujme ve tvaru Diracovy δ -funkce se středem v místě daného atomu, tedy

$$v_{\mathbf{n}} = v_0 \delta(h\mathbf{a} + k\mathbf{b} + l\mathbf{c} - \mathbf{r}).$$

Po dosazení dostáváme

$$c(\tau) = v_0 \frac{-iA^2}{\hbar} \tau \sum_{h,k,l} e^{-i\mathbf{K} \cdot (h\mathbf{a} + k\mathbf{b} + l\mathbf{c})}$$

Uvažujme nekonečnou polorovinu krystalu, ve které vektory \mathbf{a} a \mathbf{b} leží v rovině rozhraní. Odpovídající souřadnice tedy budeme sumovat přes všechna celá čísla, souřadnici ve směru kolmém na rovinu budeme sumovat jako $l = 0, 1, \dots, \infty$. Pro w tedy dostáváme

$$w \sim \left| \sum_{h=-\infty}^{\infty} (e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{a}})^h \sum_{k=-\infty}^{\infty} (e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{b}})^k \sum_{l=0}^{\infty} (e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{c}})^l \right|^2 \quad (2.8)$$

V prvním i druhém členu vidíme součet dvou nekonečných geometrických řad, třetí

člen již nekonečnou geometrickou řadou je. Maximum nastane při splnění podmínek

$$\mathbf{K} \cdot \mathbf{a} = 2\pi m$$

$$\mathbf{K} \cdot \mathbf{b} = 2\pi n$$

$$\mathbf{K} \cdot \mathbf{c} = 2\pi o,$$

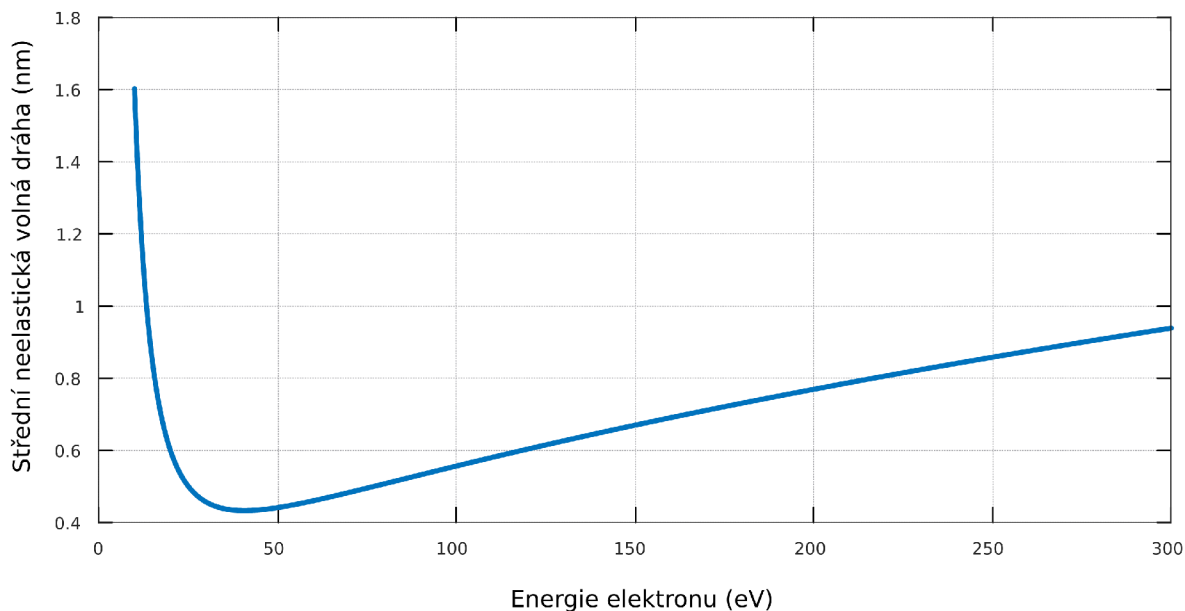
kde $m, n, o \in \mathbb{Z}$ nazýváme souřadnicemi reciproké mřížky. Nyní využijme znalosti předem definovaných vztahů 2.2 a 2.1. Všimněme si, že $\mathbf{G} \cdot \mathbf{a} = 2\pi m$, podobně i pro \mathbf{b} a \mathbf{c} . Jelikož se \mathbf{K} i \mathbf{G} po skalárním součinu s libolným vektorem rovnají, musí jít o stejné vektory, tedy

$$\mathbf{K} = \mathbf{G}. \quad (2.9)$$

Podmínku 2.9 označujeme jako Laueho difrakční podmínku, platí nejenom pro difrakci elektronů, ale také pro difrakci rentgenového záření nebo neutronů.

2.2.2 Difrakce na povrchu

Střední neelastická volná dráha, tedy vzdálenost, kterou elektron urazí, aniž by přišel o část své energie, je v materiálech pro elektrony používané v nízkoenergiové difrakci (30 – 200 eV) typicky pouze pár angströmů, viz Obr.2.4. Pro získání obdoby Laueho

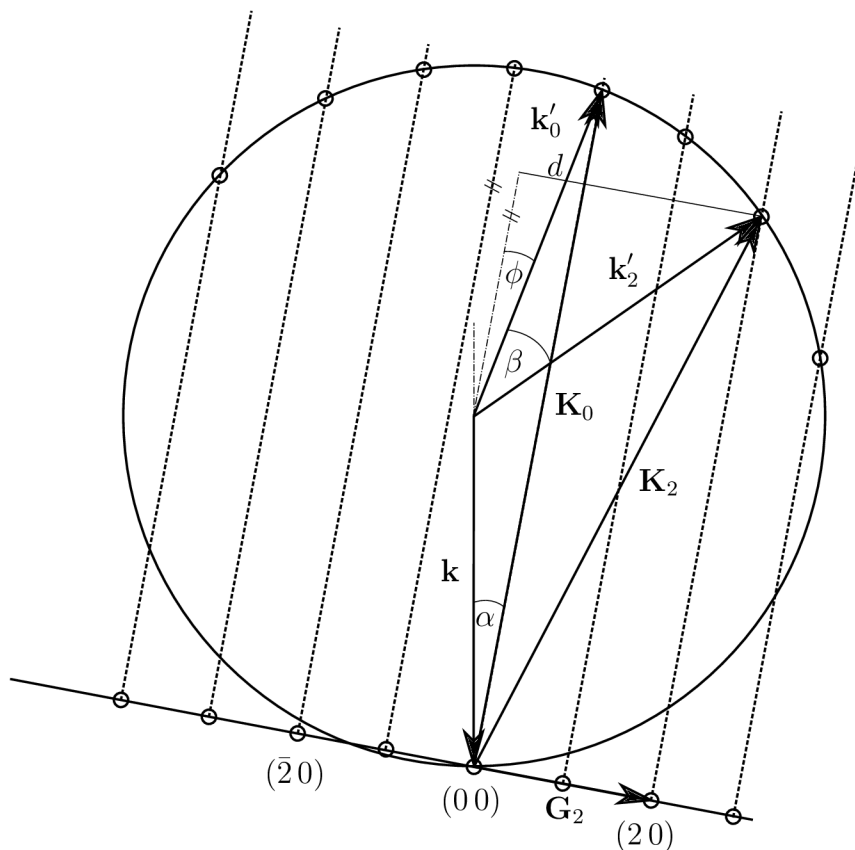


Obrázek 2.4: Střední neelastická volná dráha elektronů, obecný předpis z [11]

podmínky pro difrakci na povrchu tedy nemůžeme v rovnici 2.8 uvažovat sumu přes všechny indexy ve směru kolmém na povrch, ale pouze prvních několik členů. Tím pádem dochází ke ztrátě podmínky $\mathbf{K} \cdot \mathbf{c} = 2\pi o$. Rovnice 2.9 tedy při difrakci na

povrchu platí pouze pro složky \mathbf{K} rovnoběžné s povrchem

$$\mathbf{K}_{\parallel} = \mathbf{G}_{\parallel} = m\mathbf{a}^* + n\mathbf{b}^*. \quad (2.10)$$



Obrázek 2.5: Ewaldova sféra a geometrie svazku dopadajícího na povrch krystalu pod úhlem α .

Nyní se podívejme konkrétně na geometrii difrakce na Obr. 2.5. Na povrch vzorku dopadá rovinná vlna elektronu \mathbf{k} pod úhlem α a je rozptýlena na atomech 2D mřížky. Ty jsou značeny indexy reciproké mřížky $(m n)$. Obrázek je řezem roviny pro $n = 0$. Znázorněná kružnice je řez tzv. Ewaldovou sférou, která slouží pro grafické znázornění podmínky z rovnice 2.10. V bodech, ve kterých sféru protnou kolmice na povrch vycházející z bodů reciproké mřížky, bude splněna podmínka 2.10. V těchto směrech (určeny vektory \mathbf{k}') pak budou ležet difrakční maxima. Podívejme se, pod jakými úhly od normály povrchu vznikají difrakční body. Pro bod (00) platí $\mathbf{G}_0 = 0$, a tedy podle 2.10

$$k' \sin(\phi) - k \sin(\alpha) = 0.$$

Jelikož z podmínky elasticity plyne $|\mathbf{k}'| = k' = |\mathbf{k}| = k$, musí platit $\phi = \alpha$. Směr nultého difrakčního maxima je tedy stejný jako směr odraženého paprsku podle zákona odrazu. Pro bod (20) analogicky

$$\begin{aligned}
k' \sin(\beta + \phi) - k \sin(\alpha) &= 2a^* \\
\beta &= \arcsin\left(\frac{2a^*}{k} + \sin(\alpha)\right) - \alpha
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Ze vztahu 2.11 vidíme, že úhel β mezi nultým a druhým difrakčním směrem je závislý na úhlu dopadu vlny na povrch α . Navíc pro nenulové α nebude obrazec symetrický, označme $\bar{\beta}$ směr odpovídající $(\bar{2}0)$

$$\begin{aligned}
k' \sin(\bar{\beta} - \phi) + k \sin(\alpha) &= 2a^* \\
\bar{\beta} &= \arcsin\left(\frac{2a^*}{k} - \sin(\alpha)\right) + \alpha,
\end{aligned}$$

vidíme, že $\bar{\beta} \neq \beta$.

Před měřením je tedy nutné nastavit vzorek tak, aby $\alpha = 0$. Postup, jak tohoto dosáhnout je popsán v experimentální části 4.1.3. Uvažujme $\alpha = 0$. Pro sinus úhlu β mezi obecným $(m n)$ a nultým difrakčním směrem pak platí

$$\sin(\beta) = \frac{ma^* + nb^*}{k}. \tag{2.12}$$

Vzhledem k nízkým energiím používaných elektronů, můžeme vlnové číslo k určit z klasického vztahu pro hybnost $p = \sqrt{2m_e E}$, vztahu pro velikost vlnového čísla $k = 2\pi/\lambda$ a De Brogliho vlnové délky 2.3. Platí

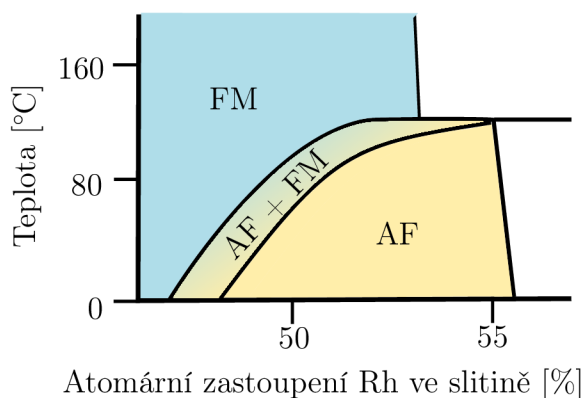
$$k = \frac{\sqrt{2m_e E}}{\hbar}$$

Z měření úhlových pozic difrakčních směrů a znalosti energie dopadajících elektronů můžeme tedy nalézt velikost reciproké mřížky podle vztahu 2.2, a tedy i velikost mřížkových parametrů v rovině povrchu krystalu.

3. Vlastnosti slitiny železo-rhodia

Ekvatomární (se stejným zastoupením složek) slitina železa a rhodia (dále FeRh) je dlouhodobým předmětem zájmu vědecké komunity hlavně díky pozorované přeměně mezi antiferomagnetickou (AF) a feromagnetickou (FM) fází, která probíhá za relativně nízkých teplot okolo 90 °C (zdroj). Nízkoteplotní přeměny lze využít např. při zápisu a uchování dat v magnetických záznamových discích, jedním z navrhovaných systémů je systém tepelně asistovaného magnetického záznamu (heat assisted magnetic recording, HAMR). Vzhledem k extrémní vzácnosti rhodia v kůře Země je pro širší aplikace možné uvažovat pouze použití v tenkých vrstvách či jiných mikroskopických objektech. Z tohoto důvodu je aktuálně výzkum zaměřen na omezené struktury této slitiny, nejinak je tomu i v této práci.

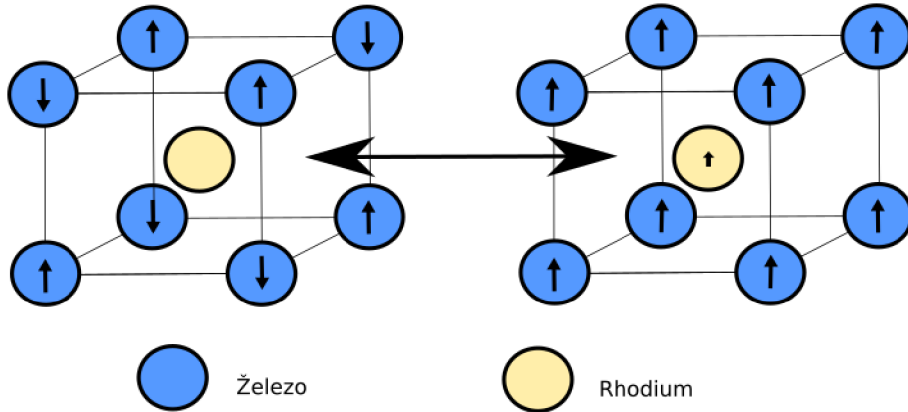
Výše popisovaná metamagnetická fázová přeměna FeRh probíhá pouze v koncentracích velmi blízkých ekvatomární slitině, viz Obr. 3.1. V tomto složení tvoří slitina pravidelné krystalické uspořádání, elementární buňka je krychlová prostá s dvouatomovou bází s relativní pozicí atomů $[\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}]$, jedním z atomů je železo, druhým je rhodium.



Obrázek 3.1: Schematické znázornění fázové přeměny slitiny FeRh v úzkém rozmezí okolo ekvatomárního složení. Inspirováno [12].

V AF fázi mají atomy železa magnetický dipólový moment o velikosti $\mu_{\text{Fe}} = 3.3 \mu_{\text{B}}$, atomy rhodia měřitelný magnetický moment nemají. Rozdělení na dvě feromagnetické podstruktury, jak je popsáno v části 1.3.4, je možné podle skupiny $\{111\}$. Při přeměně do FM fáze dojde kromě přeorientování magnetických dipólů také k poklesu velikosti magnetického momentu železa $\mu_{\text{Fe}} = 3.2 \mu_{\text{B}}$, na rhodiu je indukován dipólový moment

$\mu_{\text{Rh}} = 0.9 \mu_{\text{B}}$ [13]. Strukturu a vzájemnou orientaci slitiny vidíme na Obr. 3.2.

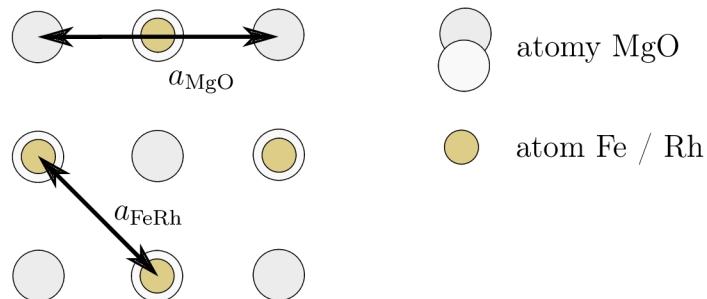


Obrázek 3.2: Elementární buňka ekvatomární slitiny FeRh a uspořádání magnetických dipólových momentů v AF a FM fázi [13].

Metamagnetická fázová přeměna nastává v epitaxní vrstvě FeRh přibližně při teplotě $T = 360$ K, navíc vykazuje teplotní hysterezi asi 10 K, během které dochází ke koexistenci obou magnetických fází [14]. Teplota metamagnetické fázové přeměny je velmi silně závislá na relativním zastoupení složek, viz. Obr. 3.1, ale také na vnějším magnetickém poli [14] a mechanickém napětí v materiálu [15]. Přeměna je zároveň doprovázena expanzí mřížky o asi 1 % [16].

Poměrně malá část výzkumu se zaměřuje na vlastnosti povrchu železo-rhodia [17],[16], ten bývá obvykle opatřen antikorozií vrstvou, ať už ve formě platiny, tantalu či oxidu hořečnatého (MgO), což zabraňuje použití povrchově citlivých metod.

Jedna z metod růstu krystalického ekvatomárního FeRh(001) je epitaxně na krystalu MgO(001). Vzhledem k rozdílnému mřížkovému parametru substrátu (4.212 \AA [18]) a vrstvy (2.988 \AA [14]) probíhá růst ve směru [110], jak vidíme na Obr. 3.3. Rozdíl v mřížkovém parametru pak činí přibližně 0.014 \AA , což způsobí kontrakci mřížky v rovině (001), naopak dilataci ve směru kolmém na rovinu. Původně krychlová buňka tedy přejde na tetragonální.



Obrázek 3.3: Epitaxní růst FeRh na krystalu MgO. Protože roviny (001) v FeRh jsou alternující vzájemně posunutá monovrstvy železa a rhodia, může růst začít kteroukoliv z nich.

4. Experimentální část

4.1 Použité metody

4.1.1 Magnetronová depozice

Růst tenkých vrstev iontovým (magnetronovým) naprašováním je jedna z metod depozice z plynné fáze. Zařízení, ve kterém se provádí, se nazývá magnetron. Jako zdroj atomů pro depozici je používán terč, jehož složení musí odpovídat požadovanému složení tenké vrstvy. V blízkosti terče je během depozice buzeno plazma některého ze vzácných plynů, v našem případě argonu. Ionty plazmatu naráží na povrch terče a odprašují atomy, které posléze adsorbují na substrát. Způsob růstu závisí na substrátu a na zvolených podmínkách depozice. Rychlý, kineticky řízený, růst bude mít s velkou pravděpodobností za výsledek amorfní strukturu. Pomalejší růst probíhající v blízkosti termodynamické rovnováhy mezi plynnou a pevnou fází bude produkovat krystalické vrstvy.

Studovaný vzorek, tedy tenká monokrystalická vrstva ekviatomární slitiny FeRh(001) o tloušťce 40 nm je připravena epitaxním růstem (navazuje na krystalickou mřížku substrátu) na monokrystalu oxidu hořečnatého, MgO(001). Standardně se na vrstvu FeRh dále deponuje tenká vrstva platiny jako antikoroziční vrstva. Tento krok byl vynechán, protože by znemožnil studium vzorku povrchově citlivými metodami. Také vysokoteplotní (800 °C, 45 min) žíhání bylo provedeno až později v preparační komoře.

4.1.2 Rentgenová fotoelektronová spektroskopie

Rentgenová fotoelektronová spektroskopie (anglicky X-ray photoelectron spectroscopy, dále pouze XPS) je metoda prvkové analýzy povrchu. Dopadem vhodně urychlených elektronů na anodu je produkováno charakteristické rentgenové záření, které je poté vedeno na vzorek. Fotony mají dostatečnou energii pro vyražení elektronů z vnitřních slupek atomů vzorku, v detektoru jsou pak detekovány buď přímo vyražené elektrony, nebo tzv. Augerovy elektrony.

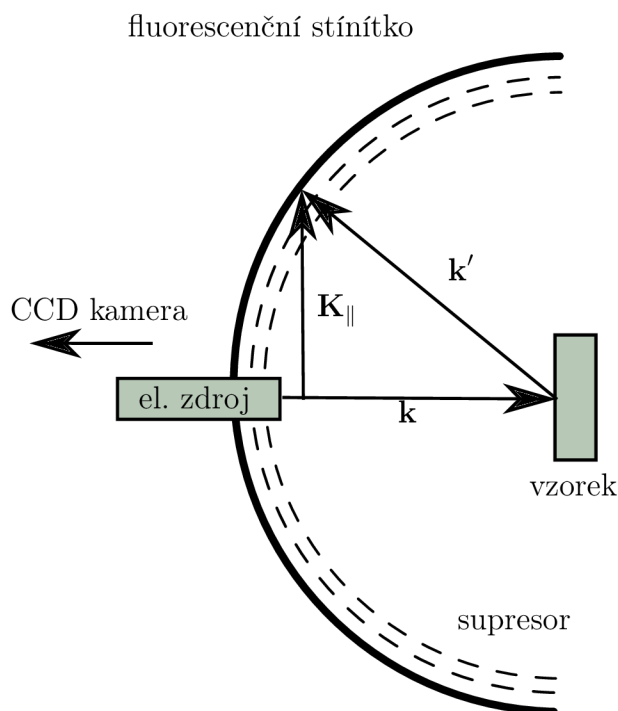
Ty vznikají zaplněním vakancí ve vnitřních slupkách jedním z elektronů z vnější slupky. Při přechodu může dojít k vyzáření fotonu, nebo také k přenosu energie a vyražení jiného elektronu z elektronového obalu atomu. Narozdíl od elektronů přímo vyražených fotony, není energie Augerových elektronů závislá na frekvenci dopadajícího záření. Augerovy elektrony značíme kombinací tří písmen (K,L,M,N..) odpovídá-

jící hlavním kvantovým číslem ($n = 1, 2, 3, 4, \dots$). První písmeno značí slupku, ve které je vytvořena vakance, druhé pak slupku, ze které pochází elektron, který danou vakanci zaplnil. Třetí písmeno pak značí slupku vyraženého Augerova elektronu. Dolními indexy je možné značit vedlejší kvantové číslo daných elektronů. Fotoelektrony popisujeme hlavním i vedlejším a kvantovým číslem a také kvantovým číslem pro celkový moment hybnosti j . Příklady těchto značení jsou na Obr. 4.8.

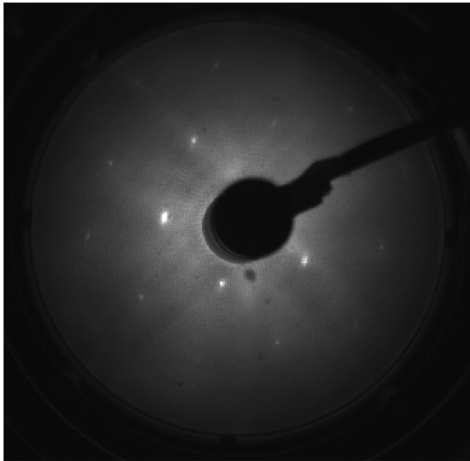
Číslo j uvádíme, neboť ve spektru XPS je možné pozorovat dělení píků způsobené spin-orbitální interakcí elektronu. Chemický stav atomu se může projevit v posunutí píku.

4.1.3 Nízkoenergiová elektronová difrakce

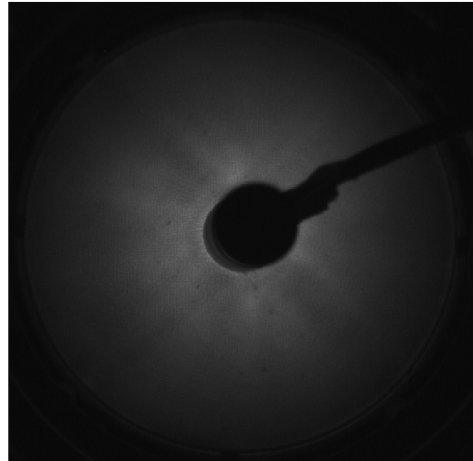
Metoda difrakce nízkoenergiových elektronů (anlicky low energy electron diffraction, LEED) slouží primárně pro kontrolu krystalické struktury povrchu, případně krycí vrstvy. Ze žhaveného wolframového vlákna jsou emitovány elektrony, ty jsou posléze soustavou čoček a kolimátorů urychleny a upraveny do elektronového svazku. Na požadovanou hodnotu energie, typicky 30 – 200 eV, jsou elektrony bržděny na konci zdroje. Svazek pak dopadá na vzorek, kde dochází k povrchové difrakci, jak je popsáno v části 2.2.2. Odražené elektrony procházejí supresorem se záporným potenciálem nastaveným tak, že projdou pouze elektrony s energií odpovídající energii elasticky odražených elektronů. Poté elektrony dopadají na sférické fluorescenční stínítko, kde vytváří difrakční obrazec, ten je snímán CCD kamerou. Sestava a chod svazku jsou schematicky znázorněny na Obr. 4.1.



Obrázek 4.1: Schematické znázornění přístroje LEED.



(a) Difrakční obrazec při energii 160 eV.



(b) Flat field při stejné energii.

Obrázek 4.2: Snímky difrakce na krystalickém křemíku a flat field na amorfním molybdenu, později použité pro korekci obrazu

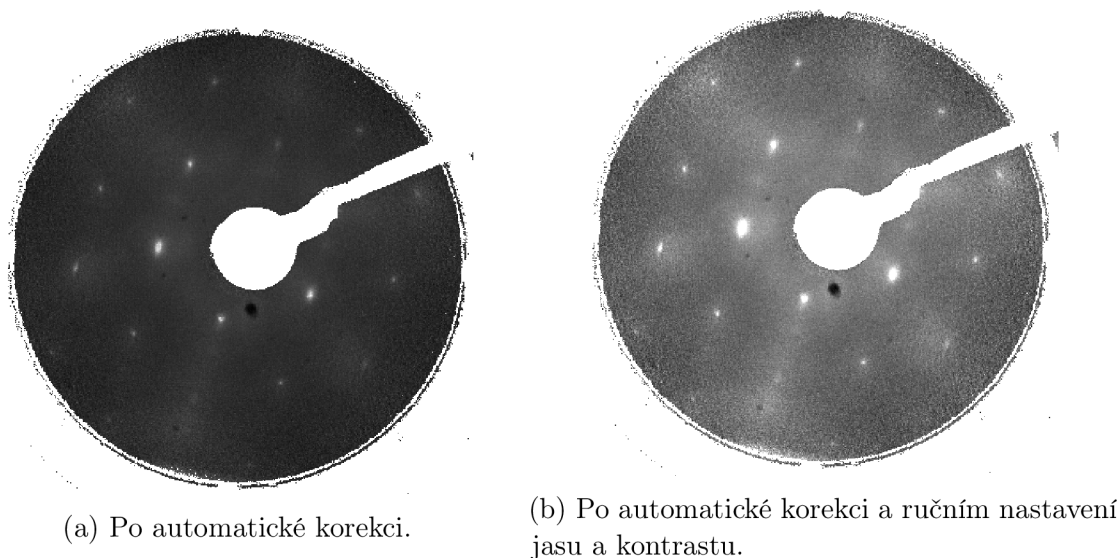
V části 2.2.2 jsme diskutovali vliv úhlu dopadu α elektronového svazku na povrch vzorku. Pro minimalizaci tohoto úhlu se využívá energiové nezávislosti směru difrakce (00), ten je dán zákonem odrazu. Při změně energie dopadajícího svazku elektronů totiž dojde k posunu všech difrakčních maxim kromě (00). Natočením vzorku tak, aby toto maximum bylo zakryto elektronovým zdrojem (předpokládáme souosost CCD kamery a elektronového zdroje, kameru je možné nastavit), minimalizujeme úhel dopadu. Rotace vzorku je bohužel možná pouze horizontálně, tuto chybu tedy nelze úplně eliminovat.

4.2 Příprava zařízení LEED pro kvantitavní měření

V této části budou ukázány kroky, které upraví obraz CCD kamery a umožní kvantitavní odhad mřížkového parametru neznámého vzorku.

4.2.1 Korekce obrazu

I přes stínění supresorem dopadají na stínítko i neelasticky odražené elektrony. Ty způsobují šum a zhoršují kontrast difrakčního obrazce. Další šum je způsoben přímo v kameře náhodnou tepelnou excitací pixelů, tzv. dark current. Tyto chyby se standardně opravují tzv. metodou flat-field korekce. Kamerou je nejprve snímán difrakční obrazec. Poté je vzorek posunut tak, že svazek (při stejné energii elektronů) dopadá na amorfní strukturu molybdenového držáku. Snímaný obraz (anglicky označován jako flat-field) představuje právě šum neelasticky odražených elektronů. Nakonec je LEED vypnut a kamerou nasnímán tzv. dark frame, tedy obraz tepelných a jiných náhodných excitací pixelů kamery. Expoziční čas pro všechny tři snímky musí být stejný. Na Obr. 4.2 jsou ukázány tyto dva snímky (na snímku dark frame není bez nastavení jasu a kontrastu nic vidět, porovnání by pak ale bylo zavádějící) pro povrch krystalického křemíku (111).



Obrázek 4.3: Snímky difrakce na krystalickém křemíku po flat field korekci obrazu.

Samotná korekce probíhá podle vztahu

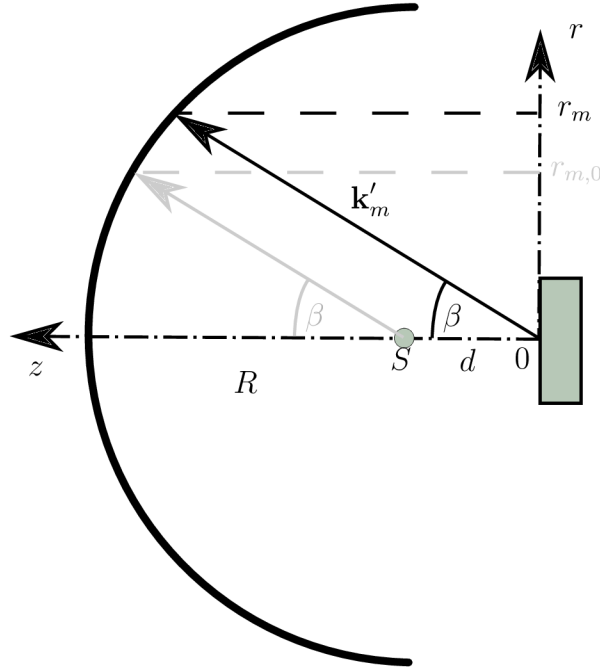
$$K = \frac{R - D}{F - D} p,$$

kde K představuje opravený obraz, R snímek difrakce, F snímek flat field, D snímek dark field a p je přes celý obrázek průměrovaný rozdíl $F - D$. Snímané obrázky jsou ve formátu „tif“, ten je možné reprezentovat maticí, kde každý element matice představuje jeden pixel snímku. Ve tmavých částech snímku může být rozdíl $(F - D)$ prakticky nulový, aby nedocházelo k dělení nulou jsou tyto oblasti vyběleny a korekce na nich neprobíhá. V programu Octave 4.2.1. byl vytvořen skript, který tuto korekci automaticky provede a nastaví také jas a kontrast obrázku tak, že nedochází k ořezu histogramu. Jas a kontrast takového snímku nemusí být nastaveny ideálně, ale protože nedošlo k ořezu, vždycky jdou ručně optimalizovat. Opravený obrázek z 4.2a spolu s ručně optimalizovaným jsou prezentovány na Obr. 4.3. Z porovnání Obr. 4.2a a Obr. 4.3b je vidět značné zlepšení.

4.2.2 Kalibrace vzdálenosti vzorku

Použití metody LEED může končit konstatováním, že byl nalezen difrakční obrazec očekávané symetrie, a tedy že je povrch materiálu čistý, s případnou rekonstrukcí povrchu. Ze snímku kamery můžeme určit vzdálenost některého difrakčního maxima ze středu difrakčního obrazce, ale bez znalosti vzdálenosti vzorku od fluorescenčního stínítka není možné určit, jaký je úhel mezi nultým a daným maximem. Tento úhel přitom potřebujeme pro výpočet velikosti translačních vektorů reciproké mřížky podle rovnice 2.12, a následně samotného mřížkového parametru podle 2.2. Na Obr. 4.1 je vzorek umístěn ve středu fluorescenčního stínítka, experimentální sestava ale nemožňuje toto ověřit. Vliv posunutí vzorku d ze středu stínítka S na měřenou vzdálenost

difrakčního maxima r_m vidíme na Obr. 4.4



Obrázek 4.4: Vliv posunutí vzorku ze středu fluorescenčního stínítka.

Pro $d = 0$ můžeme jednoduše napsat $\sin \beta = r_{m,0}/R$, kde poloměr stínítka R lze zjistit z údajů o přístroji LEED daných výrobcem. Pokud je $d \neq 0$, situace je složitější. Analytickým řešením polohy difrakčního maxima jako průsečíku přímky s půlkružnicí stínítka získáme vztah

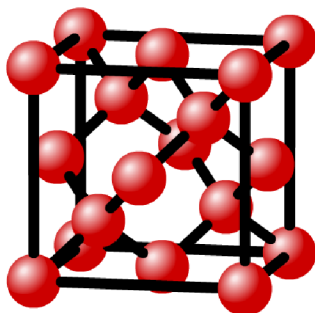
$$r_m = \sin \beta \left(d \cos \beta + R \sqrt{1 - \frac{d^2}{R^2} \sin^2 \beta} \right). \quad (4.1)$$

Nyní předpokládejme, že platí $d < R$. Jelikož $\sin^2 \beta \leq 1$, platí $d^2/R^2 \sin^2 \beta \ll 1$. Potom můžeme vztah 4.1 linearizovat vůči parametru d ,

$$r_m = d \sin \beta \cos \beta + R \sin \beta. \quad (4.2)$$

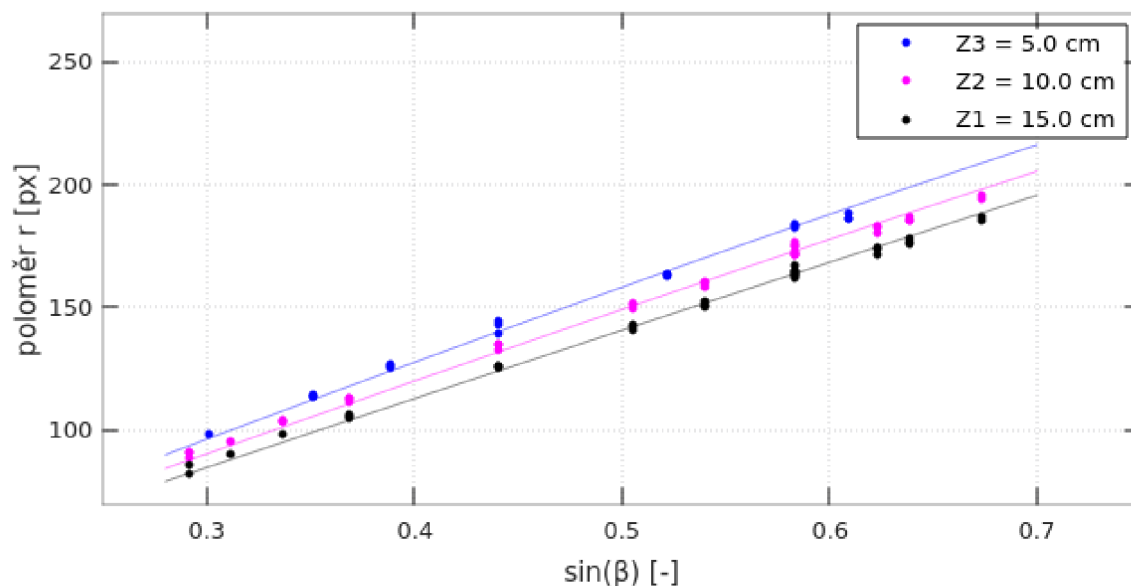
Pokud vezmeme vzorek se známým mřížkovým parametrem, můžeme podle vztahu 2.12 určit úhel β , pod kterým vzniká difrakční maximum. Měřením vzdálenosti difrakčních maxim r_m pak získáme sadu měření, ze kterých lze lineární regresí metodou nejmenších čtverců získat parametr d . Tento postup byl proveden pro vzorek monokrystalického křemíku Si (111). Zařízení LEED je instalováno v tzv. preparační komoře systému ultravysokého vakua, která dovoluje posun v ose z , viz Obr. 4.4. Měření bylo provedeno ve třech pozicích $Z_1 = 15,0$ cm, $Z_2 = 10,0$ cm a $Z_3 = 5,0$ cm. Jemný posuv s přesností až setiny milimetru byl v čase vypracování bakalářské práce nefunkční.

Mřížka krystalického křemíku je krychlová plošně centrovaná s dvouatomovou bazí, druhý básový atom je v pozici $[\frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4}]$. Tato struktura se také označuje jako diamantová, viz Obr. 4.5.



Obrázek 4.5: Elementární buňka křemíku. Vytvořeno pomocí programu 3D Crystal viewer.

V rovině (111) jsou atomy uspořádány v hexagonální mřížce s mřížkovým parametrem $a_{111} = \sqrt{2}/2a$, kde a je mřížkový parametr krystalu křemíku, $a = 5.43 \text{ \AA}$. V programu Octave verze 4.2.1 byl vytvořen skript, který z uživatelského zadání polohy okraje stínítka a jednotlivých difrakčních maxim vypočte R a r_m , ze zadání mřížkového parametru pak vypočte β a provede lineární regresi. Výstup je na Obr. 4.6.



Obrázek 4.6: Lineární regrese měření vzdáleností difrakčních maxim (od nultého maxima) krystalického křemíku.

Takto byly získány hodnoty $d_1 = 11.1 \text{ px}$, $d_2 = 30.8 \text{ px}$ a $d_3 = 49.7 \text{ px}$. Vidíme, že mezi fyzickým Z a experimentálně zjištěným d posuvem existuje lineární závislost. Poloměr stínítka byl určen jako 272 px . Aproximace $d \ll R$ je tedy oprávněná. Závěr z kalibrace je takový, že nejlepší je měření difrakce LEED provádět v pozici $Z_1 = 15,0 \text{ cm}$, případně ještě blíže, kolik umožní konstrukce zařízení.

Pokud nyní vezmeme vzorek neznámého mřížkového parametru, umístíme ho do jedné z pozic Z (ideálně Z_1) a změříme vzdálenosti difrakčních maxim od nultého

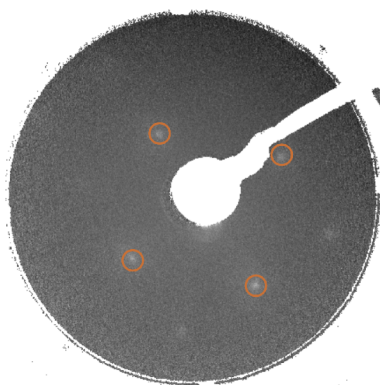
difrakčního maxima, můžeme úhel β , pod kterým dochází k difrakci, získat z rovnice 4.2. Tato rovnice není lineární a pokus o vyjádření $\cos\beta = \sqrt{1 - \sin^2\beta}$ vede na problém hledání kořene polynomu čtvrtého stupně, který nemá algebraické řešení. Rovnici je tedy nutné řešit numericky, jedním z možných způsobů řešení je využití Banachovy věty o pevném bodu. Přepsáním 4.2 a položením $\sin\beta \equiv x$ můžeme dojít k rovnici

$$x = f(x) = \frac{r_m}{d\sqrt{1 - x^2} + R}. \quad (4.3)$$

Je zřejmé, že měřená vzdálenost na stínítku r_m nemůže být větší než poloměr stínítka, tedy $r_m < R$; platnost $d < R$ jsme již ukázali. Velikost zorného pole stínítka (ze středu) je podle výrobce (zdroj) 100° , maximální hodnota x bude tedy $x = \sin 50^\circ$. Z těchto poznatků jde ukázat, že $|f'(x)| < 1$, jedná se tedy o kontrakci. Prostor reálných čísel v jakémkoli uzavřeném intervalu je úplný, jsou tedy splněny podmínky Banachovy věty a výpočet podle 4.3 bude konvergovat.

4.3 Příprava čistého povrchu FeRh a stanovení jeho struktury

Magnetronová depozice železo-rhodia probíhá mimo zařízení ultravysokého vakua (anglicky ultrahigh vacuum, dále UHV). Při expozici na vzduchu dojde prakticky okamžitě k oxidaci povrchu a k adsorpci molekul vody, uhlíku a dalších částic obsažených ve vzduchu na povrch vzorku. Příprava čistého povrchu probíhala v preparační komoře systému UHV. V komoře je instalováno zařízení LEED, dále je možné odprašování ionty argonu a elektronové žíhání. Po uvedení do komory byl vzorek opatrně žíhán po dobu patnácti minut, emisní proud elektronů byl $I_{em} = 1$ mA, napětí mezi vzorkem a emisním vláknem bylo $U = 500$ V. Na vzorku byl poté metodou LEED naměřen difrakční obrazec, viz. Obr. 4.7. Stopy patřící reciproké mřížce FeRh budou dále značeny hnědým okružím.



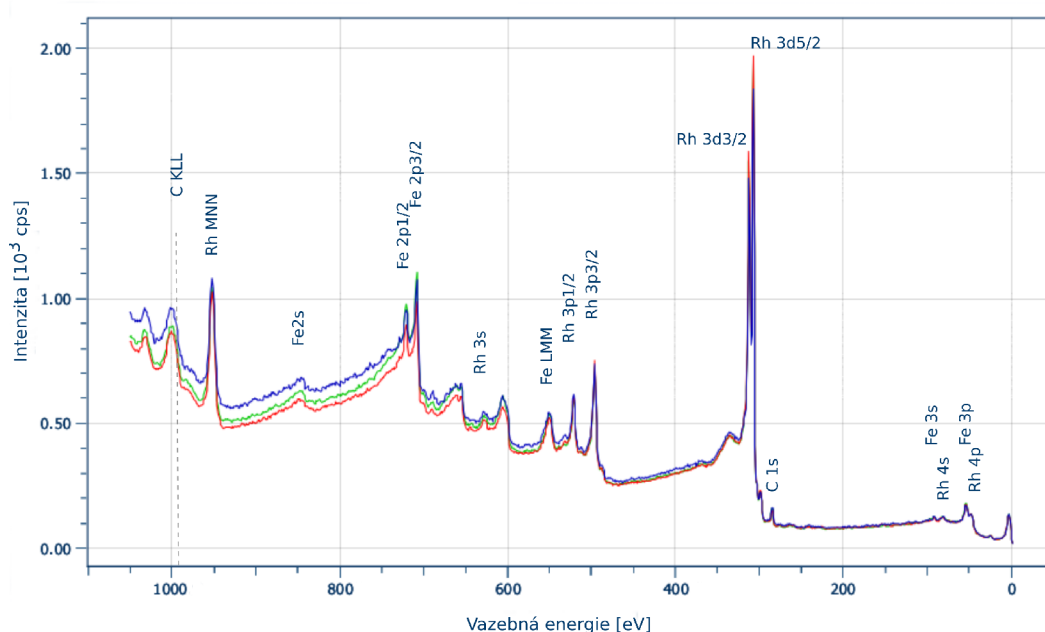
Obrázek 4.7: Difrakční obrazec FeRh po krátkém žíhání, reciproká mřížka FeRh značena hnědě.

Vzhledem k míře znečištění vzorku bylo skoro překvapující, že vůbec byla po-

zorována difrakce, nicméně v celém energiovém rozmezí 40 až 140 eV nebyly pozorovány maxima vyššího než prvního řádu. Mřížkový parametr byl určen jako $a = 3.12 \text{ \AA}$.

Vzorek byl dále deset minut odprašován ionty argonu o energii 500 eV při tlaku $p = 8,3 \times 10^{-10}$ mbar a přes noc pomalu žihán ($I_{em} = 1,5 \text{ mA}$, $U = 1 \text{ kV}$). Vzorek byl ponechán v ultravysokém vakuu tři týdny, během kterých částečně došlo k obnově nánosu na povrchu.

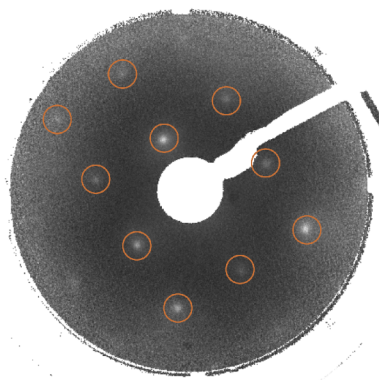
V dalších krocích byl vzorek opakovaně odprašován, žihán a analyzován na XPS a LEED. Aby bylo možné srovnání, bylo nejdříve naměřeno spektrum XPS, viz Obr. 4.8. Vzorek byl odprašován ($p = 8,0 \times 10^{-6}$ mbar, $E = 500 \text{ eV}$, $I_{em} = 10 \text{ mA}$, $t = 10 \text{ min}$), žihán ($I_{em} = 1,0 \text{ mA}$, $U = 500 \text{ V}$, $t = 10 \text{ min}$) a změřen v zařízení LEED. Aplikované procedury se ukázaly jako příliš jemné, došlo pouze k malému zlepšení povrchu, jak jde vidět na nejlepším ze získaných difrakčních obrazců na Obr. 4.9, mřížkový parametr byl vypočten jako $a = 3.13 \text{ \AA}$.



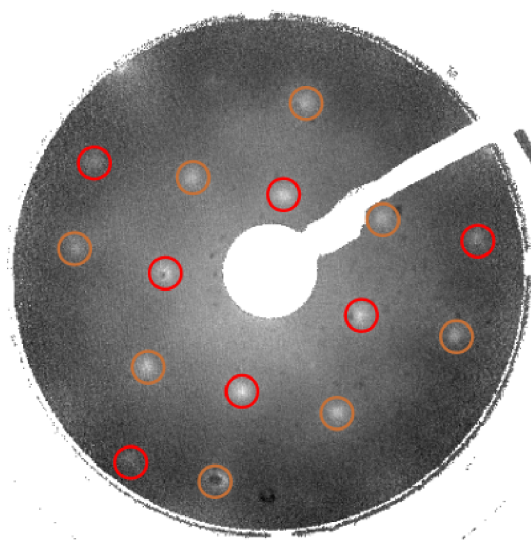
Obrázek 4.8: XPS spektrum FeRh. Modře je vyznačeno měření před prvním čištěním (po třech týdnech v UHV systému), červenou barvu má měření po prvním odprašování a žihání. Zelenou barvou je značené měření provedené ihned po získání difrakčních obrazců obsahujících grafen, viz. Obr. 4.11

Taktéž na spektru XPS, viz. Obr. 4.8 bylo vidět pouze malé zlepšení. Další den byl proveden nový cyklus odprašování (stejně podmínky, kromě $E = 750 \text{ eV}$) a žihání ($I_{em} = 1,5 \text{ mA}$). Získaný difrakční obrazec je poměrně dobrý, mřížkový parametr byl odhadnut jako 3.08 \AA , viz Obr. 4.10. Na tomto obrázku si také můžeme povšimnout dříve nepozorovaných maxim (vyznačeny červeně). Jedná se pravděpodobně o rekonstrukci povrchu FeRh ($\sqrt{2} \times \sqrt{2}$)R45°.

Jelikož je povrch vzorku již poměrně čistý, bylo v dalším kroku provedeno vysoko-
teplotní žihání, které jinak bývá prováděno při depozici. Pokud by byl tento krok prove-



Obrázek 4.9: Difrakční obrazec FeRh po jemném odprašování a žihání, hnědě jsou zvýrazněny body reciproké mřížky FeRh, $E = 160$ eV.

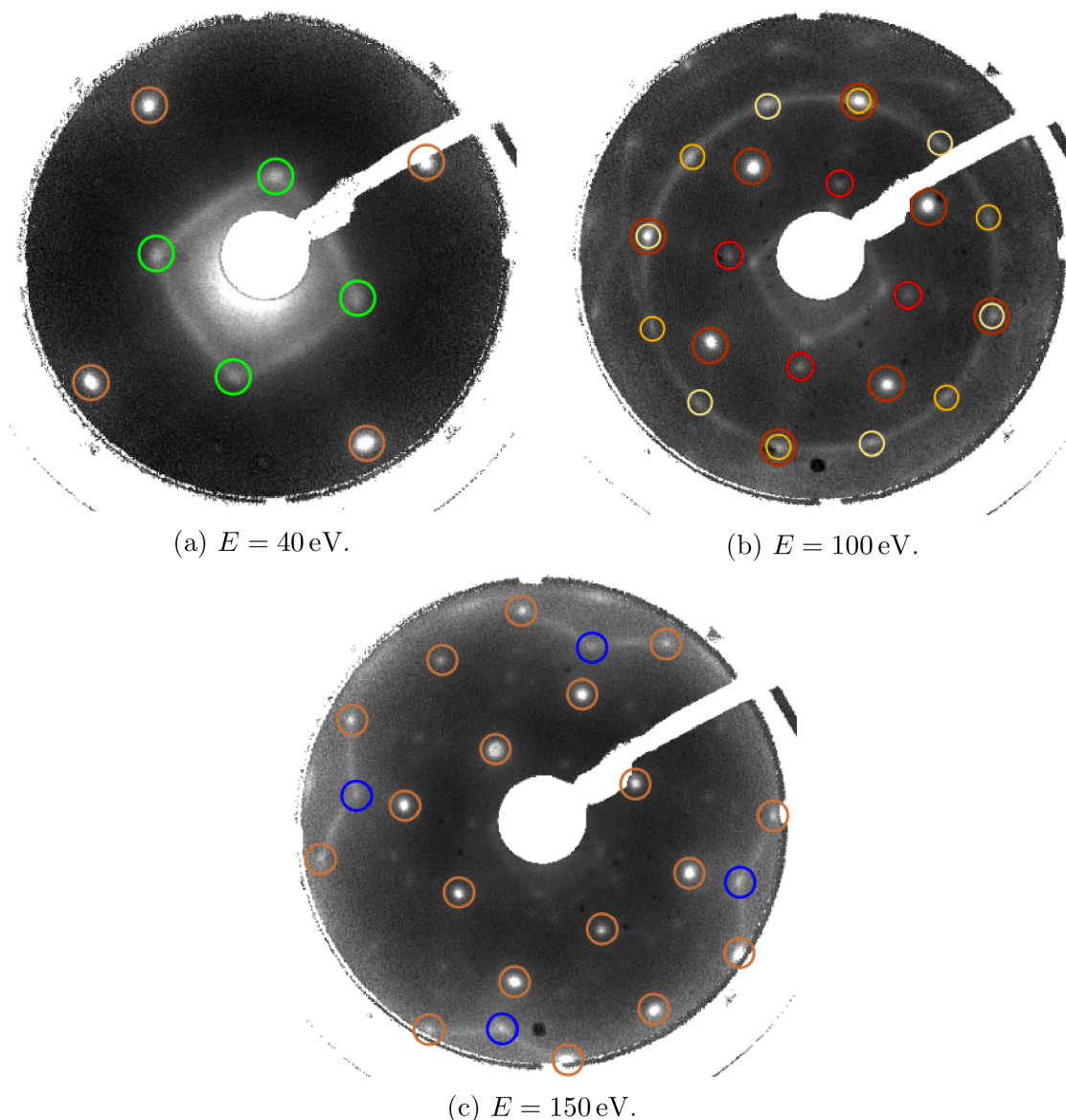


Obrázek 4.10: Difrakční obrazec FeRh po druhém odprašování a žihání, $E = 100$ eV. Reciproká mřížka FeRh je značena hnědě, rekonstrukce $(\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$ je značena červeně.

den dříve, hrozila by kontaminace vzorku difúzí adsorbovaných atomů z povrchu do tenké vrstvy, která měla za následek změnu vlastností vrstvy FeRh. Vzorek byl žihán po dobu 20 min při emisním proudu $I_{em} = 10$ mA a napětí $U = 1$ kV a poté měřen na zařízení LEED. Vybrané difrakční obrazce jsou prezentovány na Obr. 4.11

Na Obr. 4.11a je kromě reciproké mřížky FeRh patrný také středový obrazec (označen zeleně). Svou velikostí a tvarem odpovídá čtverečné mřížce s parametrem $6,10$ Å, oproti mřížce FeRh je rotována o 45° . O artefakt se patrně nejedná, jsou vidět ostrá maxima a obrazec je patrný pro všechny energie v intervalu $40 - 130$ eV.

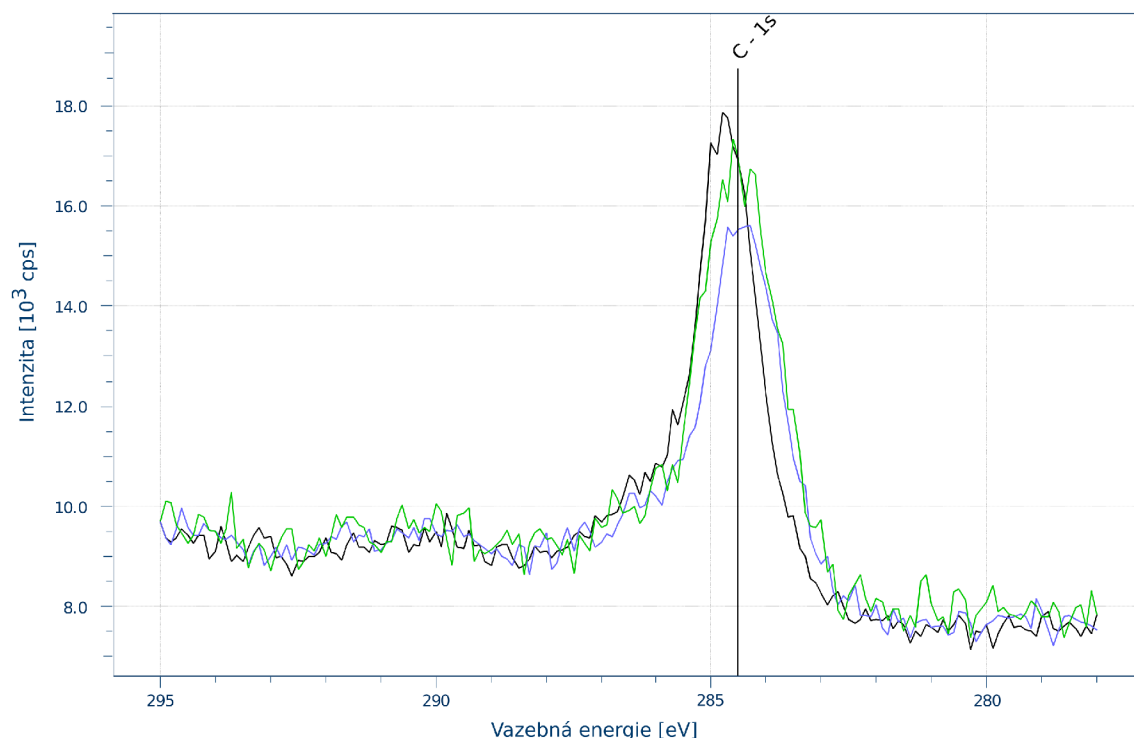
Na Obr. 4.11b je vidět červeně označená rekonstrukce, již diskutovaná na Obr. 4.10. Kromě ní je také patrný difrakční kruh s dvanáctičetnou symetrií. Kruhovité obrazce jsou v difrakční analýze obecně projevem polykrystalicity. Na povrchu FeRh byl již dříve skenovacím tunelovacím mikroskopem pozorován grafen [19]. Detail spektra XPS na Obr. 4.12 také ukazuje na přítomnost uhlíku, pro měření XPS, provedené po ukončení



Obrázek 4.11: Snímky difrakce na povrchu FeRh po prvním dlouhém žihání. Zelenou a modrou barvou jsou značeny struktury původem připisované moiré grafenu a FeRh, hnědě je značena reciproká mřížka FeRh, červeně rekonstrukce $(\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$. Světle a tmavě žlutou jsou zvýrazněny dvě preferenční orientace grafenu.

měření na zařízení LEED, je pík uhlíku o něco posunut směrem k energii C1s ve vazbě C-C (284,8 eV) typické pro grafen. Mřížkový parametr FeRh byl určen jako $a = 3,23 \text{ \AA}$, parametr diskutované difrakční kružnice pak $a = 2,63 \text{ \AA}$. Pokud bychom uvažovali mřížkový parametr FeRh roven $3,00 \text{ \AA}$ a chybu mezi měřenou a uvažovanou hodnotou přičetli metodě, získali bychom mřížkový parametr kružnice jako $a = 2,45 \text{ \AA}$, což dobře odpovídá mřížkovému parametru grafenu $a = 2,46 \text{ \AA}$. Vzhledem ke všem indiciím můžeme bezpečně říci, že byl na povrchu FeRh pozorován polykrystalický grafen se dvěma preferenčními orientacemi (vyznačeny světle a tmavě žlutou barvou).

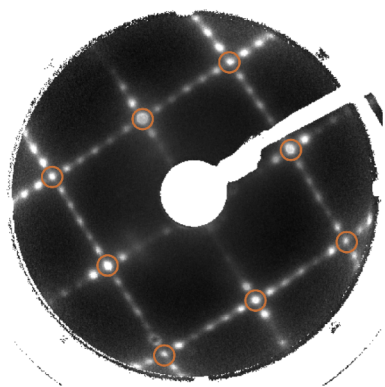
Na Obr. 4.11c je velmi slabě vidět rekonstrukce $(\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$. Zajímavé jsou



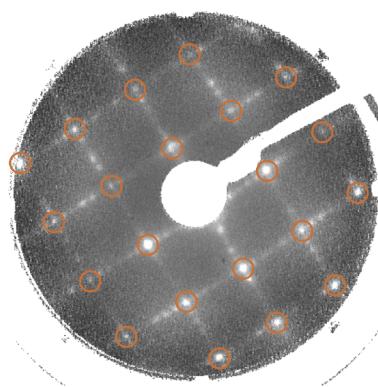
Obrázek 4.12: Detail XPS spektrum FeRh v okolí píku C1s. Zeleně je vyznačeno měření před prvním čištěním (po třech týdnech v UHV systému), modrou barvu má měření po prvním odprašování a žíhání. Černou je značené měření provedené ihned po získání difrakčních obrazců obsahující grafen, viz. Obr. 4.11. Poměrně velký vzrůst signálu C 1s píku mezi druhým (modrým) a třetím měřením (mezi nimi proběhlo odprašování a první část vysokoteplotního žíhání) že uhlík není jenom na povrchu, ale je také uvězněn ve slitině FeRh. Vysokoteplotním žíháním pak dochází k jeho segregaci na povrchu, kde vytváří grafen.

přibližně půlkruhové křivky v okrajích difrakčního obrazce. Jedná se pravděpodobně o tzv. moiré grafenu a FeRh. Vzhledem k tomu, že struktura diskutovaná na Obr. 4.11a nebyla pozorována během žádného jiného kroku, je možné že má také původ v moiré.

Vzorek byl nyní naposled odprašován ($p = 8,5 \times 10^{-6}$ mbar, $E = 1$ keV, $I_{\text{em}} = 10$ mA, $t = 10$ min), žíhán ($I_{\text{em}} = 10$ mA, $U = 1$ kV, $t = 20$ min) a měřen na zařízení LEED. Jak je vidět na Obr. 4.13, byl tímto procesem odstraněn grafen, ale také dříve pozorovaná rekonstrukce. Ta byla nahrazena kombinací rekonstrukcí $(1 \times 6) + (6 \times 1)$. Z tohoto měření byl získán mřížkový parametr $a = 3.15$ Å.



(a) $E = 80 \text{ eV}$.



(b) $E = 190 \text{ eV}$.

Obrázek 4.13: Snímky difrakce elektronu na povrchu FeRh po poslední úpravě, hnědě je vyznačena reciproká mřížka FeRh, na snímcích jde zřetelně vidět rekonstrukce povrchu $(1 \times 6) + (6 \times 1)$.

Závěr

Cílem této bakalářské práce bylo připravit čistý povrch ekviatomární monokrystalické slitiny FeRh(001) v podmínkách velmi vysokého vakua a dále stanovit strukturu tohoto povrchu. V teoretické části práce byly rozvedeny základy teorie magnetismu materiálu a na nich stavějící přehled vlastností slitiny FeRh, dále byly ukázány základy krystalografie se zaměřením na difrakci nízkoenergiových elektronů. Praktická část se skládala z přípravy zařízení LEED pro kvantitativní měření, tedy vypracování skriptu pro korekci snímků difrakčního obrazce a kalibraci vzdálenosti pozorovaného vzorku ze středu sférického difrakčního stínítka za pomoci vzorku známé krystalické mřížky – krystalického křemíku(111).

Postup v přípravě čistého povrchu byl prezentován na vzorku FeRh připraveném metodou magnetronového naprašování. Pro čištění byly použity metody elektronového žíhání a iontového odprašování, pro kontrolu čistoty a prezentaci struktury povrchu bylo použito rentgenové fotoelektronové spektroskopie a nízkoenergiové elektronové difrakce. Povrch FeRh byl podle očekávání čtvercové symetrie, odhad mřížkového parametru ale nebyl během čištění konzistentní, v systému je navíc přítomna i systematická chyba zapříčiňující nadhodnocení mřížkového parametru krystalu FeRh. Během měření byly zjištěny dvě povrchové rekonstrukce. První z těchto rekonstrukcí, $(\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$ byla pozorována hlavně před vysokoteplotním žíháním, druhá rekonstrukce $(1 \times 6) + (6 \times 1)$ byla pozorována až po dokončení žíhání a čištění povrchu. Na povrchu FeRh byla po první půli vysokoteplotního žíhání pozorována tvorba polykrystalického grafenu se dvěmi preferenčními orientacemi, difrakční obrazec kromě maxim náležících grafenu obsahoval také neznámé struktury, pravděpodobně představující moiré mřížky grafenu a FeRh.

Dalšími kroky v analýze povrchu FeRh bude zopakování experimentu pro nový vzorek a přesun na mikroskop nízkoenergiové difrakce elektronů, který ukáže vliv orientace grafenu na tvorbu moiré a tak nastíní původ této struktury. Žádoucí je také přesun do přímého prostoru měření povrchu FeRh skenovacím tunelovacím mikroskopem, který je bohužel od podzimu roku 2017 do této doby mimo provoz.

Literatura

- [1] Milton, K. A. *Theoretical and experimental status of magnetic monopoles* *Reports on Progress in Physics* ročník 69, č. 6 2006: str. 1637 URL <<http://stacks.iop.org/0034-4885/69/i=6/a=R02>>.
- [2] Coey, J. M. D. *Magnetism and Magnetic Materials* EngineeringPro collection Cambridge University Press 2010 ISBN 9780521816144 str. 138.
- [3] Coey, J. M. D. *Magnetism and Magnetic Materials* EngineeringPro collection Cambridge University Press 2010 ISBN 9780521816144 str. 64.
- [4] Coey, J. M. D. *Magnetism and Magnetic Materials* EngineeringPro collection Cambridge University Press 2010 ISBN 9780521816144 str. 75.
- [5] Coey, J. M. D. *Magnetism and Magnetic Materials* EngineeringPro collection Cambridge University Press 2010 ISBN 9780521816144 str. 78.
- [6] *The Nobel Prize in Physics 1914* URL <https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1914/>.
- [7] Falconer, I. *Corpuscles, Electrons and Cathode Rays: J.J. Thomson and the 'Discovery of the Electron'* *The British Journal for the History of Science* ročník 20, č. 3 1987: str. 241–276 doi:10.1017/S0007087400023955.
- [8] *Louis de Broglie - Biographical* URL <https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1929/broglie-bio.html>.
- [9] Davisson, C. J.; Germer, L. H. *Reflection of Electrons by a Crystal of Nickel* *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* ročník 14, č. 4 1928: str. 317–322.
- [10] Lüth, H. *Surfaces and Interfaces of Solid Materials* EngineeringPro collection Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1995 ISBN 978-3-662-03132-2 str. 78.
- [11] Seah, M. P.; Dench, W. A. *Quantitative electron spectroscopy of surfaces: A standard data base for electron inelastic mean free paths in solids* *Surface and Interface Analysis* ročník 1, č. 1 1979: s. 2–11 doi:10.1002/sia.740010103.

- [12] Swartzendruber, L. J. *The Fe-Rh (Iron-Rhodium) system Bulletin of Alloy Phase Diagrams* ročník 5, č. 5 Oct 1984: s. 456–462 ISSN 0197-0216
doi:10.1007/BF02872896.
- [13] Shirane, G.; Nathans, R.; Chen, C. W. *Magnetic Moments and Unpaired Spin Densities in the Fe-Rh Alloys Phys. Rev.* ročník 134 Jun 1964: s. A1547–A1553
doi:10.1103/PhysRev.134.A1547.
- [14] Maat, S.; Thiele, J.-U.; Fullerton, E. E. *Temperature and field hysteresis of the antiferromagnetic-to-ferromagnetic phase transition in epitaxial FeRh films Phys. Rev. B* ročník 72 Dec 2005: str. 214432 doi:10.1103/PhysRevB.72.214432.
- [15] Ding, Y.; Arena, D. A.; Dvorak, J.; aj. *Bulk and near-surface magnetic properties of FeRh thin films Journal of Applied Physics* ročník 103, č. 7 2008: str. 07B515
doi:10.1063/1.2837247.
- [16] Pressacco, F.; Uhlíř, V.; Gatti, M.; aj. *Stable room-temperature ferromagnetic phase at the FeRh(100) surface OPEN* ročník 6 03 2016: str. 22383.
- [17] Zhou, X. *Temperature-Induced Metamagnetic Transition and Domain Structures of Single-Crystalline FeRh Thin Films on MgO(100)* Dizertační práce 12 2013.
- [18] Madelung, O.; Rossler, M., U. and Schulz (editoři) *Magnesium oxide (MgO) crystal structure, lattice parameters, thermal expansion* Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg 1999 s. 1–6 doi:10.1007/10681719_206.
- [19] Uhlíř, V.; Pressacco, F.; Bendounan, A.; aj. *Graphene protected epitaxial FeRh layers* ,manuscript under preparation.

Seznam zkratek

FeRh	slitina železo-rhodia
LEED	difrakce nízkoenergiových elektronů
XPS	rentgenová fotoemisní spektroskopie
STM	skenovací tunelovací mikroskop
LEEM	mikroskop nízkoenergiových elektronů
FM	feromagnetický, feromagnetismus
AF	antiferomagnetický, antiferomagnetismus