

Antiferomagnetski uređeno stanje u sustavu spinskih tetramera SeCuO_3

Rapljenović, Željko

Master's thesis / Diplomski rad

2017

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:374556>

Rights / Prava: [In copyright](#) / [Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-09-14**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Željko Rapljenović

Antiferomagnetski uređeno stanje u sustavu
spinskih tetramera SeCuO_3

Diplomski rad

Zagreb, 2017.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA I TEHNIKA; SMJER NASTAVNIČKI

Željko Rapljenović

Diplomski rad

**Antiferomagnetski uređeno stanje u sustavu
spinskih tetramera SeCuO_3**

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Mirta Herak

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2017.

Zahvaljujem se mentorici dr. sc. Mirti Herak na uloženom vremenu, strpljenju i trudu, jer bez toga ovaj rad ne bilo moguće napraviti.

Također se zahvaljujem doc. dr. sc. Željku Skoki jer mi je dao priliku da napravim nešto od sebe.

Hvala svim prijateljima jer me s vremena na vrijeme izbace iz monotonog takta, a hvala Luki jer je umanjio dosadu u pauzama tokom godina.

Zahvaljujem se Helmuthu Bergeru s École polytechnique fédérale de Lausanne u Švicarskoj koji je sintetizirao uzorke na kojima su vršena mjerenja u okviru ovog diplomskog rada.

Za kraj, od srca hvala Ani i Kiri jer bez njih bi ova stvarnost bila srednje siva.

Ovaj diplomski rad načinjen je u okviru projekta "Utjecaj magnetske anizotropije na kvantne spinske sustave" koji financira Hrvatska zaklada za znanost (projekt UIP-2014-09-9775).

Sažetak

U ovom radu proučavana su svojstva antiferomagnetski uređenog stanja u sustavu spinskih tetramera SeCuO_3 . Antiferomagnetski uređeno stanje nastaje ispod Néelove temperature $T_N = 8$ K, a proučavano je metodom mjerenja magnetskog momenta sile u magnetskim poljima $H \leq 4.5$ T pri temperaturama nižim od Néelove. Magnetski moment sile osjetljiv je na magnetsku anizotropiju čitavog uzorka, te mjerenjima kutne ovisnosti moguće je odrediti simetriju uređenog stanja za jednostavnije oblike dugodosežnog magnetskog uređenja. Koristeći elemente simetrije pripadne kristalne strukture konstruirali smo oblik magnetokristalne energije te ga iskoristili u fenomenološkom pristupu za opis magnetske anizotropije i spinskih reorijentacija u konačnom magnetskom polju u SeCuO_3 . Pri tome smo pretpostavili da je uređenje jednostavno jednoosno antiferomagnetsko kako je predloženo u literaturi. Dobiveni rezultati simulacija dobro se slažu s eksperimentom no postoje neka odstupanja koja ukazuju na kompliciranije magnetsko uređenje te pozivaju na daljnja istraživanja magnetske strukture ovog sustava.

Ključne riječi: Dugodosežno magnetsko uređenje, antiferomagnetizam, niskodimenzionalni spinski sustavi, magnetska anizotropija, spinske reorijentacije, spin flop.

Antiferromagnetically ordered state in spin tetramer system SeCuO_3

Abstract

In this master thesis we studied properties of antiferromagnetically ordered state of spin tetramer system SeCuO_3 . This system orders antiferromagnetically below Néel temperature. We studied this state using torque magnetometry in magnetic fields $H \leq 4.5$ T at temperatures lower than T_N . Magnetic torque is sensitive to magnetic anisotropy of the sample, and by measuring angular dependence one can determine the symmetry of the magnetically ordered state for some simple long-range order. Applying symmetry elements of the crystal structure we construct magneto-crystalline energy which we use in phenomenological approach to describe magnetic anisotropy and spin reorientations in finite magnetic field in SeCuO_3 . In this approach simple uniaxial antiferromagnetic order as suggested in literature. Simulation results are in good agreement with experiment, however there are some discrepancies which to more complicated magnetic order and call for further investigation of magnetic structure of this system.

Keywords: Long-range magnetic order, antiferromagnetism, low-dimensional spin systems, magnetic anisotropy, spin reorientation, spin-flop.

Sadržaj

1	Uvod	1
2	SeCuO₃	3
2.1	Sinteza i kristalna struktura monoklinskog SeCuO ₃	4
2.2	Magnetska rešetka	7
3	Teorijska pozadina	10
3.1	Magnetsko međudjelovanje	10
3.2	Weissov model antiferomagneta	12
3.3	Magnetski moment sile i anizotropija susceptibilnosti	16
3.4	Fenomenološki opis antiferomagnetski uređenog stanja	19
4	Eksperimentalna metoda	24
4.1	Mjerenje magnetskog momenta sile	24
4.2	Eksperimentalni postav	26
5	Rezultati	32
5.1	Rezultati mjerenja	32
5.2	Fenomenološki pristup	36
6	Diskusija i zaključak	46
7	Metodički dio	48
	Literatura	57

1 Uvod

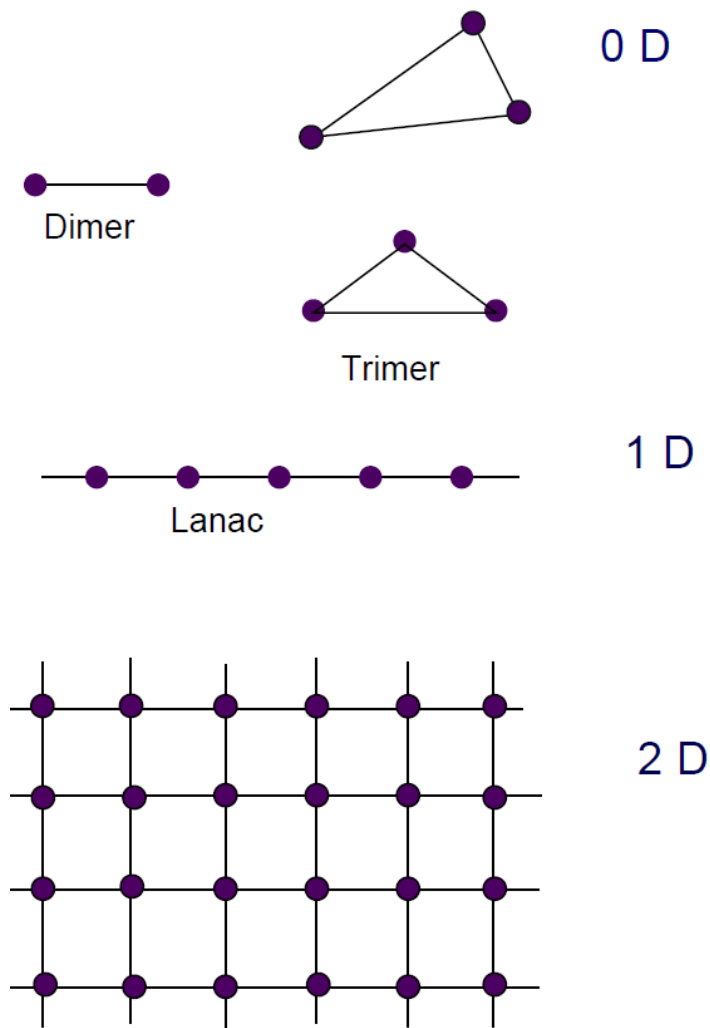
Od trenutka kada je Heike Kamerlingh Onnes prvi puta ukapljio helij pa sve do danas, priroda je pokazala široku lepezu egzotičnih stanja koja nastaju pri niskim temperaturama. Ta stanja su omogućila uvid u mnoge bazične interakcije koje su u pozadini prirode našeg svemira. Neke od tih pojava dale su "vjetar u leđa" tehnološkom napretku. Jedna od najbitnijih takvih pojava je supravodljivost, gdje materijal gubi sav svoj električni otpor. Taj efekt je omogućio stvaranje velikih magnetskih polja i time započeo svojevrsnu revoluciju u različitim granama fizike ali i u drugim područjima, poput medicini.

Fundamentalni objekt u magnetizmu je magnetski moment. U klasičnom smislu ga reprezentiramo kružnom petljom kojom teče struja I . U fizici čvrstog stanja svaki atom može sadržavati magnetski moment, ali za magnetizam su gotovo uvijek odgovorni elektroni iz d i f ljuske [1]. Magnetski momenti mogu međudjelovati na način da tvore širok spektar stanja u materijalima koji ih sadrže. Međudjelovanje između magnetskih momenata prisutnih u materijalu te dimenzionalnost magnetske rešetke diktira kakvo će biti konačno stanje sustava. Općenito se magnetski materijali dijele u četiri skupine: paramagnetski, dijamagnetski¹, feromagnetski i antiferomagnetski. Magnetski materijali su našli široku primjenu u svijetu koja sve više napreduje [2].

Antiferomagnetski uređeno stanje otkrio je francuski fizičar Louis Néel [3]. Iako to stanje ima uređene magnetske momente u odsustvu vanjskog magnetskog polja magnetski materijal nema ukupne magnetizacije. Na prvi pogled odsustvo magnetizacije može činiti antiferomagnetski uređeno stanje nezanimljivim. Iz perspektive fizičara to sigurno nije tako, jer mnoštvo efekata koji se javljaju u tim sustavima su većinom kvantne prirode što ih čini zanimljivima za istraživanja fundamentalnih svojstava. Istovremeno, istražuje se i potencijalna primjena antiferomagnetskih materijala pa tako naprimjer moguće je da antiferomagnetni zamjene feromagnete u računalnoj memoriji [4].

U ovom radu proučavana su magnetska svojstva monoklinskog kristala SeCuO_3 . Taj sustav je posebno zanimljiv jer uvidom u njegovu magnetsku strukturu se može zaključiti da je magnetski niskodimenzionalan. Niskodimenzionalnost magnetizma u materijalima je zapravo reprezentizacija dosega i smjera međudjelovanja magnetskih

¹Dolazi kod iona s popunjenim vanjskim ljuskama. Uvijek prisutan, po iznosu često zanemariv.

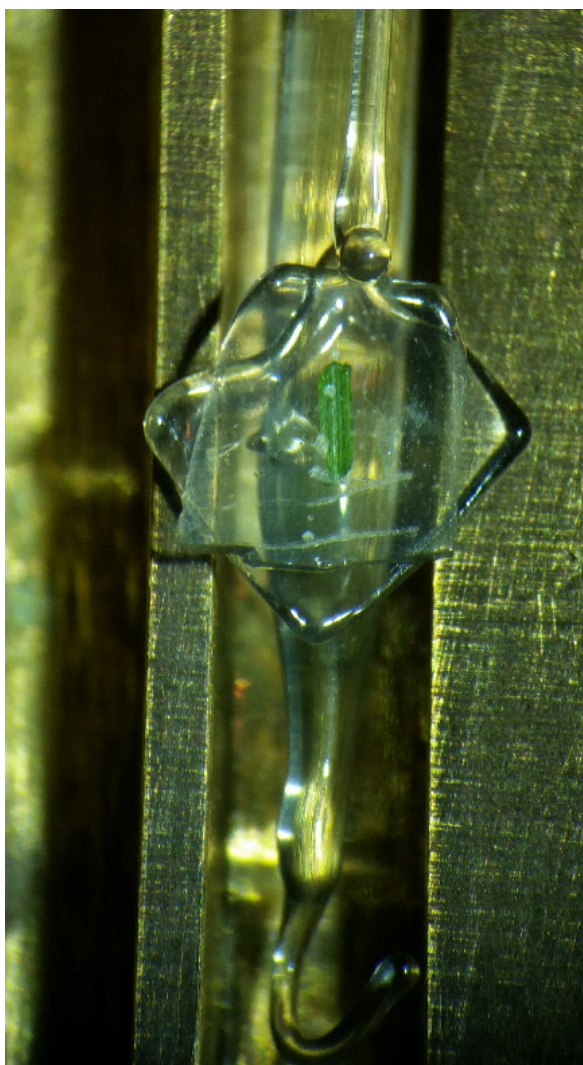


Slika 1.1: Niskodimenzionalne $D < 3$ magnetske rešetke.

momenata. Niskodimenzionalnost magnetske rešetke se najbolje može razumjeti uvi-dom u sliku 1.1. Niskodimenzionalne rešetke imaju u sebi odvojene konstituente koji međusobno ne međudjeluju. Tako naprimjer 1D magnetska struktura tvori magnet-ske lance koji međusobno ne međudjeluju. Monoklinski SeCuO_3 je posebno zanim-ljiv jer pri temperaturi $T_N = 8$ K se dugodosežno antiferomagnetski uređuje iako je na prvi pogled njegova magnetska struktura 0 dimenzionalna i sastoji se od iz-oliranih spinskih tetramera. To znači da postoji međudjelovanje između diskretnih nakupina koje pritom tvore trodimenzionalnu antiferomagnetski uređenu magnetsku strukturu. To međudjelovanje je puno slabije od međudjelovanja magnetskih mome-nata unutar niskodimenzionalne nakupine (u ovom slučaju tetramera). Cilj ovog rada je proučavanje svojstava tog uređenog stanja korištenjem eksperimentalne me-tode mjerenja magnetskog momenta sile koja je osjetljiva na magnetsku anizotropiju te time i simetriju magnetski uređenog stanja.

2 SeCuO_3

Molekule SeCuO_3 kristaliziraju u više polimorfa. Polimorf koji proučavamo u ovome radu priprada u monoklinski kristalni sustav. Taj polimorf je izolator prozirno zelene boje. Na slici 2.1 prikazan je uzorak montiran na nosač za mjerenje magnetskog momenta sile.



Slika 2.1: Monokristal monoklinskog SeCuO_3 montiran na nosač za mjerenje magnetskog momenta sile.

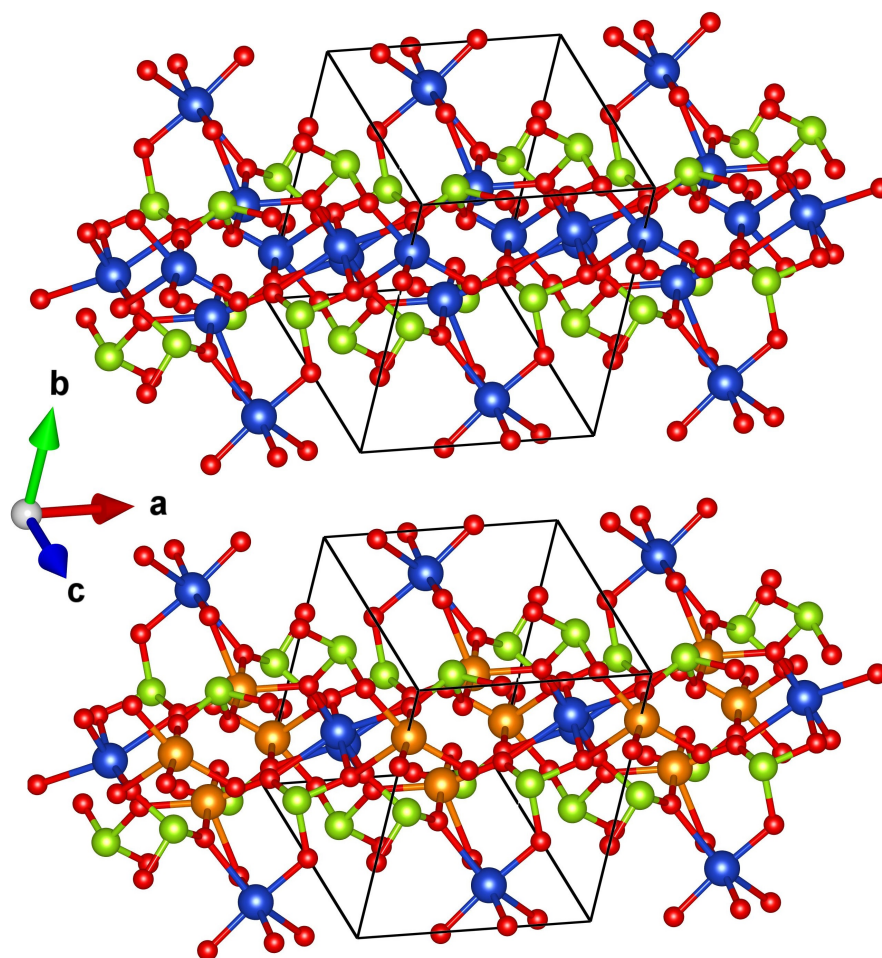
2.1 *Sinteza i kristalna struktura monoklinskog SeCuO₃*

Monokristali SeCuO₃ dobiveni su metodom faze kemijskih para [5]. Mješavina prahova analitički² čistih CuO i SeO₂ u molarnom omjeru 4:3 je zapečaćena u kvarcne cijevi s elektronički² čistim HCl koji je služio kao transportni plin za rast kristala. Ampule su zatim stavljene horizontalno u cilindričnu peć s dvije zone, te su zagrijavane vrlo sporo 50° C/h do temperature 500° C. Optimalne temperature za rast kristala na izvoru i depozicijskoj zoni iznose 450° C i 550° C. Nakon četiri tjedna je dobiveno puno zelenih kristala SeCuO₃, najveće veličine 5 × 10 × 2 mm³, čija je kristalna struktura određena pomoću difrakcije na polikristalu. Uzorak korišten u mjerenjima je sintetizirao Helmuth Berger s École polytechnique fédérale de Lausanne u Švicarskoj.

Monokristali SeCuO₃ koje smo proučavali kristaliziraju u monoklinskom kristalnom sustavu (Slika 2.2). Prostorna grupa kojoj pripadaju je P2₁/n s koordinacijskim brojem $Z = 8$. Konstante kristalne rešetke su redom $a = 7.712 \text{ \AA}$, $b = 8.238 \text{ \AA}$ i $c = 8.498 \text{ \AA}$, a kut između osi a i c iznosi $\beta = 99.124$. Ostali podaci o kristalnoj strukturi se mogu naći u znanstvenom članku [6].

Svaki atom bakra okružen je sa šest atoma kisika koji tvore nepravilni oktaedar. Postoje dva kristalografski neekvivalentna atoma bakra (Slika 2.2), koji se nalaze u drukčijem oktaedarskom okruženju kisika (Slika 2.3). Udaljenosti između bakra i pripadnih kisika su dane u tablici 2.1. Iz te tablice se može zamijetiti da su oktaedri distordirani te elongirani tj. da postoje dva kisika koja se nalaze dalje nego ostala četiri te se ligandno okruženje može smatrati približno kvadratičnim tvoreći CuO₄ jedinice prikazane na slici 2.3. Bakar se općenito može smatrati Jahn Tellerovim ionom te najčešće dolazi u distordiranom ligandnom okruženju čime se razbija degeneracija elektronskih stanja vanjske 3d ljuske [1]. Razbijanje degeneracije je prikazano na slici 2.4. Međudjelovanje između iona bakra ostvaruje se preko bližih veza s kisikom tzv. interakcijom superizmjene [1] što znači da za proučavanje magnetske rešetke potrebno proučavati konfiguraciju CuO₄ jedinica (Slika 2.3).

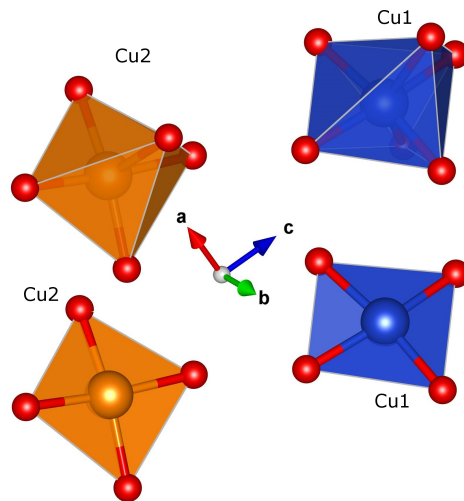
²gradacije različitih čistoća



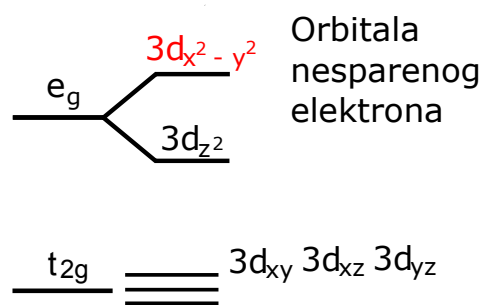
Slika 2.2: Slika gore: Kristalna struktura monoklinskog SeCuO_3 . Zelene kuglice predstavljaju atome selenija, narančaste predstavljaju bakrove atome, a crvene atome kisika. Slika dolje: Ista kristalna struktura s uvedenom distinkcijom između dva kristalografski neekvivalentna atoma bakra. Cu2-narančasto Cu1-plavo. Crni paralelepiped prikazuje jediničnu ćeliju.

Atomi	d	Atomi	d
Cu1-O1	2.38	Cu2-O1	1.98
Cu1-O3	1.95	Cu2-O2	1.96
Cu1-O3	1.96	Cu2-O4	1.95
Cu1-O4	2.42	Cu2-O4	2.71
Cu1-O5	2.09	Cu2-O5	2.36
Cu1-O6	1.95	Cu2-O6	1.98

Tablica 2.1: Udaljenosti između atoma kisika i bakra izražena u Å.



Slika 2.3: Gore: Nepravilni oktaedri CuO₆. Dolje: Nepravilni kvadrati CuO₄.

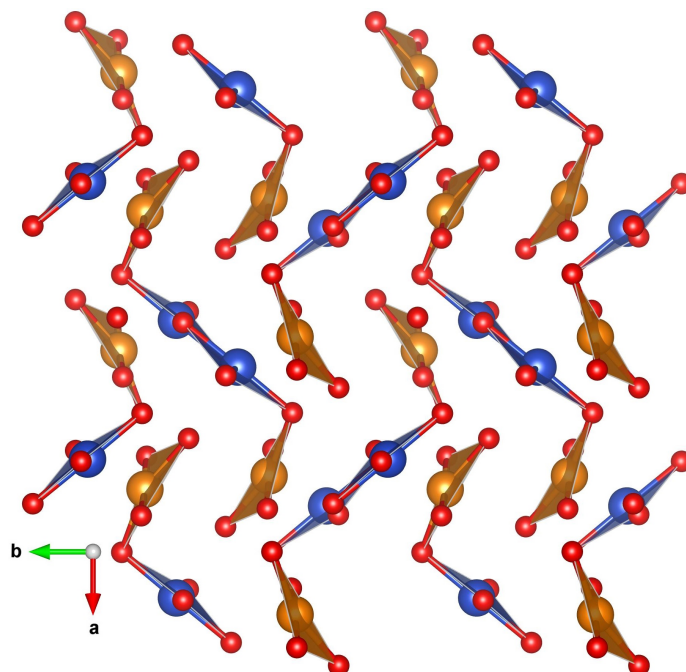


Slika 2.4: Razbijanje degeneracije u oktaedarskom ligandnom okruženju.

2.2 Magnetska rešetka

Pretpostavimo li da magnetska interakcija superizmjene ide preko kisika u CuO_4 kvadratima, te nacrtamo li samo atome Cu i O koji međudjeluju u superizmjeni, dobivamo sliku magnetske rešetke kakva je prikazana na slici 2.5 [5]. Dobivena magnetska rešetka se sastoji od izoliranih CuO_4 tetramera. Također se na slikama 2.5 i 2.6 može zamijetiti da postoje dva različito orijentirana kristalografski identična tetramera.

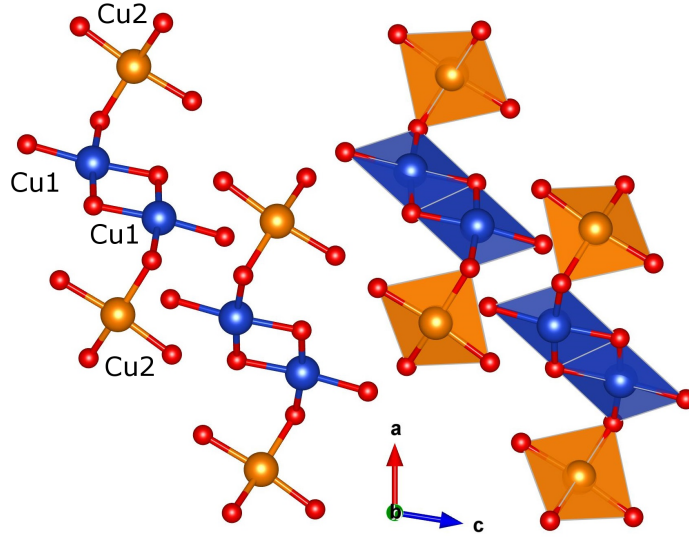
Tetrameri tvore kvazi 0-dimenzionalnu magnetsku rešetku, što bi značilo da svaki



Slika 2.5: Izgled kristalne strukture u kojoj nisu prikazani daleki atomi kisika te atomi selena, već samo CuO_4 jedinice.

tetramer ne međudjeluje s ostalim tetramerima to jest čini samostalnu kratkodosežno uređenu strukturu. Unutar tetramera ioni bakra su poslagani sljedećim nizom Cu2-Cu1-Cu1-Cu2. Spinovi bakra ($S = 1/2$) međudjeluju pomoću posrednika³, atoma kisika. Predznak i jačina interakcije je određena kutem Cu-O-Cu što je određeno Goodenough-Kanamori-Anderson pravilom prema kojem će međudjelovanje između spinova biti antiferomagnetsko ukoliko je Cu-O-Cu kut veći od 90deg, a najjače antiferomagnetsko međudjelovanje ostvareno je za kut 180deg [7]. U tablici 2.2 vidi se da su kutevi za obje interakcije veći od 90deg te stoga očekujemo antiferomagnetsko međudjelovanje za J_{11} i J_{12} .

³Superexchange



Slika 2.6: Magnetski neekvivalentni strukturni tetrameri SeCuO_3 .

Cu-O-Cu	Kut
Cu1-O-Cu2	108.5
Cu2-O-Cu2	101.9

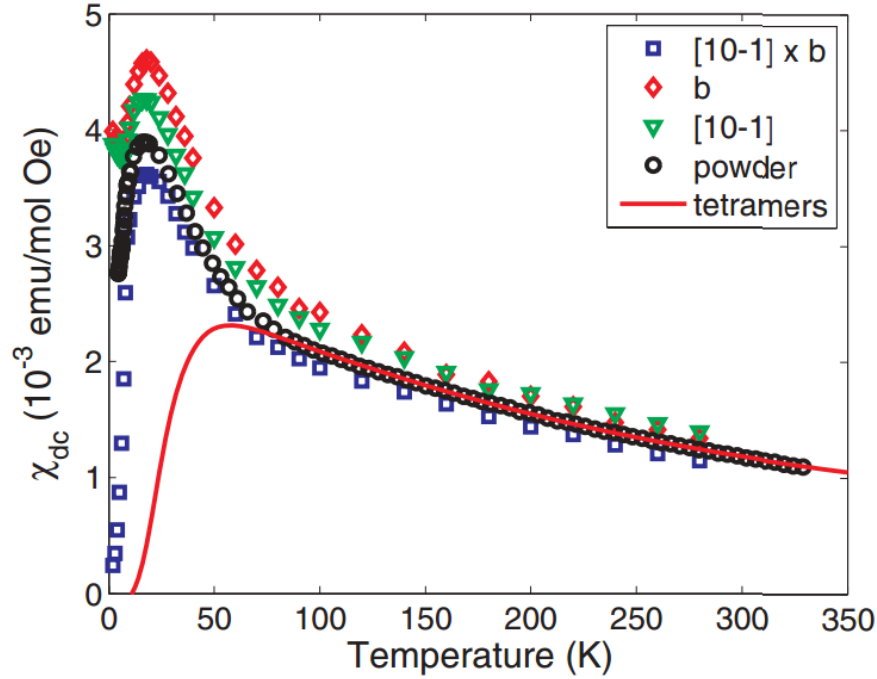
Tablica 2.2: Kutevi Cu-O-Cu unutar tetramera.

U prvom radu [5] o magnetizmu ovog sustava mjerila se magnetska susceptibilnost duž tri različita smjera te srednja susceptibilnost praškastog uzorka. Na slici 2.7 se vidi kako susceptibilnost raste sa smanjenjem temperature te ima široki maksimum pri temperaturi $T \approx 16K$. Takvo ponašanje je karakteristično za nisko-dimenzionalne antiferomagnetske materijale. Hamiltonijan tetramerskog sustava je oblika:

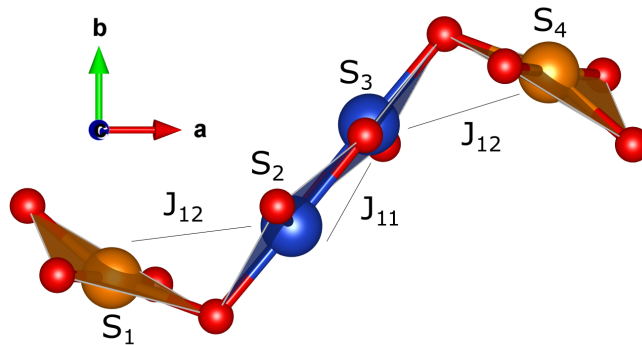
$$\hat{\mathcal{H}} = J_{12}(\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 + \vec{S}_3 \cdot \vec{S}_4) + J_{11}(\vec{S}_2 \cdot \vec{S}_3) \quad (2.1)$$

gdje su spinovi bakra Cu2 \vec{S}_1 i \vec{S}_4 , spinovi bakra Cu1 \vec{S}_2 i \vec{S}_3 a J_{12} i J_{11} integrali izmjene prikazani na slici 2.8. Magnetska susceptibilnost za model tetramera sa spinom $S = 1/2$ se dobiva analitički [8]. U navedenom članku [5] su rezultate pokušali prilagoditi na model spinskih tetramera, no taj model nije bio uspješan za cijeli temperaturni interval. Prilagodba se može vidjeti na slici 2.7 gdje je susceptibilnost tetramera označena crvenom linijom. Pri temperaturi $T \approx 70K$ se vidi velik porast u mjernoj susceptibilnosti sa sniženjem temperature, što se ne može objasniti modelom izoliranih spinskih tetramera.

Pri temperaturi $T_N \approx 8K$ sustav se dugodosežno antiferomagnetski uređuje



Slika 2.7: Magnetska susceptibilnost pojedinih osi kristala u ovisnosti o temperaturi (slika uzeta iz reference [5]).

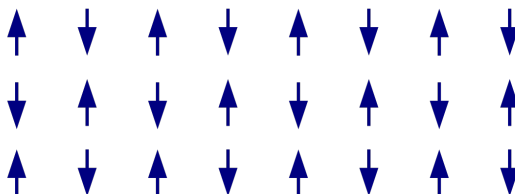


Slika 2.8: Interakcije izmjene u linearnom tetrametru u SeCuO_3 [5].

[5, 9]. Susceptibilnost u smjeru jedne od osi se smanjuje i ide u nulu kako se temperatura snižava. Ostala dva smjera se puno slabije mijenjaju s temperaturom ispod T_N . Navedeno ponašanje je karakteristično za jednoosne antiferomagnete, kod kojih susceptibilnost duž lake osi ide u nulu kako $T \rightarrow 0$, a duž druge dvije na nju okomite osi je konstantna s temperaturom ispod T_N [1, 10, 11], što ćemo pokazati u idućem poglavlju.

3 Teorijska pozadina

Magnetizacija u materijalu je distribucija magnetskih dipolnih momenata u zadanom volumenu [12]. Kod feromagneta postoji spontana magnetizacija čak i kad nema vanjskog magnetskog polja. Antiferomagnetima se mogu smatrati svi materijali kod kojih takva spontana magnetizacija ne postoji iako u njima postoji dugodosežno uređenje. Da bi nastalo dugodosežno uređenje u magnetskom sustavu trebaju postojati interakcije koje pri nekoj temperaturi nadvladaju entropiju. Najjednostavniji model antiferomagneta je Weissov model u kojem postoje dvije antiparalelne podrešetke magnetizacije jednakog iznosa kakav je prikazan na slici 3.1.



Slika 3.1: Shematski prikaz dvije magnetske rešetke jednostavnog antiferomagneta.

3.1 Magnetsko međudjelovanje

Nužan uvjet dugodosežnog uređenja je međudjelovanje. Za magnetske materijale bitno je međudjelovanje između magnetskih momenata. Budući da se radi o magnetskim dipolima, smisleno je procijeniti iznos dipol-dipol međudjelovanja koje je dano izrazom [12]:

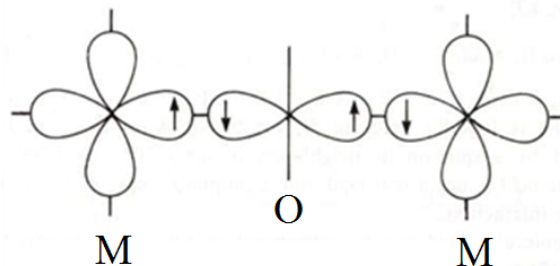
$$E = \frac{1}{r^3} [\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2 - \frac{3}{r^2} (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\mu}_2 \cdot \vec{r})] \quad (3.1)$$

gdje su $\vec{\mu}_1$ i $\vec{\mu}_2$ magnetski dipolni momenti, a \vec{r} je vektor udaljenosti između njih. Kako bismo ocijenili kolika je jačina ovog međudjelovanja uzimamo najpovoljniju orijentaciju magnetskih dipolnih momenata s iznosom $\mu \rightarrow \mu_B$ te uvrštavamo tipične udaljenosti $r \approx 3 \text{ \AA}$ (tipična vrijednost udaljenosti Cu-Cu u bakrovim oksidima). Energija koju dobivamo je 10^{-16} erg (10^{-23} J), što je ekvivalent temperature 0.1 K. Neki magnetski materijali se uređuju već pri temperaturi $\sim 100 - 1000 \text{ K}$ što znači da je dipol-dipol međudjelovanje preslabo da bi bilo odgovorno za dugodosežno magnetsko uređenje.

Za dugodosežno magnetsko uređenje odgovorna je tzv. interakcija izmjene (eng. *exchange interaction*) [1, 10, 11]. Priroda te interakcije je elektrostatska. Hamiltonijan te interakcije nazivamo Heisenbergov Hamiltonijan, a možemo ga zapisati na sljedeći način [1, 10, 11]:

$$\hat{\mathcal{H}} = - \sum_{i \neq j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (3.2)$$

gdje je J_{ij} integral izmjene između i -tog i j -tog spina S elektrona. Ako elektroni susjednih magnetskih iona međudjeluju interakcijom izmjene, tada takvu interakciju nazivamo direktnom interakcijom. Direktna izmjena u sebi sadrži preklapanje elektronskih valnih funkcija i Columbovo elektrostatsko odbijanje [1, 10, 11]. Vrlo rijetko je ova vrsta interakcije odgovorna za dugodosežno uređenje jer ne postoji dovoljno veliko direktno preklapanje magnetskih orbitala. Puno češće se javlja interakcija preko posrednika, takozvana interakcija superizmjene. Ona se definira kao indirektna interakcija između iona premoštenih nemagnetskim ionom. Shematski je ta interakcija prikazana na slici 3.2 gdje su dva magnetska iona (M) premoštena atomom posrednika (O). Ona proizlazi iz toga što se elektroni delokaliziraju preko cijele strukture čime smanjuju svoju kinetičku energiju. Superizmjena favorizira antiferomagnetsko uređenje [1]. Kut (M-O-M) utječe na predznak i jačinu interakcije [1, 7]. Za $J_{i,j} > 0$ u hamiltonijanu (3.2) interakcija je feromagnetska, a za $J_{i,j} < 0$ antiferomagnetska. Antiferomagnetski uređeno stanje je povijesno prvi puta opisano pomoću teorije srednjeg polja, koje za pretpostavku uzima da svaki spin nalazi u srednjem polju dvije rešetke [1, 3, 13]. To je tzv. Weissov model antiferomagneta [1, 3, 13].



Slika 3.2: Shematski prikaz interakcije superizmjene. M su magnetski ioni, a O je nemagnetski ion preko kojeg je ostvarena superizmjena [1].

3.2 Weissov model antiferomagneta

Najjednostavniji model antiferomagnetski uređenog stanja je Weissov model [1, 13]. U tom modelu pretpostavljamo da postoje dvije antiparalelne rešetke magnetizacije, \vec{M}_a , i \vec{M}_b . Svaka podrešetka proizvodi molekularno magnetsko polje dano izrazom [13]:

$$\vec{B}_a = \vec{H} - q_2\vec{M}_a - q_1\vec{M}_b \quad (3.3)$$

$$\vec{B}_b = \vec{H} - q_2\vec{M}_b - q_1\vec{M}_a \quad (3.4)$$

gdje je q Weissova konstanta, H vanjsko magnetsko polje a $M_{a,b}$ magnetizacija pojedine podrešetke. Magnetizacija svake podrešetke je paralelna s pripadnim molekularnim poljem ($\vec{B}_a \parallel \vec{M}_a$, $\vec{B}_b \parallel \vec{M}_b$).

Opći izraz za iznos magnetizacije elektrona sa samo spinskim doprinosom u magnetskom polju B dan je izrazom [13]:

$$M = \frac{1}{2}ng\mu_B SB_S(g\mu_B SB/kT) \quad (3.5)$$

gdje su B_S Brillouineva funkcija, n koncentracija magnetskih momenata, g elektronski g-faktor, μ_B Bohrov magneton, S spin, k Boltzmannova konstanta i T temperatura. Uvrštavanjem magnetskih polja pojedinih rešetki u gornju jednadžbu dobivamo sljedeće izraze:

$$M_a = -\frac{1}{2}ng\mu_B SB_S \left[\frac{g\mu_B S}{kT} (q_2 M_a + q_1 M_b) \right] \quad (3.6)$$

$$M_b = -\frac{1}{2}ng\mu_B SB_S \left[\frac{g\mu_B S}{kT} (q_2 M_b + q_1 M_a) \right] \quad (3.7)$$

Dobivene jednadžbe su transcendentne, a minus je došao zbog neparnosti Brillouinove funkcije. Razvijanjem Brillouinovih funkcija u red potencija dobivamo:

$$B_S(x) = \frac{S+1}{3S}x - \frac{1}{45} \frac{(S+1)((S+1)^2 + S^2)}{2S^3} x^3 + \dots \quad (3.8)$$

gdje je $x = \frac{g\mu_B S}{kT} (q_2 M_b + q_1 M_a)$. Uvrštavanjem razvoja u jednadžbe (3.6) i (3.7) dobivamo:

$$M_a = -\frac{C}{2T} (q_2 M_a + q_1 M_b) + \gamma (q_2 M_a + q_1 M_b)^3 - \dots \quad (3.9)$$

$$M_b = -\frac{C}{2T}(q_2 M_b + q_1 M_a) + \gamma(q_2 M_b + q_1 M_a)^3 - \dots \quad (3.10)$$

gdje je γ neka pozitivna konstanta dobivena razvojem [13], a C Curieva konstanta koja je dana izrazom:

$$C = \frac{n(g\mu_B)^2 S(S+1)}{3k} \quad (3.11)$$

Uvjet antiferomagnetskog uređenja je da su magnetizacije podrešetki jednake po iznosu a suprotne po smjeru to jest $M_a = -M_b = M$. Uvrštavanjem tog uvjeta u jednadžbe (3.9 i 3.10) dobivamo:

$$M \left(1 - \frac{C}{2T}(q_1 - q_2) \right) = -\gamma(q_1 - q_2)M^3 + \dots \quad (3.12)$$

Ako imamo uvjet na Weissove konstante:

$$q_1 > q_2 \quad (3.13)$$

i ako je temperatura manja od:

$$T < T_N \equiv \frac{1}{2}C(q_1 - q_2) \quad (3.14)$$

dobivamo spontanu magnetizaciju podrešetki a i b , gdje je T_N Néelova temperatura. Razmatranjem uvjeta u jednadžbi (3.13) može se zaključiti da je taj uvjet zapravo uvjet antiferomagnetizma koji govori da je molekularno polje koje spin osjeća od susjedne antiparalelne rešetke jače od molekularnog polja podrešetke kojoj pripada.

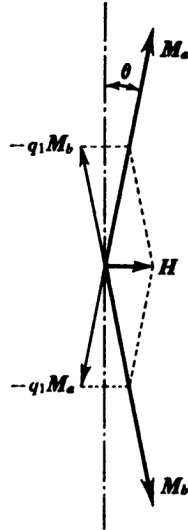
Susceptibilnost smjera okomitog na spontanu magnetizaciju dobiva se na sljedeći način. Ukupna magnetizacija antiferomagneta u magnetskom polju je dana sljedećim izrazom:

$$\vec{M} = \vec{M}_a + \vec{M}_b \quad (3.15)$$

Vektor ukupne magnetizacije paralelan je vanjskom magnetskom polju. Iznos ukupne magnetizacije dan je izrazom:

$$M = 2M'\theta = H/q_1 \quad (3.16)$$

gdje je θ mali kut između magnetizacije podrešetke (a ili b) bez polja i s poljem, kao



Slika 3.3: Shematski prikaz magnetizacije antiferomagneta kada je polje okomito na spontanu magnetizaciju (slika uzeta iz reference [13]).

što je prikazano na slici 3.3. Susceptibilnost je općenito definirana sljedećim izrazom:

$$\chi = \frac{\partial M}{\partial H} \quad (3.17)$$

što nam u ovom slučaju daje:

$$\chi_{\perp} = \frac{1}{q_1} \quad (3.18)$$

Jednadžba pokazuje da je susceptibilnost za polje narinuto u smjeru okomitom na magnetizacije podrešetki neovisna o temperaturi.

U nastavku pogledajmo slučaj kad je vanjsko polje paralelno s magnetizacijama podrešetki. Uključimo li vanjsko magnetsko polje u izraze za magnetizacije podrešetki antiferomagneta, (3.6) i (3.7) dobivamo sljedeće:

$$M_a = \frac{1}{2} n g \mu_B S B_S \left[\frac{g \mu_B S}{kT} (H - q_2 M_a - q_1 M_b) \right] \quad (3.19)$$

$$M_b = \frac{1}{2} n g \mu_B S B_S \left[\frac{g \mu_B S}{kT} (H - q_2 M_b - q_1 M_a) \right] \quad (3.20)$$

U malim poljima magnetizacije podrešetki su gotovo jednake po iznosu, pa možemo napisati:

$$M_a = M' + \Delta M_a, M_b = -M' + \Delta M_b \quad (3.21)$$

gdje su ΔM_a i ΔM_b male promjene magnetizacije na svakoj rešetki. Uvrštavanjem tih

izraza u jednadžbe (3.19 i 3.20), te razvojem Brillouinovih funkcija B_S u Taylorov red, zadržavajući članove prvog reda od H , ΔM_a i ΔM_b dobivamo:

$$\Delta M_a = \frac{1}{2kT} n g^2 \mu_B^2 S^2 B'_S \left[\frac{g \mu_B S}{kT} (q_1 - q_2) M' \right] \cdot (-q_2 \Delta M_a - q_1 \Delta M_b + H) \quad (3.22)$$

$$\Delta M_b = \frac{1}{2kT} n g^2 \mu_B^2 S^2 B'_S \left[\frac{g \mu_B S}{kT} (q_1 - q_2) M' \right] \cdot (-q_2 \Delta M_b - q_1 \Delta M_a + H) \quad (3.23)$$

gdje je B'_S derivacija Brillouinove funkcije. Pošto su male promjene magnetizacije u istom smjeru, ukupna promjena magnetizacije jednaka je zbroju tih promjena:

$$\Delta M \equiv \Delta M_a + \Delta M_b = \frac{1}{2kT} n g^2 \mu_B^2 S^2 B'_S \left[\frac{g \mu_B S}{kT} (q_1 - q_2) M' \right] [-(q_2 + q_1) \Delta M + 2H] \quad (3.24)$$

Tu jednadžbu možemo pojednostaviti na sljedeći način:

$$\Delta M = \frac{\frac{1}{kT} H n g^2 \mu_B^2 S^2 B'_S \left[\frac{g \mu_B S}{kT} (q_1 - q_2) M' \right]}{1 + \frac{1}{2kT} n g^2 \mu_B^2 S^2 B'_S \left[\frac{g \mu_B S}{kT} (q_1 - q_2) M' \right] (q_2 + q_1)} \quad (3.25)$$

Ako stavimo uvjet da $T \rightarrow 0$, što znači da je i $B'_S = 0$, dobivamo da paralelna susceptibilnost χ_{\parallel} pada u nulu kako $T \rightarrow 0$. Ako proučavamo što se događa u kritičnom području u blizini Néelove temperature $T \rightarrow T_N$ dobivamo da je iznos paralelne susceptibilnosti:

$$\chi_{\parallel}(T = T_N) = \frac{1}{q_1} \quad (3.26)$$

jer na T_N magnetizacija podrešetki ide u nulu $M' \rightarrow 0$, a B'_S prelazi u konstantu $(S + 1)/3S$.

Ako je temperatura veća od T_N ulazimo u paramagnetsko stanje, više nema magnetizacija podrešetki, termičko gibanje nadvladava interakcije i opis uz pomoć magnetizacija podrešetki gubi smisao. Iznad T_N vrijedi paramagnetski odziv - on je opisan isto Brillouinovom funkcijom, ali samo s magnetskim poljem kao argumentom i isti je za svaki ion. Susceptibilnost u paramagnetskom stanju iznosi [13]:

$$\chi = \frac{C}{T + \frac{1}{2}(q_1 + q_2)C} \quad (3.27)$$

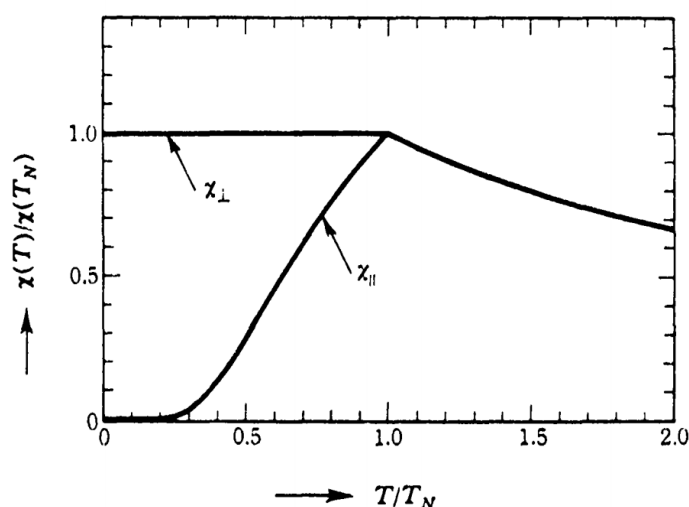
gdje je C Curieva konstanta, definirana kao u jednadžbi (3.11). Budući da su $q_1, q_2 >$

0 susceptibilnost možemo napisati na sljedeći način:

$$\chi = \frac{C}{T + \Theta} \quad (3.28)$$

gdje je Θ Weissova konstanta iznosa $\Theta = \frac{1}{2}(q_1 + q_2)C$. Jednadžba (3.28) prikazuje tipičnu ovisnost za paramagnet s antiferomagnetskim interakcijama između spinova.

Temperaturne ovisnosti susceptibilnosti mjerene duž lake osi i okomito na nju prikazane su na slici 3.4.



Slika 3.4: Temperaturna ovisnost susceptibilnosti mjerena duž lake osi, χ_{\parallel} i okomito na nju, χ_{\perp} (slika uzeta iz reference [13]).

3.3 Magnetski moment sile i anizotropija susceptibilnosti

U prethodnom poglavlju pokazali smo da je iznos magnetske susceptibilnosti u antiferomagnetu ovisan o smjeru narinutog magnetskog polja s obzirom na smjer lake osi (slika 3.4). Drugim riječima, magnetska susceptibilnost antiferomagneta je anizotropna. Anizotropija je svojstvo skoro svih magnetski uređenih stanja. Magnetska anizotropija prisutna je i u paramagnetskom stanju većine magnetskih materijala. U spojevima čiji magnetizam dolazi od bakrovog spina $S = 1/2$ za magnetsku anizotropiju u paramagnetskom stanju odgovorna je u najvećoj mjeri anizotropija elektronskog g -faktora [14].

Makroskopsku anizotropiju magnetske susceptibilnosti moguće je mjeriti uobičajenim mjerenjima magnetizacije s poljem narinutim duž specifičnog kristalnog smjera

(npr. SQUID magnetometrom). No, postoji eksperimentalna metoda koja mjeri makroskopsku magnetsku anizotropiju u specifičnoj kristalnoj ravnini, a zasniva se na mjerenju magnetskog momenta sile.

Na materijal koji se nalazi u magnetskom polju djeluje moment sile $\vec{\tau}$ dan sljedećim izrazom:

$$\vec{\tau} = V\vec{M} \times \vec{H}, \quad (3.29)$$

gdje je V volumen uzorka, \vec{M} magnetizacija a \vec{H} vanjsko magnetsko polje. Ako pretpostavimo linearan odaziv materijala možemo pisati:

$$\vec{M} = \hat{\chi}\vec{H} \quad (3.30)$$

gdje je $\hat{\chi}$ tenzor magnetske susceptibilnosti. Općeniti zapis tenzora susceptibilnosti u (x, y, z) koordinatnom sustavu dan je s:

$$\hat{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{xy} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{xz} & \chi_{yz} & \chi_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

Značenje tenzora susceptibilnosti postat će jasnije ako uvrstimo izraz (3.31) u (3.30). Tada dobivamo za komponente magnetizacije:

$$\begin{aligned} M_x &= \chi_{xx}H_x + \chi_{xy}H_y + \chi_{xz}H_z \\ M_y &= \chi_{xy}H_x + \chi_{yy}H_y + \chi_{yz}H_z \\ M_z &= \chi_{xz}H_x + \chi_{yz}H_y + \chi_{zz}H_z. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Gornji izraz nam pokazuje da ćemo primjenom magnetskog polja u npr. smjeru osi x , u anizotropnom sustavu inducirati magnetizaciju ne samo u smjeru osi x , već i osi y i z ukoliko su komponente tenzora χ_{xy} i χ_{xz} različite od nule. Očito standardna mjerenja magnetske susceptibilnosti, odnosno magnetizacije koja mjere samo magnetizaciju u smjeru magnetskog polja ne daju punu informaciju o magnetskoj anizotropiji sustava, osim u slučajevima kada je koordinatni sustav (x, y, z) ujedno sustav vlastitih osi tenzora $\hat{\chi}$ što ima za posljedicu da je tenzor dijagonalan. Za materijale s niskom simetrijom poput monoklinske ili triklinske to gotovo nikad nije slučaj.

U eksperimentu magnetsko polje rotira u nekoj odabranoj ravnini, na primjer xy , a mjeri se samo komponenta momenta sile okomita na tu ravninu, τ_z koja je dana izrazom

$$\tau_z = \left[\frac{m}{2 M_{mol}} (\chi_{xx} - \chi_{yy}) \sin 2\theta - \chi_{xy} \cos 2\theta \right] H^2 \quad (3.33)$$

gdje smo polje koje rotira u xy ravnini napisali kao $\vec{H} = (H \cos \theta, H \sin \theta, 0)$, θ je kut koji polje zatvara sa x -osi, m je masa uzorka a M_{mol} molarna masa dok je susceptibilnost izražena u emu/mol. Izraz (3.33) ima sinusoidalnu ovisnost s periodom π . Izraz (3.33) predstavlja zbroj dviju sinusnih funkcija različitih amplituda pomaknutih u fazi za $\pi/4$ te stoga vrijedi:

$$\frac{1}{2}(\chi'_x - \chi'_y) \sin(2\theta - 2\theta_0) = \frac{1}{2}(\chi_{xx} - \chi_{yy}) \sin 2\theta - \chi_{xy} \cos 2\theta \quad (3.34)$$

gdje je θ_0 fazni pomak rezultatne sinusne funkcije te predstavlja kut pri kojem je magnetsko polje paralelno smjeru koji smo nazvali x' , a kut se i dalje mjeri od osi x . χ'_x i χ'_y su vrijednosti susceptibilnosti u smjerovima novih koordinatnih osi x' i y' zarotiranih od osi x i y za kut θ_0 . Kut θ_0 dan je izrazom:

$$\theta_0 = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\chi_{xy}}{\chi_{xx} - \chi_{yy}} \right) \quad (3.35)$$

i predstavlja fazu, to jest nulu jednadžbe (3.33). Odnos između komponenti tenzora χ_{xx} , χ_{yy} i χ_{xy} i mjerene anizotropije $(\chi'_x - \chi'_y)$ u transformaciji dana je sljedećim izrazima:

$$\chi_{xx} - \chi_{yy} = (\chi'_x - \chi'_y) \cos 2\theta_0 \quad (3.36)$$

$$\chi_{xy} = \frac{1}{2}(\chi'_x - \chi'_y) \sin 2\theta_0 \quad (3.37)$$

Krajnji izraz za magnetski moment sile u z smjeru je oblika:

$$\tau_z = \frac{m}{2 M_{mol}} H^2 (\chi'_x - \chi'_y) \sin(2\theta - 2\theta_0) \quad (3.38)$$

gdje se kut θ mjeri od osi x .

Jednadžba (3.38) vrijedi samo u slučaju linearnog odziva. Pod linearnim odzivom podrazumijevamo paramagnetski i dijamagnetski. Osim navedenih postoji još

jedan, a to je odaziv Néelovog antiferomagneta u poljima nižim od *spin-flop* polja. Za opis magnetski uređenih stanja⁴ koristi se fenomenološki pristup koji magnetsku anizotropiju opisuje preko magnetokristalne energije [15].

3.4 Fenomenološki opis antiferomagnetski uređenog stanja

Magnetski uređena stanja su u većini slučajeva anizotropna jer se magnetski momenti spontano (bez prisutstva magnetskog polja) urede tako da su orijentirani u nekom kristalnom smjeru koji se naziva laka os. Postoje i komplicirana magnetska uređenja u kojima magnetski momenti nemaju jednostavnu paralelnu ili antiparalelnu konfiguraciju i ta uređenja ne mogu se opisati pristupom koji je dan ovdje.

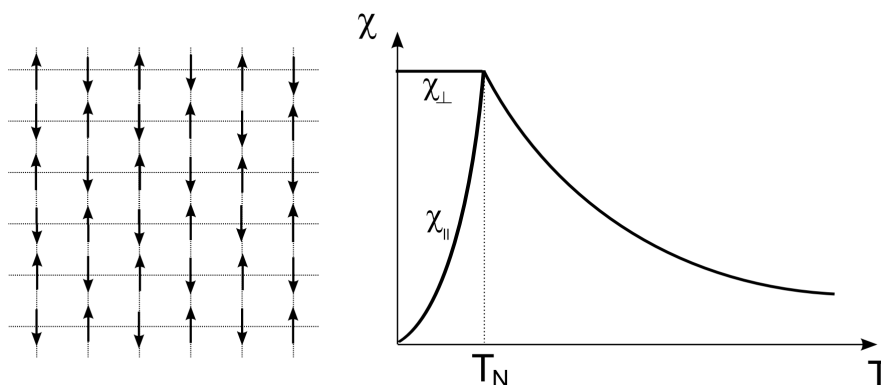
Makroskopska anizotropija uređenog stanja može se opisati takozvanom magnetokristalnom energijom. Magnetokristalna energija mora zadovoljavati elemente simetrije pripadne kristalne strukture [15]. Ovakav fenomenološki pristup opisa magnetske anizotropije uređenog stanja posebno je koristan pri opisu jednoosnog antiferomagneta.

U potpoglavlju 3.3 naveli smo da jednačba (3.38) opisuje kutnu ovisnost momenta sile Néelovog antiferomagneta u niskim magnetskim poljima. Néelov antiferomagnet predstavlja uređeno magnetsko stanje u kojem se susjedni magnetski momenti nalaze međusobno suprotno orijentirani. Ti magnetski momenti tvore dvije antiparalelne magnetske rešetke. Na slici 3.5 shematski je prikazana magnetska rešetka Néelovog antiferomagneta te temperaturna ovisnost susceptibilnosti. Uređeni sustav u magnetskom polju \vec{H} se može opisati fenomenološkom energijom oblika:

$$\mathcal{F}/V = - \int_0^H \vec{M} \cdot d\vec{H}' + \frac{\mathcal{F}_a}{V} \quad (3.39)$$

gdje je V volumen uzorka a \mathcal{F}_a magnetokristalna energija anizotropije. Prvi član predstavlja Zeemanov član energije. Pogledamo li sliku 3.5 možemo zaključiti sljedeće. Budući da je χ_{\perp} veće od χ_{\parallel} , Zeemanova energija bit će niža ako su spinske osi okomite na smjer magnetskog polja ($-\frac{1}{2}\chi_{\perp}H^2 < -\frac{1}{2}\chi_{\parallel}H^2$). To ima za posljedicu da Zeemanov član želi zarotirati spinske osi okomito na smjer magnetskog polja. U niskim poljima smjer spinskih osi određen je magnetokristalnom energijom te će do reorijentacije spinskih osi doći tek u visokim poljima kad Zeemanova energija prev-

⁴Na primjer feromagnetsko ili antiferomagnetsko u blzini *spin-flop* faznog prijelaza



Slika 3.5: Slika lijevo: Shematski prikaz magnetske rešetke Néelovog antiferomagneta. Slika desno: Ovisnosti susceptibilnosti o temperaturi Néelovog antiferomagneta. $\chi_{||}$ - susceptibilnost paralelna smjeru u kojem gledaju magnetski momenti. χ_{\perp} - okomita na smjer magnetskih momenata. T_N - Néelova temperatura na kojoj se događa fazni prijelaz iz paramagnetskog u antiferomagnetski uređeno stanje (i obrnuto) [1, 10, 11] (Slika uzeta iz reference [16]).

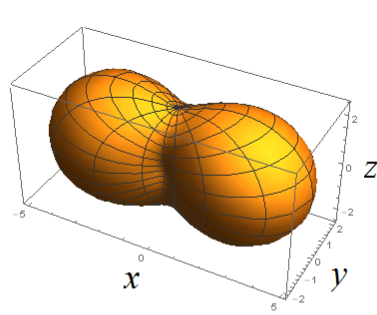
lada energiju anizotropije. Energija anizotropije \mathcal{F}_a , se dobiva linearnom kombinacijom kuglinih funkcija [15]. Ta linearna kombinacija mora zadovoljavati simetrije pripadne točkaste grupe, za dani kristalni sustav. Za monoklinski SeCuO_3 dva su elementa simetrije koja moraju biti zadovoljena: rotacija za π oko kristalne osi b i zrcalna ravnina okomita na os b [17].

U konkretnom slučaju kod monoklinskog kristala SeCuO_3 prva dva člana energije anizotropije glase:

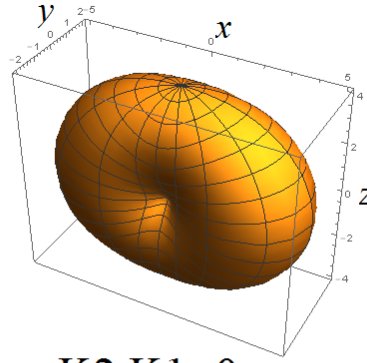
$$\mathcal{F}_a = K_1 \cos^2 \theta + K'_1 \sin^2 \theta \cos 2\phi, \quad (3.40)$$

gdje su θ i ϕ polarni i azimutalni kut u sfernom koordinatnom sustavu, a K_1 i K'_1 nazivamo konstantama anizotropije. Ovisno o predznaku i međusobnom odnosu moguće je dobiti različite oblike energije anizotropije odnosno različite smjerove lake osi. Na slici 3.6 prikazano je nekoliko primjera različitih oblika energije anizotropije. Ako na sustav ne djelujemo nikakvim vanjskim poljem minimum totalne slobodne energije jednak je minimumu magnetokristalne energije i taj smjer nazivamo laka os. Minimum totalne energije ima značenje smjera u kojem su spinovi kolektivno orijentirani, i taj smjer nazivamo spinska os, a u konačnom magnetskom polju se razlikuje od smjera lake osi.

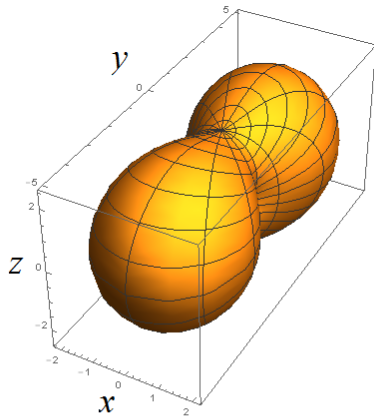
Dodavanjem magnetskog polja Zeemanov član doprinosi totalnoj energiji, što za posljedicu ima pomicanje minimuma energije, to jest smjera spinske osi. Rotacije



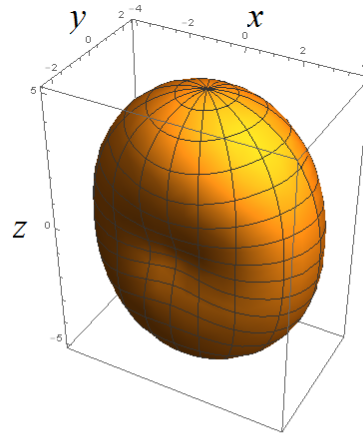
$$K_2 > 0 > K_1$$



$$K_2, K_1 > 0 \\ K_2 > K_1$$



$$K_2, K_1 < 0 \\ K_2 < K_1$$



$$K_2, K_1 > 0 \\ K_2 < K_1$$

Slika 3.6: Razni oblici magnetokristalne anizotropije u ovisnosti odabira konstanti K_1 i K'_1 . K_1 na slici odgovara K_1 konstanti, a K_2 K'_1 konstanti u izrazu (3.40) za magnetokristalnu anizotropiju.

spinskih osi simuliramo rotacijom tenzora susceptibilnosti:

$$\hat{\chi}(\vec{H} \neq 0) = \hat{R}(\theta, \phi) \hat{\chi}(\vec{H} \approx 0) \hat{R}^T(\theta, \phi) \quad (3.41)$$

gdje je $\hat{R}(\theta, \phi)$ matrica rotacije tenzora $\hat{\chi}$, a $\hat{R}^T(\theta, \phi)$ njoj transponirana matrica. Nerotirani tenzor susceptibilnosti $\hat{\chi}(\vec{H} \approx 0)$ ima slijedeći oblik:

$$\hat{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{im} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{\perp} \end{bmatrix} \quad (3.42)$$

gdje su redom χ_{\parallel} , χ_{im} i χ_{\perp} susceptibilnosti lake, srednje (engl. *intermediate*) i tvrde osi. Općenito vanjskom magnetskom polju dopuštamo rotaciju u svim smjerovima:

$$\vec{H} = (H \sin \psi \cos \xi, H \sin \psi \sin \xi, H \cos \psi). \quad (3.43)$$

Kut ψ je kut koji magnetsko polje zatvara sa z -osi, a kut ξ kut koji projekcija polja na ravninu xy zatvara sa x -osi. Totalnu energiju ovakvog sustava onda možemo napisati na sljedeći način:

$$\mathcal{F}(\theta, \phi, \psi, \xi) = -\frac{1}{2}\vec{H} \cdot \hat{\chi}(\vec{H} \neq 0) \cdot \vec{H} + K_1 \cos^2 \theta + K'_1 \sin^2 \theta \cos 2\phi. \quad (3.44)$$

U slučaju kada rotiramo polje u xz ravnini⁵ totalna energija je oblika:

$$\mathcal{F}/V = -\frac{1}{2}\hat{\chi}_{\perp}H^2 + \frac{1}{2}(\chi_{\perp} - \chi_{\parallel})H^2 \cos^2(\theta - \psi) + K_1 \cos^2 \theta + K'_1 \sin^2 \theta \cos 2\phi \quad (3.45)$$

pri čemu pretpostavljamo da spinovi rotiraju u x, z ravnini (vidi sliku 3.7) što je ostvareno za energiju definiranu odnosim konstanti $K_1, K'_1 < 0$ i $K'_1 < K_1$ (vidi sliku 3.6). U malim poljima minimum energije je u okolini lake osi pa možemo aproksimirati $\theta \approx \pi/2, \phi = 0$. Sada možemo izračunati magnetski moment sile $\tau = -\partial\mathcal{F}/\partial\theta$ te uvrštavanjem $\theta = \pi/2$ dobivamo izraz za magnetski moment sile:

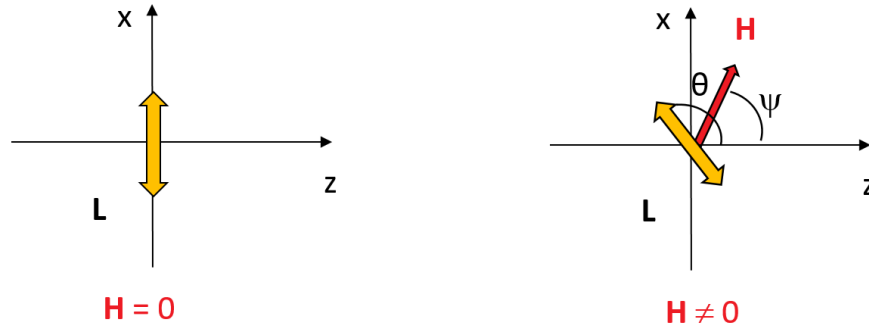
$$\tau = -\frac{1}{2}VH^2(\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}) \sin 2\psi. \quad (3.46)$$

Time smo dokazali da jednadžba (3.46) identična jednadžbi (3.38) što znači da u malim poljima odziv antiferomagneta identičan odzivu paramagneta to jest linearan je. U višim poljima dolazi do efekata reorijentacije zbog porasta iznosa Zeemanovog člana. Pogledajmo specijalni slučaj kada vanjsko polje narinemo u smjeru lake osi $\xi = 0, \psi = \pi/2$. Minimizacijom ukupne energije dobiju se dva rješenja od kojih je laka os minimum samo za polja manja od H_{SF} :

$$H_{SF} = \sqrt{\frac{2(K_1 - K'_1)}{\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}}} \quad (3.47)$$

Dok za H veći od H_{SF} novi minimum je u smjeru osi z dakle $\theta = 0$. Ova pojava se

⁵ $\vec{H} = (H \sin \psi, 0, H \cos \psi)$



Slika 3.7: Shematski prikaz rotacije spinske osi \vec{L} u konačnom magnetskom polju. x je smjer lake osi.

naziva *spin-flop* (vidi npr. referencu [1]).

Za općeniti smjer i iznos polja dolazi do reorijentacije spinskih osi tako da se minimizira ukupna energija. Da dobijemo magnetski moment sile prvo moramo simulirati eksperiment, a da bismo to učinili odrediti vrijednosti konstanti anizotropije koje daju eksperimentalno određenu vrijednost *spin-flop* polja, pri čemu koristimo tenzor susceptibilnosti koji je izmjeren u eksperimentu. Računamo ovisnost magnetizacije o polju koje je orijentirano u smjeru lake osi ($\psi = \pi/2$, $\xi = 0$), dok ne dobijemo vrijednost spin-flop polja od $H \approx 1.8\text{T}$ [5].

Kutne ovisnosti momenta sile simuliramo koristeći na taj način dobivene vrijednosti konstanti anizotropije. To radimo na način da ograničimo vanjsko polje na ravninu koja odgovara ravnini mjerenja. Nakon toga numerički minimiziramo energiju po varijablama θ i ϕ u svrhu nalaženja zarotiranog tenzora susceptibilnosti. Nadalje računamo magnetizaciju preko jednadžbe $\vec{M} = \hat{\chi}\vec{H}$. Jednom izračunatu magnetizaciju uvrštavamo u jednadžbu (3.29) čime dobivamo moment sile. Još preostaje da izračunamo komponentu momenta sile okomitu na tu ravninu. Taj postupak ponavljamo za svaku orijentaciju kristala u eksperimentu.

4 Eksperimentalna metoda

4.1 Mjerenje magnetskog momenta sile

Magnetski moment sile koji djeluje na materijal magnetizacije \vec{M} pod utjecajem polja \vec{H} iznosi:

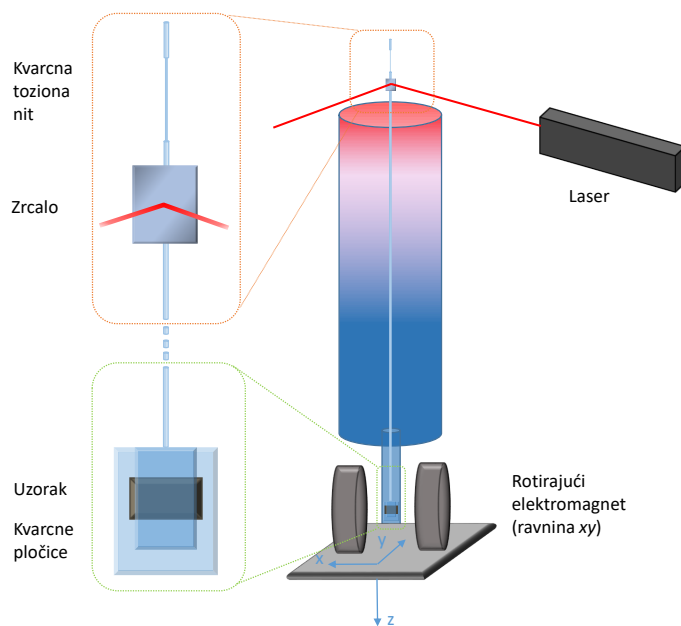
$$\vec{\tau} = V\vec{M} \times \vec{H} \quad (4.1)$$

gdje je $\vec{\tau}$ magnetski moment sile, a V volumen uzorka. Na jednadžbi (4.1) se zasniva eksperimentalna metoda mjerenja magnetskog momenta sile. Uzorak se objesi na nit. Nit ima poznatu torzionu konstantu D_t . Kad uzorak stavimo u magnetsko polje u njemu se inducira magnetizacija. Ako inducirana magnetizacija nije paralelna vanjskom polju na uzorak djeluje magnetski moment sile koji pokušava usmjeriti induciranu magnetizaciju u smjeru polja jer time smanjuje ukupnu energiju sustava. Uslijed djelovanja momenta sile dolazi do torzijske deformacije niti jer je ona na gornjoj strani učvršćena. Nit će se zarotirati za mali kut ϕ . Tu rotaciju onda vrlo lako možemo pretvoriti u magnetski moment sile pomoću jednadžbe:

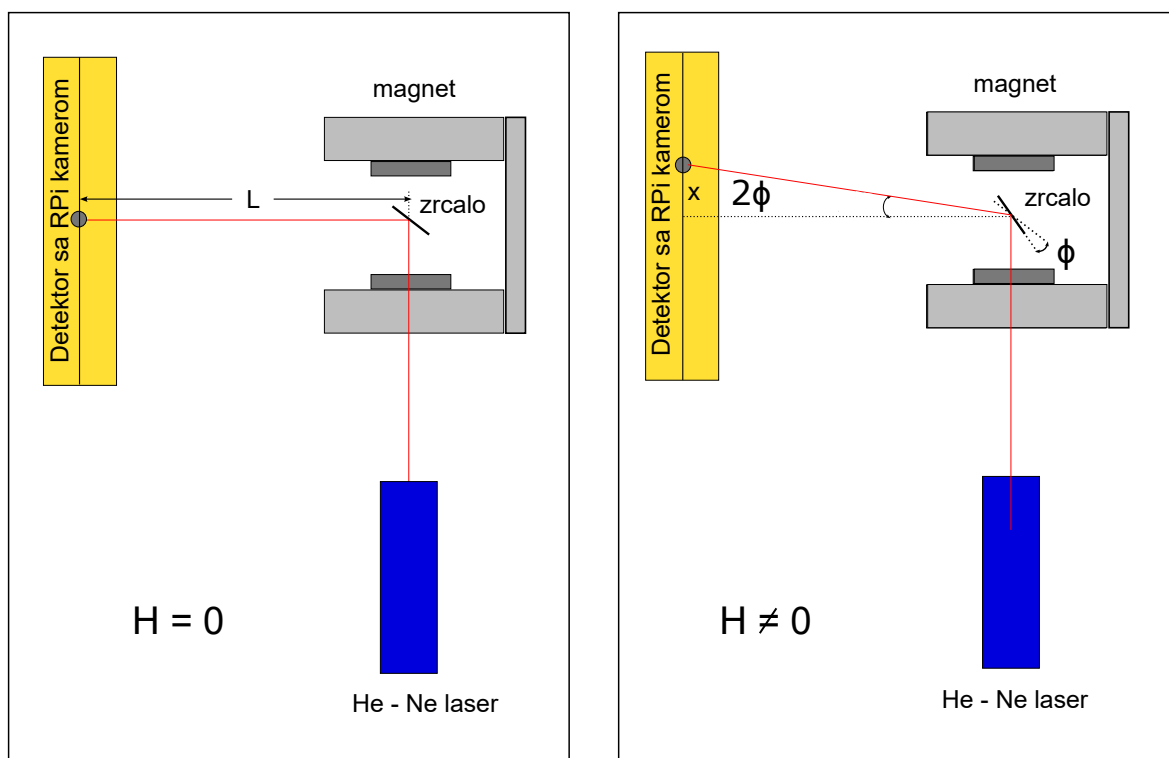
$$\tau = D_t\phi \quad (4.2)$$

i to je osnova za mjerenje magnetskog momenta sile. Valja napomenuti da se u eksperimentu (jednadžba (4.2)) mjeri samo jednu komponentu magnetskog momenta sile, onu na pravcu niti. U eksperimentu polje rotira u xy ravnini, a mjeri se komponenta momenta sile duž osi z . Maksimalni domet mjerenog momenta sile definiran je kutem ϕ i torzionom konstantom niti D_t .

Na slici 4.1 možemo vidjeti pojednostavljeni postav za mjerenje magnetskog momenta sile. Uzorak se nalazi između dvije kvarcne pločice. Na uzorak djelujemo magnetskim poljem koje rotira u ravnini xy . Pri vrhu niti nalazi se zrcalo koje reflektira lasersku zraku. Iznad zrcala je takozvani radni dio niti. Taj radni dio je jedini dio niti koji se može torzijski naprezati dok je ostatak niti dovoljno čvrst da ne doživljava nikakvo torzijsko naprezanje. Ako na uzorak ne djeluje moment sile laserska zraka se odbija pod nekim kutem i dolazi do detektora. Detektor čini Raspberry Pi (RPi) kamera u kombinaciji s RPi 2 modulom. Kamera snima položaj laserskog spota, a softver napisan u programskom jeziku Python računa taj položaj s rezolucijom boljom od jednog piksela te taj rezultat vraća preko mrežnog kabela programu za kontrolu



Slika 4.1: Pojednostavljeni postav za mjerenje magnetskog momenta sile.



Slika 4.2: Promjena kuta na detektoru za konačni magnetski moment sile.

mjerenja napisanom u programskom jeziku VB.NET.

Nulti položaj je položaj spota kad nema magnetskog polja. U konačnom polju postoji konačni moment sile zbog kojeg će se zrcalo zaokrenuti za neki kut ϕ , što će

rezultirati u promjeni kuta na detektoru 2ϕ . Taj efekt se može vidjeti na slici 4.2 te ga se može objasniti tako da se kaže da je normala zrcala pomaknuta za kut ϕ što znači da je upadni kut povećan za ϕ , a time i izlazni, što za krajnji rezultat daje kut (relativno na nulu) na detektoru 2ϕ . Iznos tog kuta dobiva se preko jednadžbe:

$$\operatorname{tg}(2\phi) = x/L \quad (4.3)$$

gdje su x i L definirani kao na slici (4.2). U eksperimentu L je fiksiran i iznosi $L = 170$ cm. Maksimalni domet iznosi $x_{max} = (268/2)$ mm = 13.4 cm, što daje maksimalni kut otklona $\phi = 2.253$ deg. Konstanta niti korištena u eksperimentu iznosi $D_t = 95$ dyn cm, što daje maksimalni moment sile $\tau_{max} = 3.7364$ dyn cm. Maksimalni raspon spota od 268 mm odgovara 10000 detektorskih jedinica. Rezolucija eksperimenta je stoga 10^{-3} dyn cm.

4.2 Eksperimentalni postav

Eksperimentalni postav za mjerenje magnetskog momenta sile u poljima $H \leq 5$ T u širokom rasponu temperatura (2K-300K) čine dva kriostata. Jedan kriostat služi za hlađenje supravodljivog magneta na 4.2 K a drugi kriostat za temperaturnu kontrolu uzorka.

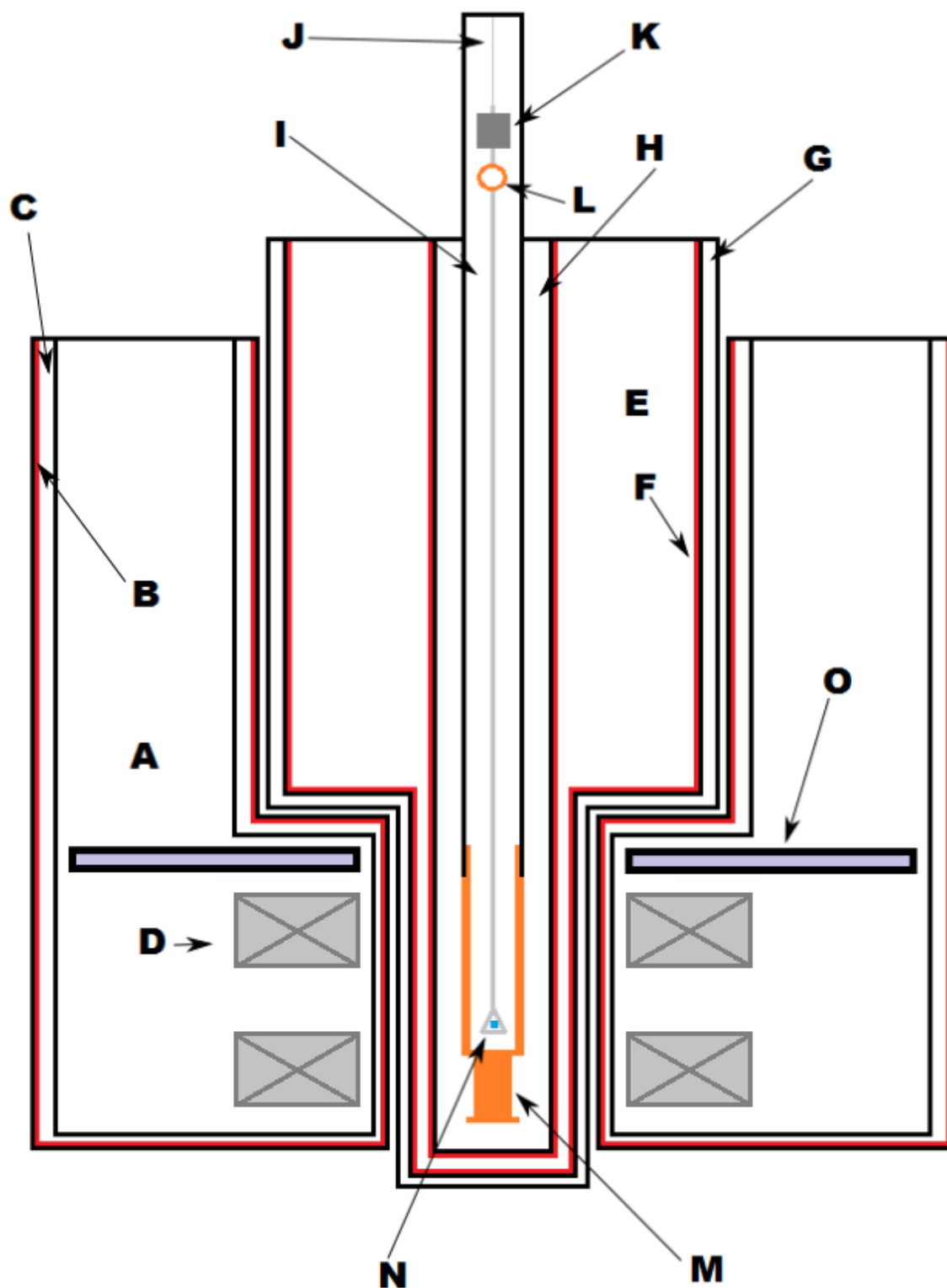
Prvi kriostat ima procjep u svome centru koji je na sobnoj temeperaturi i u koji je umetnut drugi kriostat (slika 4.3). Kriostat s procjepom sadrži u sebi supravodljivi magnet u takozvanoj "split-coil" konfiguraciji koji daje horizontalno magnetsko polje. Procjep u kojem se nalazi drugi kriostat prolazi kroz procjep među zavojnicama. Materijal od kojeg su izrađene zavojnice je legura NbTi. Cijeli kriostat se nalazi na postolju s kugličnim ležajevima od mesinga, a rotiramo ga manualno, to jest rukama, da bismo mogli mjeriti kutnu ovisnost. Zavojnica se nalazi u bakrenoj matrici koja služi za za hlađenje. Kritična temperatura supravodljivog prijelaza ($T_c \approx 9$ K [18]) NbTi žice ima za posljedicu da se za korištenje ovog magneta mora koristiti tekući helij čija temperatura je 4.2 K u kojem su uronjene cijele supravodljive zavojnice. Polje koje se može ostvariti pomoću ovog postava iznosi $H_{max} = 5$ T. Temperatura unutar kriostata u prostoru magneta mjeri se na dva mjesta otpornim RhFe termometrima. Jedan termometar se nalazi na dnu prostora helija i služi da bi se pri transferu helija

odredio trenutak početka ukapljivanja helija u kriostatu. Drugi se nalazi na lambda ploči (*lambda plate*) i služi za mjerenje temperature prilikom pumpanja para tekućeg helija, ali i za određivanje nivoa tekućeg dušika prilikom prethlađivanja kriostata.

Prostor tekućeg helija od okoline je termički izoliran vakumskim prostorom sa superizolacijom. Vakuumski prostor je potrebno redovito ispumpavati jer plinoviti helij difundira u njega kad je sustav pri sobnoj temperaturi. U našem laboratoriju za potrebe pumpanja vakumskog prostora kriostata s magnetom koristimo pumpni sustav Edwards koji se sastoji od rotacione RV5 i difuzione pumpe M 63/150. Tlak s kojim smo zadovoljni iznosi $\approx 10^{-5}$ mbar na pumpi. Helij se također treba zaštititi od radijacije, a na ovom sistemu je to ostvareno preko više prije spomenute slojne superizolacije.

Nakon vakuumiranja vakuumskih prostora, oba kriostata je potrebno prethladiti tekućim dušikom, u protivnom će biti potrebne neprihvatljivo velike količine tekućeg helija za rad magnetu. Obično se tekući dušik ostavlja preko noći u oba kriostata. Zatim se ostaci tekućeg N_2 izbacuju i ispumpavaju preostale pare N_2 te se u kriostat ulijeva tekući helij. U prostor s helijem stane otprilike 40 litara tekućeg helija. Tada se iznad magnetu nalazi 10 l tekućeg helija. Tijekom eksperimenta helij isprava u za to predviđenu povratnu liniju, što znači da je vrlo vrijedna informacija koliko ga još ima budući da magnet mora biti uronjen u tekući helij dok kroz njega teče struja. Tu informaciju dobivamo preko detektora nivoa helija, koji je zapravo samo otporna žica koja postaje supravodljiva na \approx temperaturi tekućeg helija. Njen otpor se mjeri i šalje uređaju Cryogenic DLG 200, koji direktno pokazuje nivo helija u mm. DLG 200 ima analogni izlaz koji daje napon proporcionalan nivou helija koji detektor nivoa helija očitava. Taj napon se mjeri preko Arduino čipa s kojim komunicira glavni program za mjerenje.

Na vanjskom promjeru kriostata se nalazi goniometar koji nam služi za mjerenje kuta magnetskog polja. Goniometar radi na principu promjenjivog otpornika: mijenjanjem kuta mijenja se duljina žice na kojoj mjerimo napon, a time i otpor. Kroz žicu puštamo struju pomoću strujnog izvora Keithley 220 iznosa 40 mA. Napon na žici mjerimo nanovoltmetrom Keithley 2182A što nam onda daje otpor, a time i kut magnetskog polja. Goniometar se kalibrira pomoću uzorka β -TeVO₄, koji ima jednu magnetsku (kristalnu) os *b* koja se može montirati tako da bude paralelna s pločicom, čime se može odrediti orijentacija pločice u odnosu na magnetsko polje, a time i go-

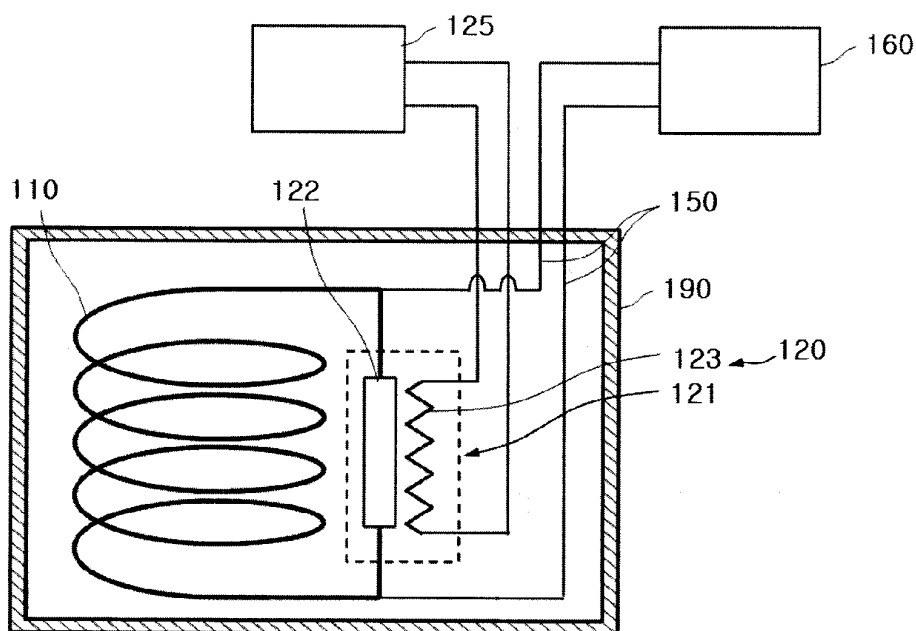


Slika 4.3: Shematski prikaz eksperimentalnog postava. A- Prostor helija kriostata sa supravodljivim magnetom, B- Superizolacija, C- Vakumski Prostor, D- Supravodljiva zavojnica, E- Prostor helija kriostata s uzorkom, F- Superizolacija, G- Vakumski prostor, H- Prostor između helija i prostora uzorka (*exchange space*), I- Prostor uzorka, J- Radni dio niti, K- Zrcalo, L- Bakrena zavojnica, M- Bakreni kalorimetar, N- Uzorak između kvarcnih pločica i O- lambda ploča (λ plate).

niometra. Kut pri kojem je polje okomito na pločicu iznosi 122 deg.

Strujni krug supravodljive zavojnice može se vidjeti na slici 4.4. Strujni izvor Cryogenic PS120C-H kontrolira struju koja ide kroz magnet. Maksimalna struja koju daje taj izvor iznosi 120 A. Važan dio supravodljivog postava je također grijač koji prebacuje supravodljivi magnet između 2 režima rada. Supravodljivi strujni krug s grijačem je prikazan na slici 4.4. Grijač (123 na slici 4.4) zagrijava komad supravodljive žice(122) (engl. *persistant switch*) dok ona ne prestane biti supravodljiva. Kada smo namjestili struju kroz magnet na željeni iznos, a time i polje, isključujemo grijač. Isključivanjem grijača, žica se vraća u supravodljivo stanje čime zatvara strujni krug supravodljivih zavojnica. Detaljni opis korištenja supravodljivog magneta se nalazi u referenci [19].

Drugi kriostat je kriostat koji služi za temperaturnu kontrolu uzorka i u labo-



Slika 4.4: Shematski strujni krug supravodljivog magneta. 110-Supravodljiva zavojnica 122-Supravodljiva žica 123- Grijač 121-Persistent switch 190-Kriostat 150-Žice koje dovodi struju od strujnog izvora do zavojnice 160-Strujni izvor supravodljive zavojnice 125-Kontroler grijača [19].

ratoriju se uvriježio naziv "mali" kriostat. Taj kriostat je umetnut u rupu kriostata s magnetom i učvršćen je na aluminijski nosač kojeg nose betonski stupovi. Dijelovi kriostata prikazani su na slici 4.3. Izolacija prostora s tekućim helijem je jednaka kao i u kriostatu s magnetom. Vakumski prostor kriostata ispumpava se turbomolekularnom pumpom Pfeifer vacuum Hi Cube 80 ECO. Tlak na obje pumpe mjeri Pfeifer

Vacuum *FullRange Gauge* senzorima koji su spojeni na Pfeifer Vacuum *DualGauge* mjernu jedinicu koja prikazuje tlak u mbar.

Temperaturna kontrola uzorka vrši se kroz međuprostor (*exchange space*) kojemu se može po potrebi pumpati ili ubacivati plinoviti helij u svrhu kontroliranja izmjene topline. Za idealni prijenos topline pri temperaturi od 4.2 K potreban je tlak od $\approx 8 \cdot 10^{-2}$ mbar.

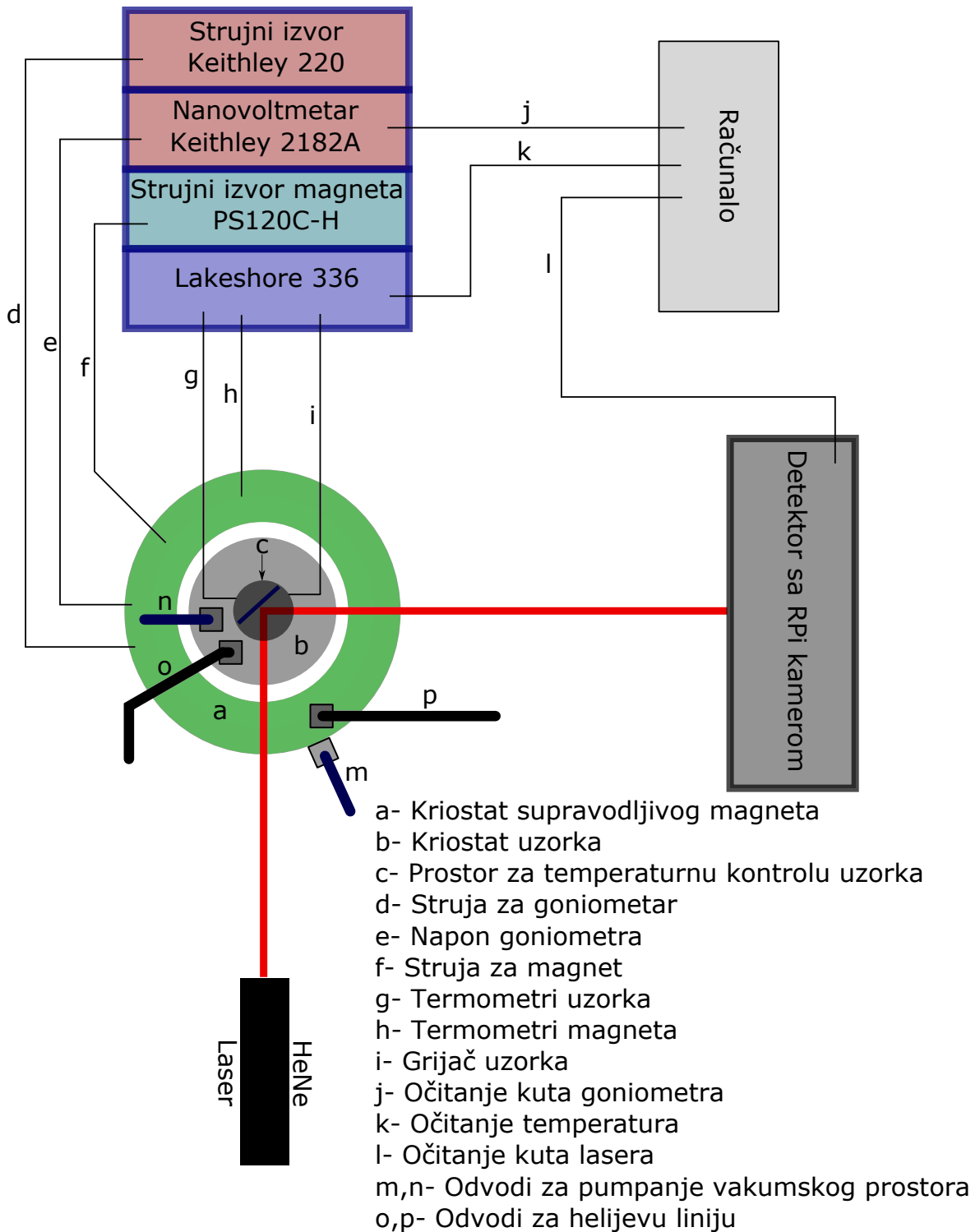
Nit s uzorkom nalazi se u prostoru uzorka u koji se stavlja plin helija pod tlakom $\approx 10^{-1}$ mbar (pri 4.2 K). Dno cijevi koja čini prostor uzorka načinjeno je od bakra, iz razloga što je bakar dobar vodič topline, te taj dio nazivamo bakreni kalorimetar. Sve ostale cijevi su napravljene od inoksa koji ima jako malu toplinsku vodljivost. Kao što može vidjeti na slici 4.3 dno kalorimetra nije šuplje. Na vanjskoj površini punog dijela nalazi se namotana žica grijača, sačinjena od legure fosfor bronce, koja služi za zagrijavanje uzorka, ukoliko se želi mjeriti temperaturna ovisnost. U bakrenom kalorimetru izbušene su dvije rupe u koje su montirana dva termometra zalijepljena GE varnishem. Jedan je kapacitivni termometar koji radi na principu promjene kapaciteta s temperaturom te služi za stabilizaciju temperature. On ne može služiti određivanju temperature jer nema reproducibilnu krivulju $C(T)$. Drugi termometar je klase ugljenih otpornih termometara takozvani *Carbon-Glass*. On je često korišten⁶ kada se radi s magnetskim poljima jer ima jako mali magnetootpor. Sve termometre (od oba kriostata) kontrolira Lakeshore 336 Temperature controller koji je pomoću GPIB kartice spojen na računalo. Lakeshore 336 također pušta struju kroz grijač te tako vrši temperaturnu kontrolu uz pomoć PID algoritma.

Pri vrhu kriostata se još nalazi radni dio niti torziona konstante $D_t = 95$ dyn cm i zrcalo. Ispod zrcala, pričvršćena na nit, nalazi se mala bakrena zavojnica za gušenje. Izvan kriostata na istoj visini kao i zavojnica, nalazi se neodimijski magnet. Magnet i zavojnica zajedno služe za gušenje šuma, jer svaka brza promjena će u zavojnici inducirati struju čije će magnetsko polje usporiti promjenu.

Lasersku svjetlost proizvodi HeNe laser, čija se zraka reflektira na zrcalu i završava na zastoru detektora. Detektor položaja laserskog spota izveden je preko RPi kamere i modula. Laserska svjetlost pada na zastor na kojem RPi kamera snima položaj koji se onda preko Raspberry Pi modula šalje računalo. Pošto laserska svjetlost ima neku širinu, Raspberry Pi računa položaj točke koristeći napredni algoritam za račun

⁶Sada već zastarjela tehnologija, zamijenjena sa *Cernox* termometrima, ali ne još kod nas [20, 21].

položaja spota čija rezolucija je bolja od jednog pixela. Shematski prikaz eksperimentalnog postava prikazan je na slici 4.5.



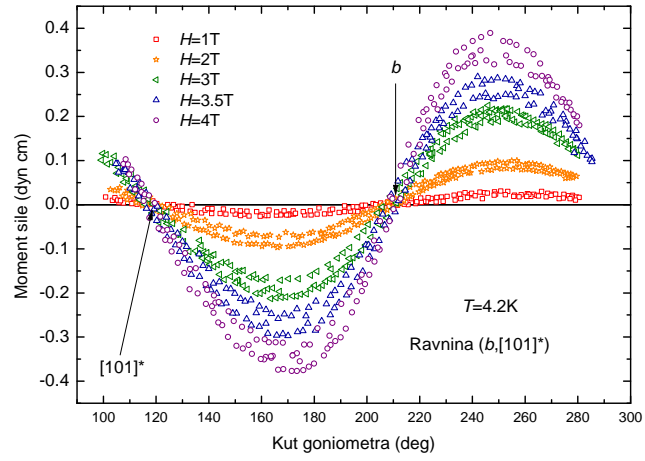
Slika 4.5: Shematski prikaz eksperimentalnog postava za mjerenje magnetskog momenta sile u supravodljivom magnetu.

5 Rezultati

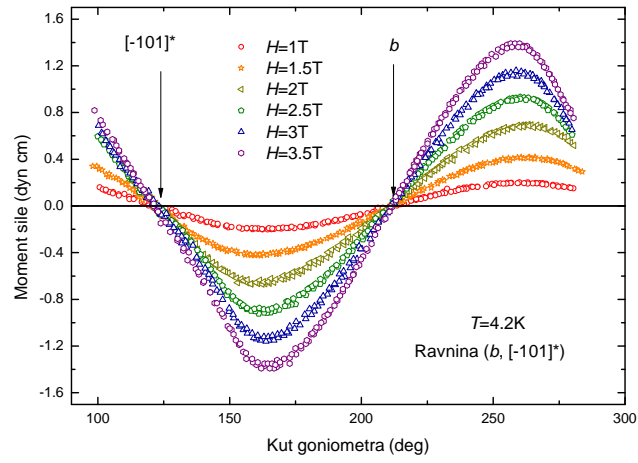
5.1 Rezultati mjerenja

Antiferomagnetski uređeno stanje monoklinskog kristala SeCuO_3 proučavali smo mjerenjem kutne ovisnosti magnetskog momenta sile pri temperaturi 4.2 K u poljima do 4.5 T. Kutna ovisnost mjerena je u tri kristalne ravnine: ravnina ac , ravnina razpametima osima b i $[\bar{1}01]^*$ te osima b i $[101]^*$. Uočimo da zadnja ravnina nije okomita na druge dvije koje su međusobno okomite. Odabir mjernih ravnina definiran je rastom kristala. Kutne ovisnosti u sve tri ravnine izmjerene u različitim magnetskim poljima $H \geq 1$ T prikazane se na slici 5.1. Kutne ovisnosti generalno ne poštuju izraz (3.46) koji smo dobili za linearni odziv i koji je vrijedio za SeCuO_3 u niskim poljima [5, 9]. Jedino u ravnini $(b, [101]^*)$ kutna ovisnost se može opisati tim izrazom, no u toj ravnini signal je jako mali iz razloga što je ta ravnina skoro okomita na laku os te je stoga iznos anizotropije mali. Laka os je $[\bar{1}01]^*$ [9] i nalazi se u ravnini ac . U višim poljima dolazi do značajnih deformacija kutnih ovisnosti.

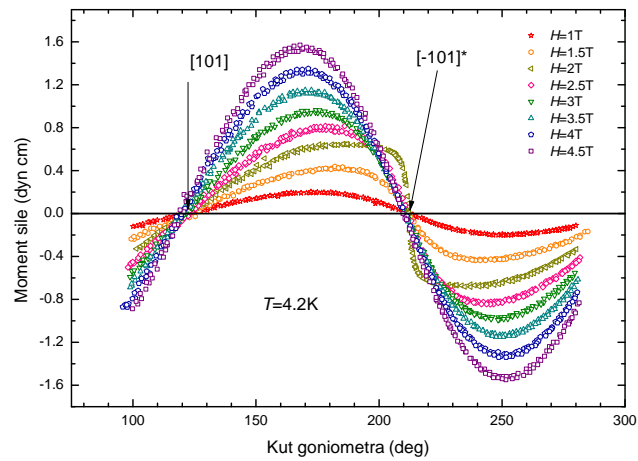
Da bismo dodatno vidjeli odstupanje od jednadžbe (3.46) možemo reskalirati moment sile faktorom $mH^2/2M_{mol}$. Na slici 5.2 se mogu vidjeti kutne ovisnosti reskaliranog momenta sile. Kao i očekivano mjerenja u ravnini $(b, [101]^*)$ imaju jednaku reskaliranu amplitudu, što znači da kada polje rotiramo u toj ravnini ne nastaju mjerljivi reorijentacijski efekti. Mjerenja u drugim ravninama pokazuju drugačije ponašanje. Zajednička karakteristika obje ravnine je da je amplituda reskaliranih krivulja manja što je polje veće. Druga karakteristika obje ravnine je da su obje krivulje deformirane u blizini osi $[\bar{1}01]^*$, iz čega se može zaključiti da je to laka os, što je u skladu s prijašnjim mjerenjima na ovom sistemu [9]. Ono što se zapravo događa u tim ravninama je rotacija spinske osi u odnosu na laku os u konačnom magnetskom polju. U okolini kritične vrijednosti polja $H_{SF} \approx 1.8\text{T}$, koja je izmjerena u prvom članku na ovom sistemu [5] krivulje su najviše deformirane, što je potvrda da se događa fazni prijelaz *spin-flop*.



(a)

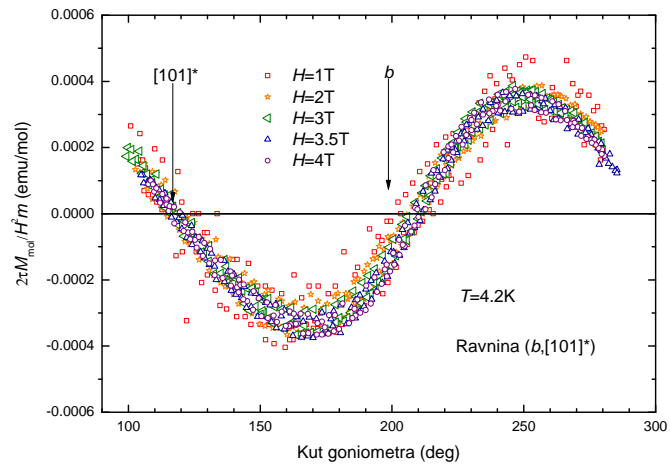


(b)

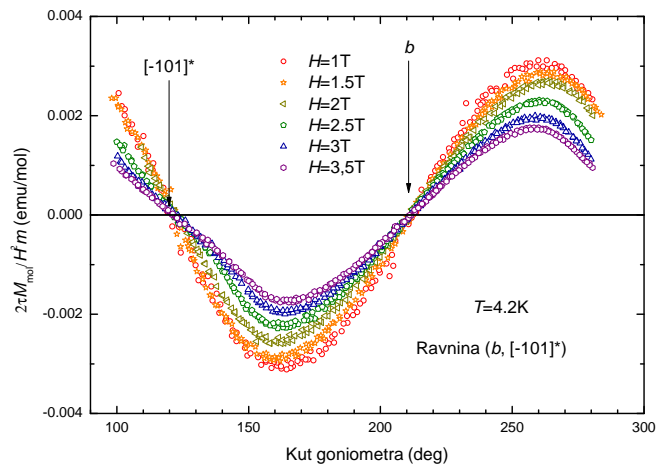


(c)

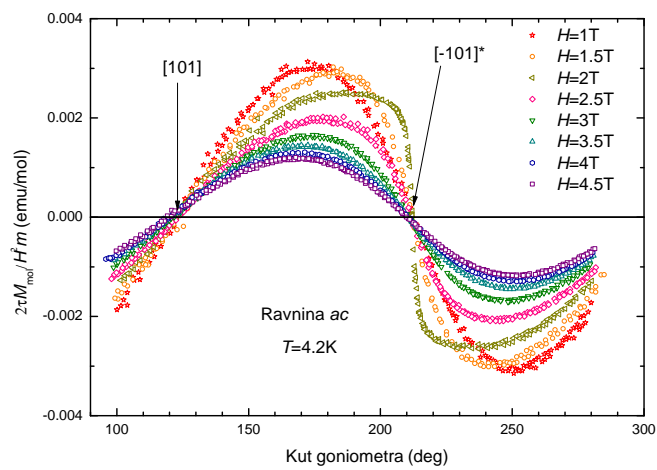
Slika 5.1: Kutna ovisnost magnetskog momenta sile. (a) Ravnina $(b, [101]^*)$, (b) Ravnina $(b, [\bar{1}01]^*)$ (c) Ravnina (a, c) .



(a)



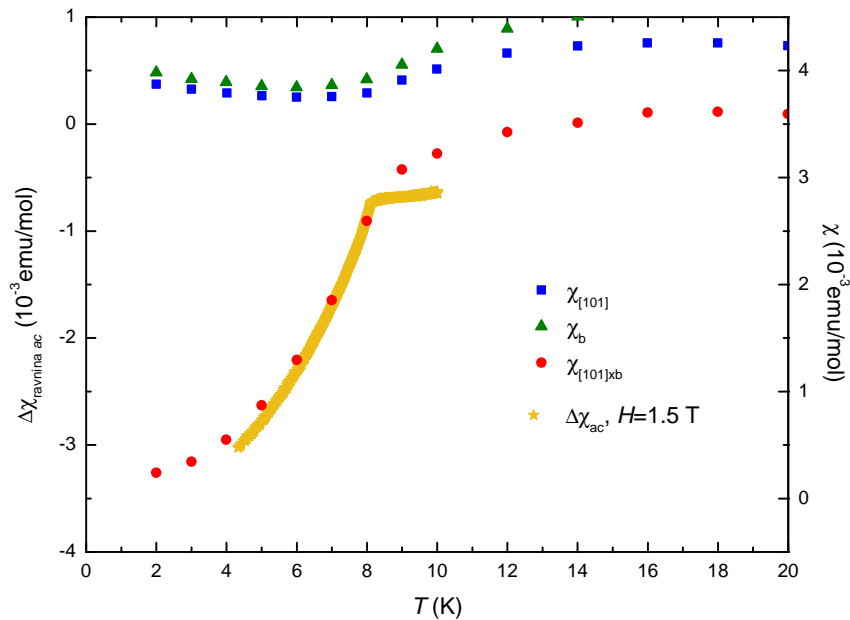
(b)



(c)

Slika 5.2: Ovisnost reskaliranog momenta sile o kutu. (a) Ravnina $(b, [101]^*)$, (b) Ravnina $(b, [\bar{1}01]^*)$ (c) Ravnina (a, c) .

Konačno, izmjerili smo temperaturnu ovisnost anizotropije susceptibilnosti u $H = 1.5 \text{ T}$ u ravnini ac . Temperaturna ovisnost se mjeri s poljem u smjeru maksimuma kutne ovisnosti odnosno sinusoide. Ovo mjerenje ima smisla samo za nedeformirane ili vrlo slabo deformirane sinusoide jer jedino tada je iznos amplitude momenta sile proporcionalan anizotropiji magnetske susceptibilnosti u čitavom temperaturnom području. Rezultat mjerenja temperaturne ovisnosti anizotropije susceptibilnosti je prikazan na slici 5.3. Apsolutna vrijednost anizotropije susceptibilnosti smanjuje se kako temperatura raste prema T_N . Fazni prijelaz pri $T_N = 8\text{K}$ jasno je vidljiv kao "kink" u temperaturnoj ovisnosti. Temperaturna ovisnost tipična je za jednoosne antiferomagnete, a apsolutna vrijednost anizotropije pri 4.2 K odgovara razlici $\chi_{\perp}(4.2 \text{ K}) - \chi_{\parallel}(4.2 \text{ K})$ što je potvrda da se radi o uniaksijalnom antiferomagnetu.



Slika 5.3: Ovisnost anizotropije susceptibilnosti o temperaturi dobivena u ovom radu (ravnina a,c) uspoređena sa susceptibilnosti izmjerenom duž pojedinih osi kristala iz rada [5].

5.2 Fenomenološki pristup

U literaturi [5, 9] pokazano je da osnovno stanje monoklinskog SeCuO_3 može dobro opisati kao jednoosni antiferomagnet, a i naši rezultati to sugeriraju (vidi sliku 5.3). Stoga smo odlučili iskoristiti fenomenološki energetske pristup opisan u poglavlju 3.4.

Tenzor susceptibilnost izražen u kristalnim osima (a^* , b , c) dan je izrazom [17]:

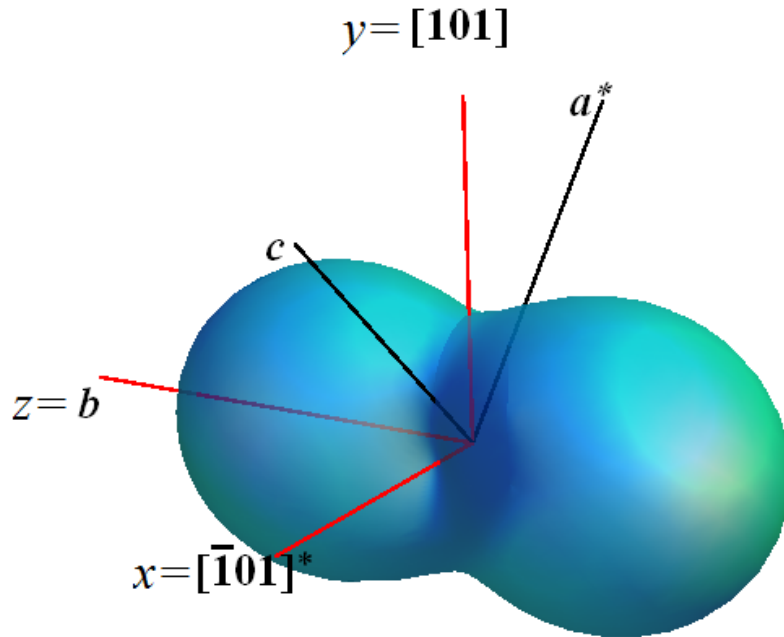
$$\hat{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{a^*a^*} & 0 & \chi_{a^*c} \\ 0 & \chi_{bb} & 0 \\ \chi_{a^*c} & 0 & \chi_{cc} \end{bmatrix}. \quad (5.1)$$

Tenzor je određen elementima simetrije točkaste grupe monoklinskog kristalnog sustava SeCuO_3 [17]. Iz oblika tenzora vidi se da je os b jedna od vlastitih osi dok se druge dvije osi nalaze u ravnini (a , c), ali ne nužno duž kristalnih osi. U literaturi je pokazano mjerenjima magnetskog momenta sile da pri 4.2 K tenzor susceptibilnosti ima oblik [9]:

$$\hat{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{[\bar{1}01]^*} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{[101]} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_b \end{bmatrix}. \quad (5.2)$$

što znači da su vlastite odnosno magnetske osi u antiferomagnetskom stanju pri 4.2 K $[\bar{1}01]^*$, $[101]$ i b . Kombinacijom mjerenja susceptibilnosti i anizotropije [5, 9] određene su iznosi komponenti tenzora $\chi_{[\bar{1}01]^*} = 4 \cdot 10^{-4}$ emu/mol, $\chi_{[101]} = 3.5 \cdot 10^{-3}$ emu/mol i $\chi_b = 3.8 \cdot 10^{-3}$ emu/mol. Simulacijom ovisnosti magnetizacije o magnetskom polju za magnetsko polje duž lake osi određena je vrijednost razlike konstanti anizotropije $K_2 - K_1 = -5.2 \cdot 10^5$ erg/mol koja daje eksperimentalno opaženu vrijednost *spin-flop* polja $H_{SF} = 1.8$ T [5]. Naši rezultati daju oblik energije anizotropije prikazan na slici 5.4.

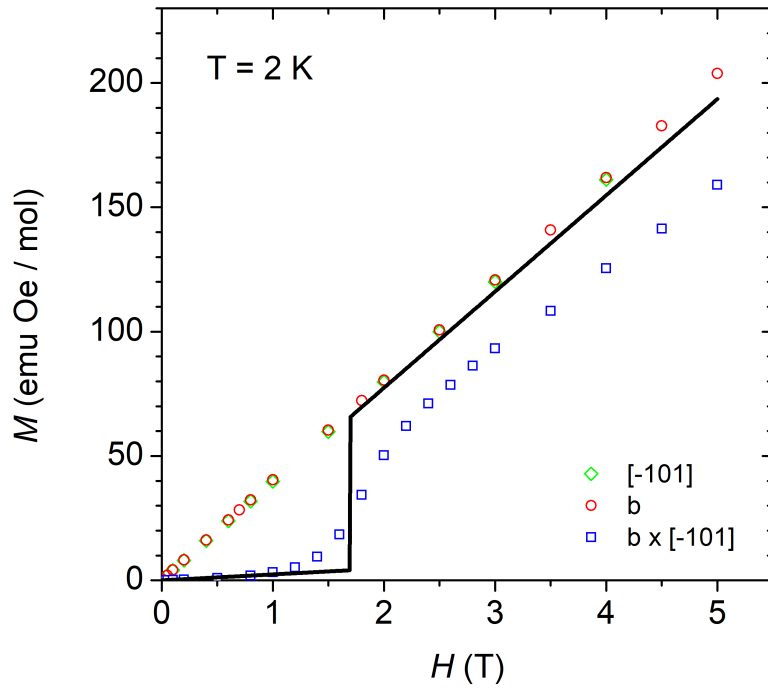
Na slici 5.5 rezultat simulacije uspoređen je s eksperimentom. Uočavamo dosta dobro slaganje iako simulacija iznad *spin-flop* polja daje vrijednosti magnetizacije idenične onima mjerenim okomito na laku os, dok eksperiment pokazuje manje vrijednosti. Moguće objašnjenje ove razlike je loša orijentacija uzorka u eksperimentu zbog kojeg polje nije bilo strogo paralelno lakoj osi. Oznake osi na slici 5.5 koje su dane u članku [5] su netočne [9]. Reorijentacija spinskih osi dobivena ovom simulacijom prikazana je na slici 5.6. Ispod H_{SF} spinska os je u smjeru lake osi $[\bar{1}01]^*$, dok



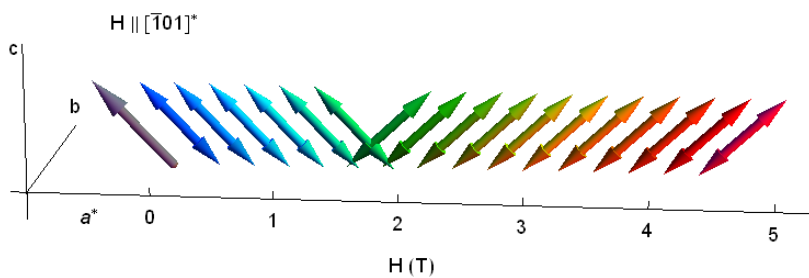
Slika 5.4: Magnetokristalna energija anizotropije u SeCuO_3 . (x, y, z) predstavlja odabrani koordinatni sustav korišten u simulacijama.

je iznad tog polja okomita na tu os, i to u smjeru osi $[101]$.

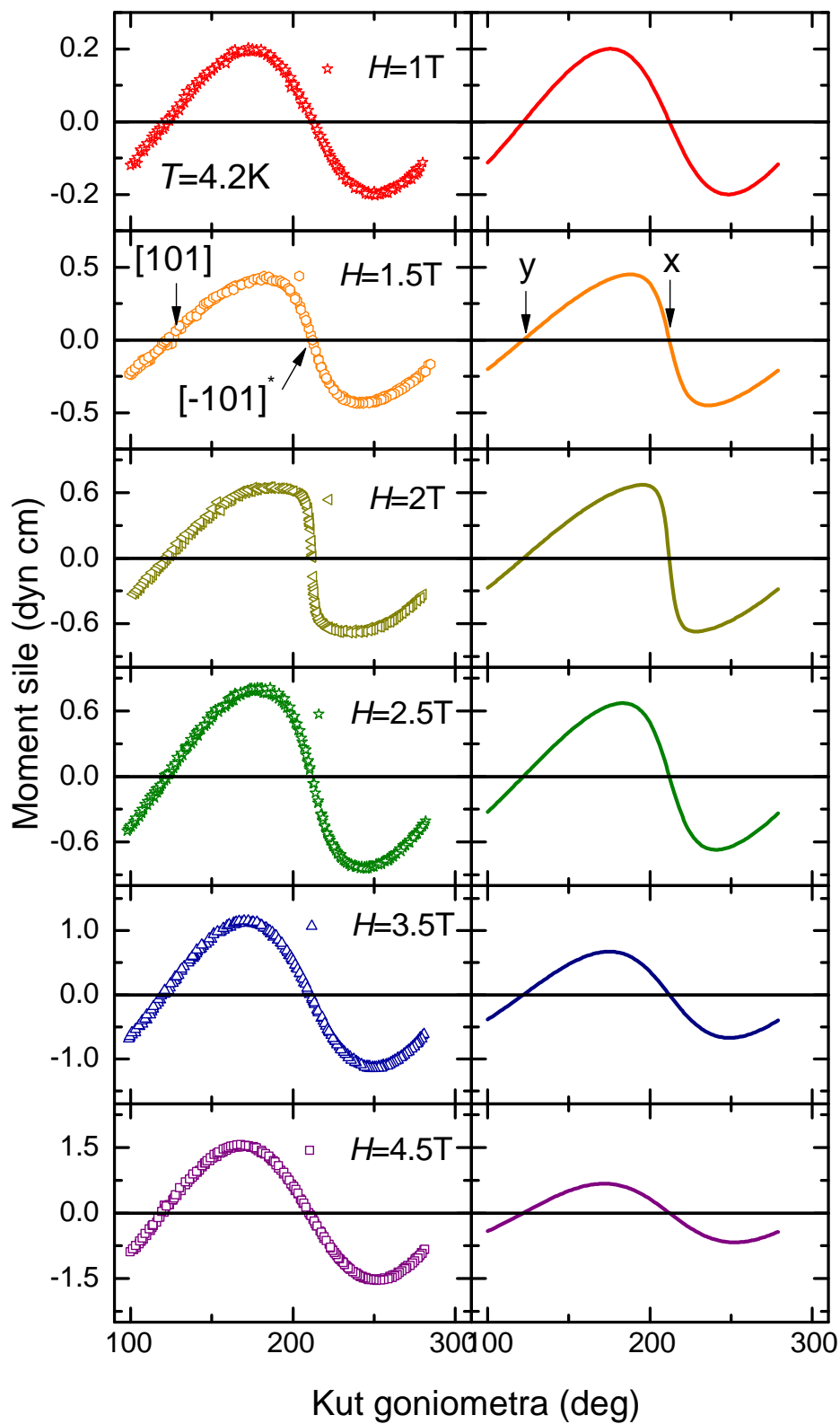
Koristeći na ovaj način dobivene vrijednosti konstanti anizotropije možemo simulirati ostale eksperimente. Na slici 5.7 uspoređeni su rezultati kutne ovisnosti magnetskog momenta sile eksperimenta i simulacije u ravnini (a, c) . U poljima $\lesssim 2.5$ T simulacija dobro opisuje mjerenja čak i kvantitativno. Deformacija kutne ovisnosti kao i amplituda momenta sile, dobivena simulacijom slaže se s eksperimentalnom vrijednosti. U poljima većim od 2.5 T postoji nedosljednost u amplitudi eksperimentalne i simulirane krivulje. Amplituda eksperimentalne krivulje nastavlja rasti dok simulirana krivulja ima konstantu amplitudu pri većim poljima. U ovoj ravnini smo također simulirali rotaciju spinskih osi. To se radi na način da se vizualno prikaže orijentacija spinskih osi definirana kutevima (θ_0, ϕ_0) dobivenim minimizacijom ukupne energije. Na slici 5.8 su prikazani rezultati u ravnini a, c . Na toj slici se može primjetiti da spinska os ima preferirani smjer u smjeru osi y (što je zapravo kristalna os $[101]$), kada je polje ≥ 1.8 T i kada je magnetsko polje u blizini lake osi. Ono što se također može primjetiti je da spinska os povećanjem polja sve više okomitija na smjer magnetskog polja, i da ostaje u ravnini mjerenja.



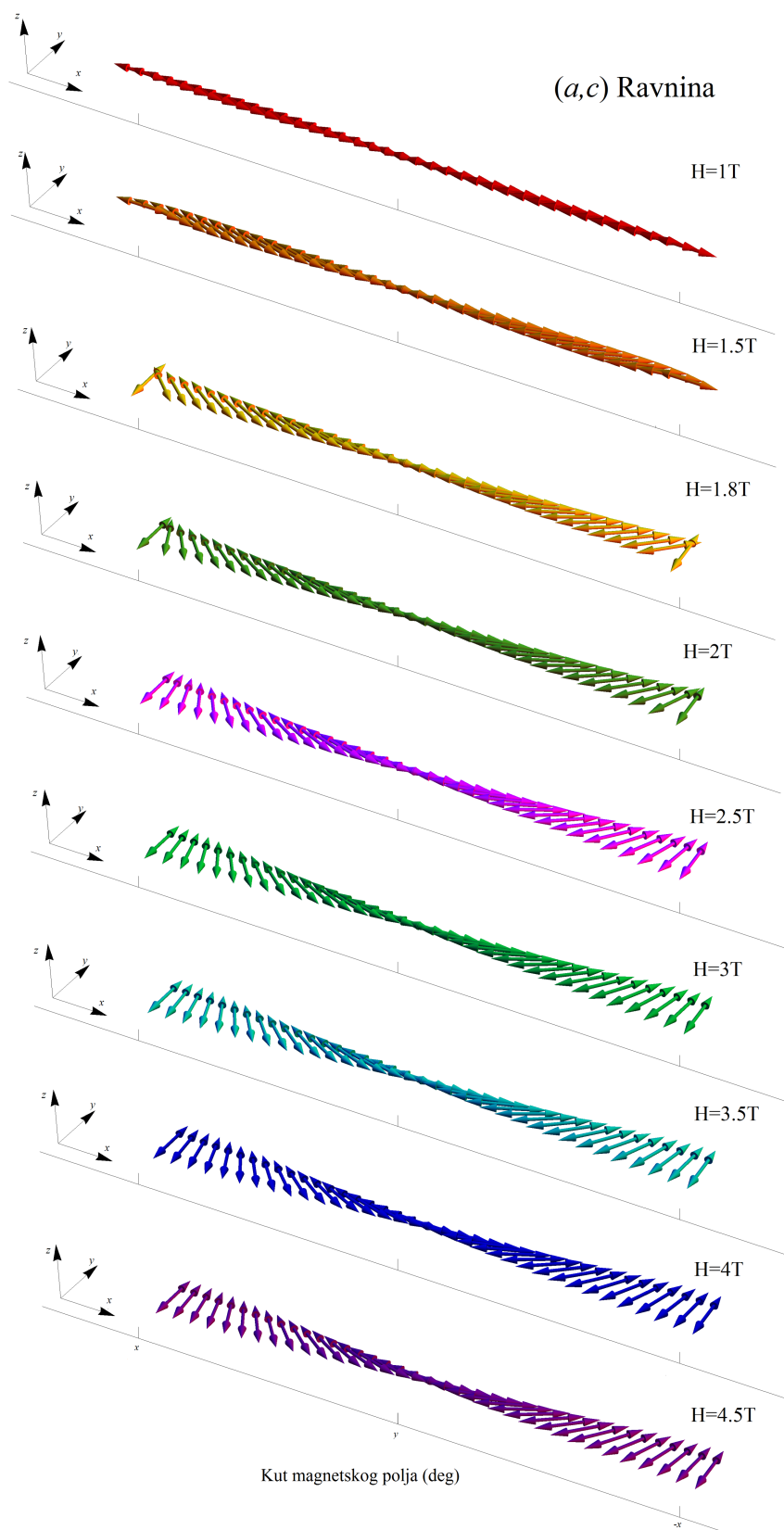
Slika 5.5: Ovisnost magnetizacije i smjera spinskih osi o primjenjenom polju. Linija predstavlja rezultat simulacije, a točke su rezultati mjerenja preuzeti iz reference [5].



Slika 5.6: Reorijentacija spinskih osi za magnetsko polje u smjeru lake osi dobivena istom simulacijom kao i ovisnost magnetizacije o polju na slici 5.4.



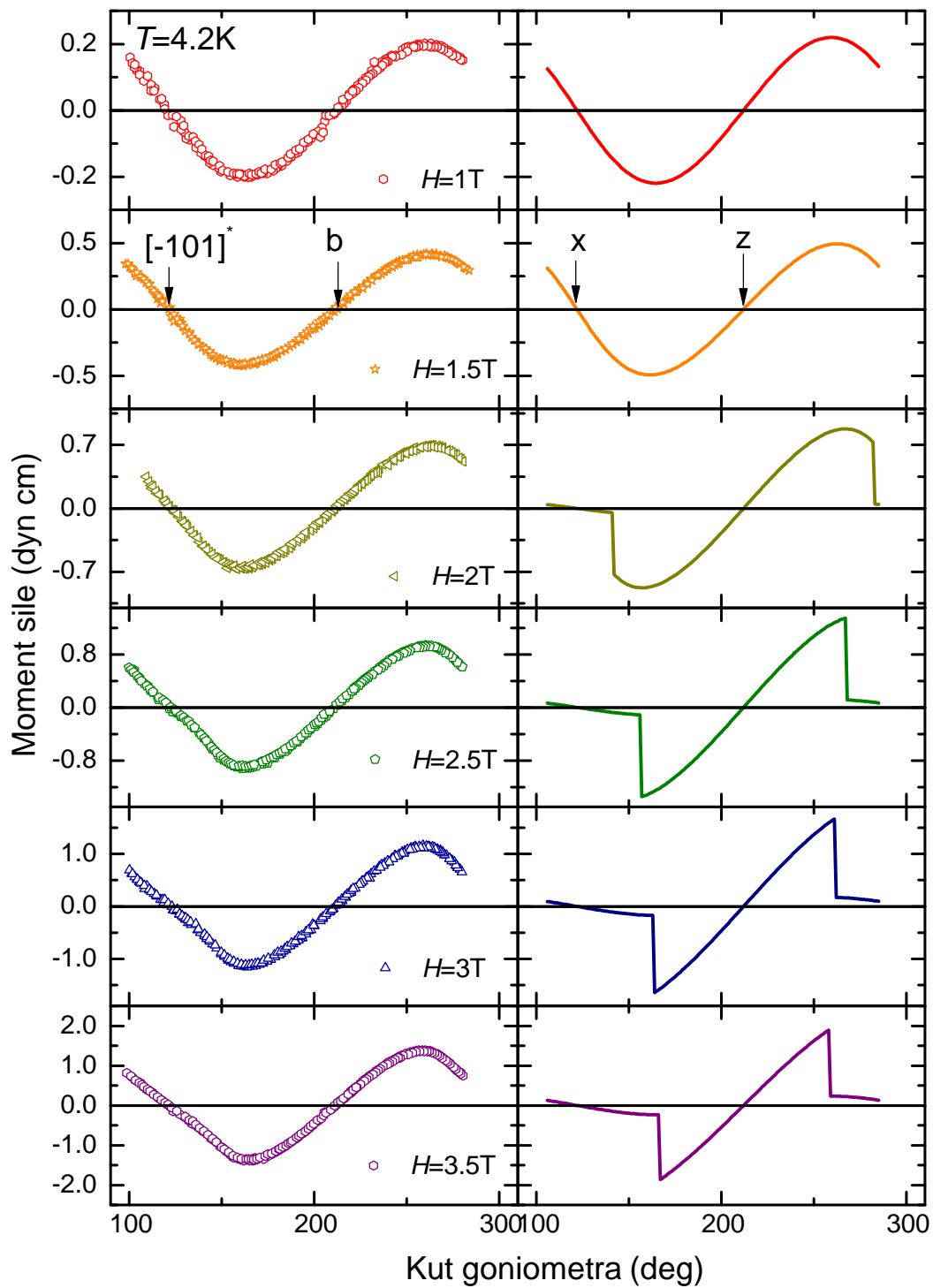
Slika 5.7: Stupac lijevo: Eksperimentalni moment sile u ravnini (a,c) . Stupac desno: Simulirani moment sile u istoj ravnini. Osi x i y pripadaju koordinatnom sustavu danom na slici 5.4.



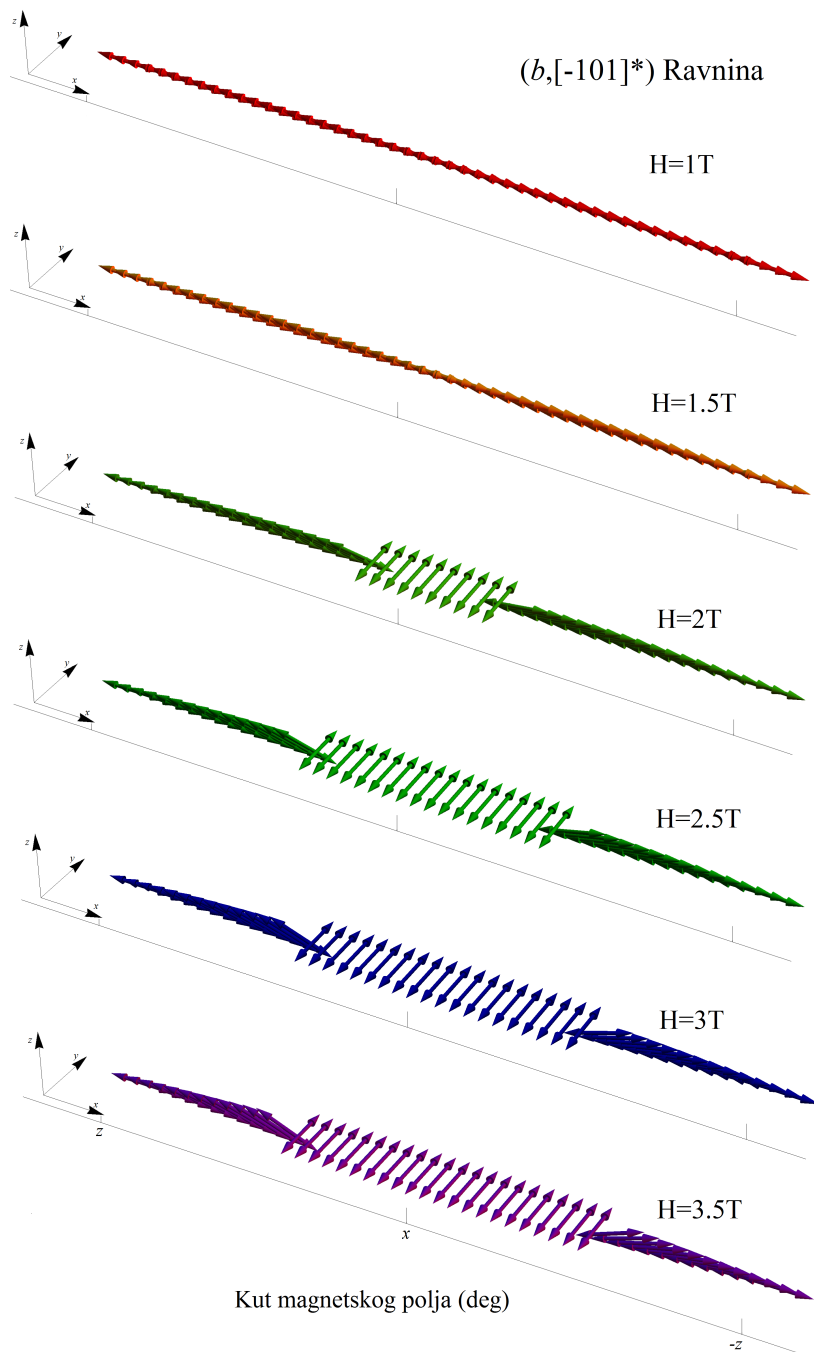
Slika 5.8: Simulacija reorijentacije spinskih osi u ravnini (a,c) . Magnetsko polje rotira u xy ravnini od x (što odgovara lakoj osi $[\bar{1}01]^*$) prema y (odgovara srednjoj osi $[101]$). Osi x , y i z pripadaju koordinatnom sustavu danom na slici 5.4.

Također smo simulirali eksperiment u ravnini sa lakom i tvrdom osi ($b, [\bar{1}01]^*$). Na slici 5.9 su prikazani rezultati simulacije i eksperimenta u toj ravnini. U ovoj ravnini amplitude momenta sile eksperimentalnih i simuliranih krivulja se poklapaju u svim poljima. No postoji veliko odstupanje u obliku krivulja. Simulirana krivulja ima strmi pad u poljima $\geq 2T$, koji nastaje iz razloga što se spinska os zarotira u smjeru izvan ravnine mjerenja čime smanjuje ukupnu anizotropiju u mjernoj ravnini. Taj efekt se može dobro vidjeti na slici 5.10 koja prikazuje simulaciju reorijentacije spinske osi u navedenoj ravnini. Navedeno odstupanje se u principu može pripisati pogrešci u orijentaciji prilikom montaže uzorka. Lošu orijentaciju smo također simulirali uzimajući za iznos realnog maksimalnog odstupanja ≈ 10 deg (od savršene orijentacije). Na slici 5.11 se mogu vidjeti rezultati nove simulacije. Krivulje se nakon ovakve simulacije puno bolje slažu, no još uvijek postoji odstupanje od oblika u blizini lake osi.

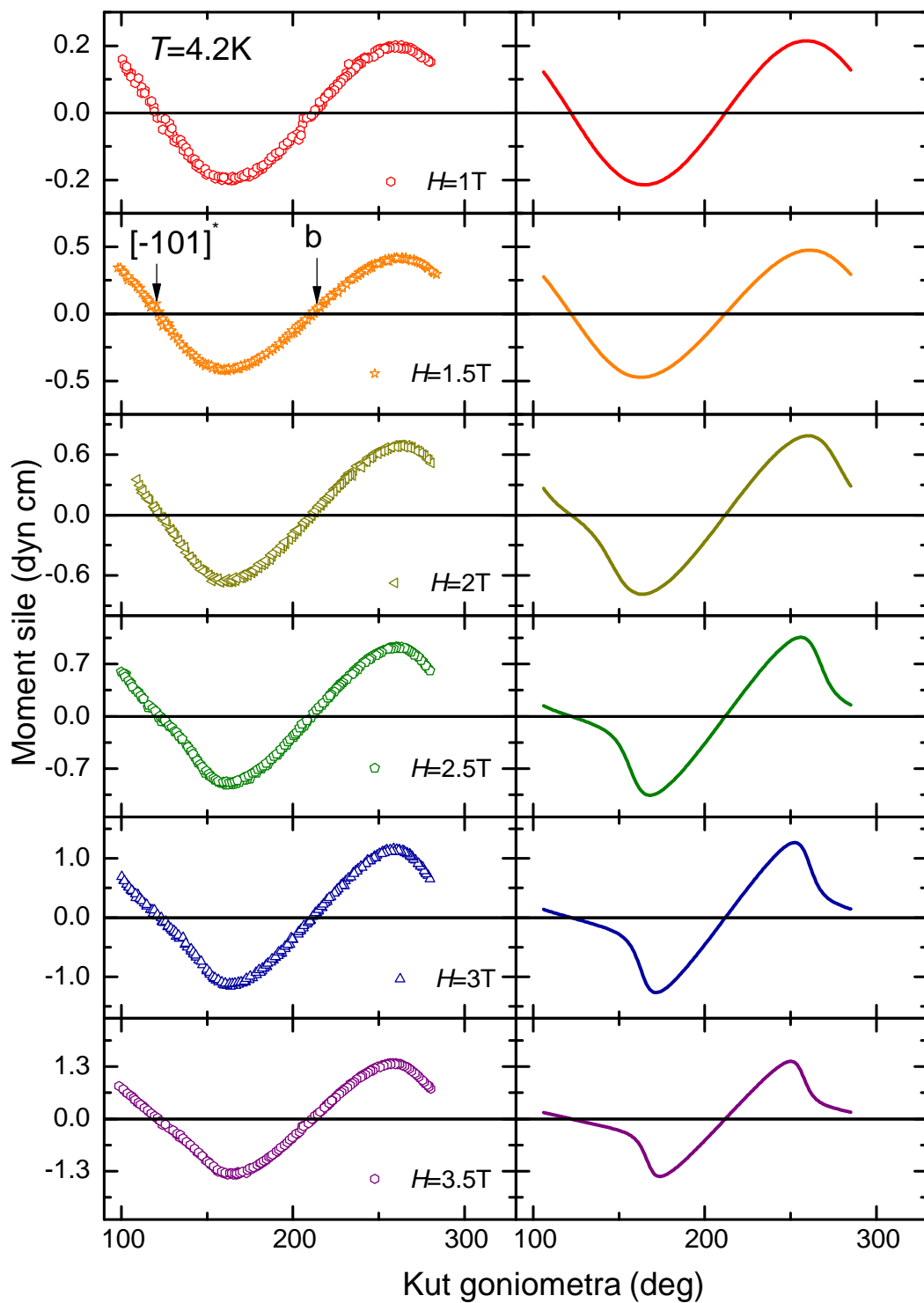
Za kraj smo još simularali eksperiment u ravnini koja ne sadrži laku os ($b, [101]^*$). Na slici 5.12 su prikazani rezultati eksperimentalnog i simuliranog momenta sile. Krivulje se slažu po obliku i amplitudi. To ponašanje je očekivano jer u toj ravnini ne nastaju mjerljivi reorijentacijski efekti iz razloga što je ta ravnina skoro okomita na laku os, pa primjenjeno polje $H_{max} = 4.5$ T nije dovoljno da bi induciralo rotaciju spinske osi.



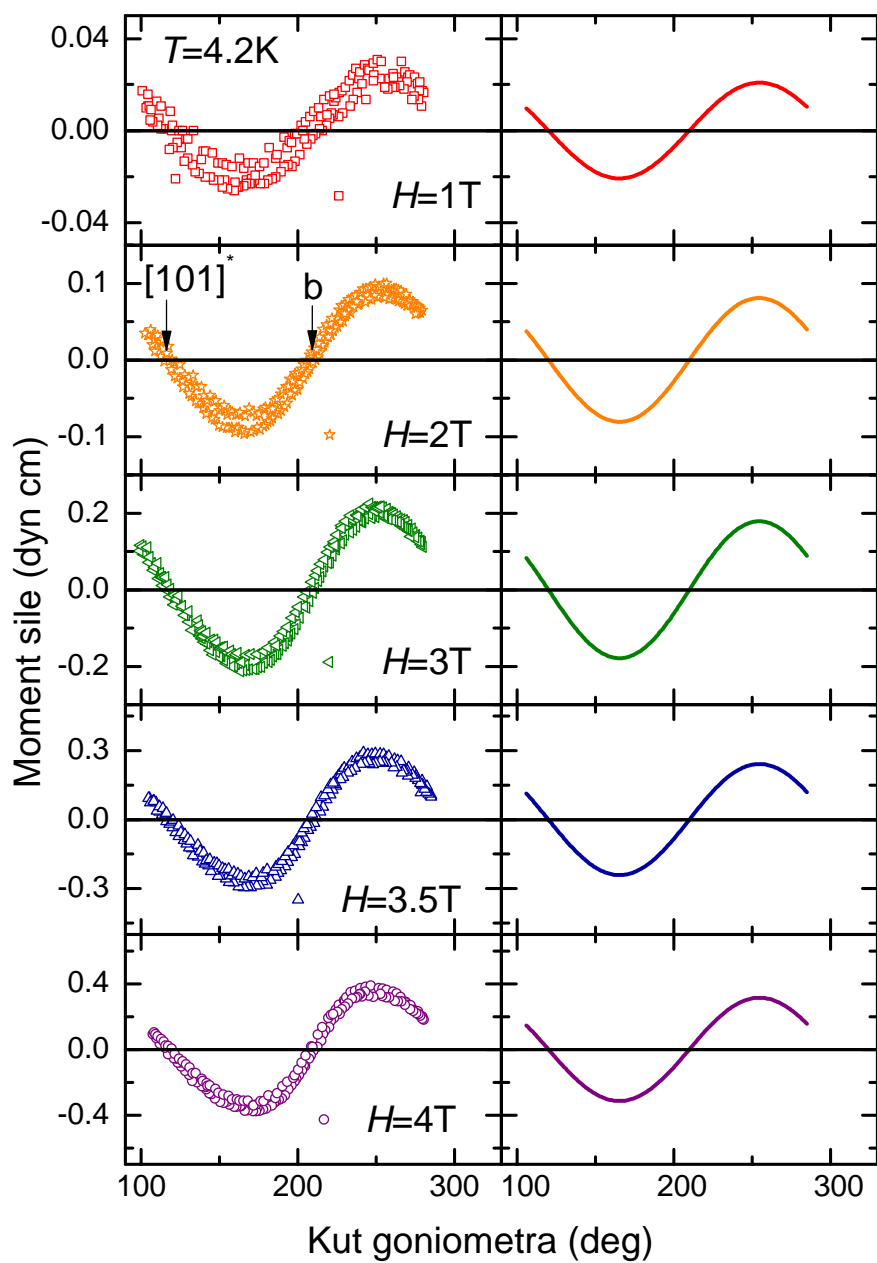
Slika 5.9: Stupac lijevo: Eksperimentalni moment sile u ravni $(b, [\bar{1}01]^*)$. Stupac desno: Simulirani moment sile u istoj ravni. Osi x i z pripadaju koordinatnom sustavu danom na slici 5.4.



Slika 5.10: Simulacija reorijentacije spinskih osi u ravnini $(b, [\bar{1}01]^*)$. Magnetsko polje rotira u (x, y) ravnini od z (odgovara tvrdoj osi b) prema x osi (što odgovara lakoj osi $[\bar{1}01]^*$). Osi x, y i z pripadaju koordinatnom sustavu danom na slici 5.4.



Slika 5.11: Stupac lijevo: Eksperimentalni moment sile u ravni $(b, [\bar{1}01]^*)$. Stupac desno: Simulirani moment sile s uračunatom pogreškom u orijentaciji.



Slika 5.12: Stupac lijevo: Eksperimentalni moment sile u ravnnini $(b,[101]^*)$. Stupac desno: Simulirani moment sile u istoj ravnnini.

6 Diskusija i zaključak

U ovom diplomskom radu proučavano je antiferomagnetski uređeno stanje u monoklinskom SeCuO_3 eksperimentalnom tehnikom mjerenja magnetskog momenta sile koja je osjetljiva na makroskopsku magnetsku anizotropiju proučavanog uzorka. Dobiveni rezultati analizirani su u okviru fenomenološkog pristupa magnetskoj anizotropiji.

Antiferomagnetski uređeno stanje u navedenim kristalima SeCuO_3 nastaje ispod temperature od $T_N = 8\text{K}$ [5,9,22]. U člancima koji su opisivali magnetizam ovog sustava zaključeno je da bi magnetska svojstva antiferomagnetski uređenog stanja mogla biti dobro opisana modelom jednoosnog antiferomagneta [5, 9]. U ovom radu smo to stanje proučavali metodom mjerenja magnetskog momenta sile u svrhu provjere tog modela. Magnetski moment sile osjetljiv je na globalnu magnetsku anizotropiju te u magnetski uređenim stanjima odražava simetriju magnetskog uređenja u nekim jednostavnijim slučajevima poput uniaksijalnog antiferomagneta. Mjerali smo kutne ovisnosti magnetskog momenta sile u tri kristalne ravnine i proučavali kako se mijenjaju te ovisnosti sa primjenjenim poljem. Kutne ovisnosti smo simulirali korištenjem fenomenološkog opisa antiferomagnetski uređenog stanja danog u potpoglavlju 3.4. Usporedbom eksperimentalnih i simuliranih krivulja može se doći do više zaključaka. Eksperimentalne i simulirane krivulje se jako dobro slažu u poljima $H \leq 1.5\text{ T}$ u svim ravninama mjerenja. U većim poljima dolazi do odstupanja. U ravnini (a,c) oblici krivulja se slažu u svim poljima no za $H > 2.5\text{ T}$ amplituda simuliranih krivulja ostaje konstantna dok mjerenih krivulja raste s primijenjenim poljem. U ravnini $(b, [\bar{1}01]^*)$ amplitude simulirane i eksperimentalne krivulje se dobro slažu no simulirane krivulje pokazuju oštar prijelaz na kutu na kojem je polje paralelno lakoj osi, dok se u eksperimentu vidi puno blaža deformacija. To smo pokušali popraviti uvodeći popravku simulacije koja u sebi sadrži pogrešku u orijentaciji uzorka prilikom montaže koju smo ograničili na 10 deg . Oblik novih krivulja je vrlo sličan eksperimentalnom, no deformacija je i dalje oštija nego u eksperimentu. Mjerenja u ravnini $(b, [101]^*)$ koja je skoro okomita na laku os, su u jako dobrom slaganju s modelom u svim poljima. Konačno mjerili smo temperaturnu ovisnost amplitudu magnetskog momenta sile u svrhu potvrde temperature uređenja i iznosa anizotropije. Dobiveni iznos anizotropije susceptibilnosti slaže se s prijašnjim rezultatom dobivenim u niskim poljima [9]

te s mjerenjima susceptibilnosti [5].

Iako model jednoosnog antiferomagneta dobro opisuje antiferomagnetski uređeno stanje postoje odstupanja u poljima ($H \gtrsim 2$ T) koja se ne mogu opisati navedenim modelom. Popravka modelu bi se mogla izvesti na način da se u obzir uzmu viši članovi razvoja energije anizotropije. Time bi oblik magnetokristalne energije bio drukčiji što bi u principu moglo značiti različito ponašanje simulirane kutne ovisnosti momenta sile, no i dalje se ne bi uklonilo neslaganje mjerene i simulirane amplitude. Drugi pristup koji bi mogao dobro opisati ovo uređeno stanje bi bio preko dva tenzora susceptibilnosti to jest dvije nezavisne spinske osi. Ovaj pristup se opravdava time što mjerenja nuklearne magnetske rezonancije (NMR), opisana u članku [22], zaključuju da se magnetski momenti kristalografski nekvivalentnih atoma bakra mogu drugačije ponašati pri povećanju magnetskog polja. Konkretnije bi to značilo da postoje barem dvije spinske osi koje u malim poljima $H \ll H_{SF}$ tvore usrednjeni smjer spinskih osi koji opažamo u eksperimentu, a pri velikim poljima ($H \gtrsim 1$ T) jedna od spinskih osi (najvjerojatnije od bakra Cu₂, vidi članak [22]) počne rotirati tako da uvijek pokušava biti okomita na polje dok druga ostaje fiksna. Druga spinska os (Cu₁) bi u tome slučaju imala puno veću magnetokristalnu energiju jer u maksimalnim poljima ovog eksperimenta ($H = 4.5$ T) nisu pronađeni novi reorijentacijski efekti. Ovakvo razdvajanje spinskih osi koje pripadaju dvama različitim bakrima opravdano je i prije uočenom temperaturnom rotacijom magnetskih osi u ravnini ac tik ispod T_N koja bi u principu mogla biti posljedica različitog temperaturnog razvoja magnetskih momenata na dva bakra koji su ujedno i različito orijentirani [9]. Taj novi model bi mogao objasniti porast amplitude (u ravnini ac) zbog toga što bi spinska os koja nije doživjela reorijentaciju povećavala amplitudu sa faktorom H^2 iz jednadžbe (3.46), a u ravnini $(b, [\bar{1}01]^*)$ bi takav scenarij smanjio odstupanje krivulja u blizini lake osi jer bi jedna od spinskih osi ostala u ravnini mjerenja. Za točno određivanje magnetske strukture (a time i magnetskih svojstava) ovog sustava bilo bi potrebno napraviti mjerenja difrakcije neutrona.

7 Metodički dio

Jedna od najvažnijih ljudskih djelatnosti je prenošenje znanja. Nastava fizike ne bi trebala biti samo gomilanje informacija, već bi trebala poticati intelektualni razvoj učenika. Većina edukacijskih stručnjaka se slaže da je cilj nastave fizike izgraditi prirodoznanstvenu pismenost kod učenika. Osnovni elementi prirodoznanstvene pismenosti su znanstveno razumijevanje funkcioniranja svijeta, kritičko-logičko razmišljanje, znanstveno zaključivanje i sposobnost evaluacije znanosti i njenih rezultata.

Interaktivna istraživački usmjerena nastava je tip nastave koji bi trebao ostvariti te ciljeve. Ona je utemeljena na konstruktivističkom modelu učenja. Taj model učenja govori da učenici grade svoje znanje pomoću postojećih znanja i novih informacija. Stoga je važno kroz interakciju u nastavi postići intelektualnu aktivnost učenika, a također i stjecati uvid u stupanj razvijenosti i ispravnost njihovih modela. Fizika je sama po sebi istraživačka disciplina, pa time i istraživački usmjerena nastava ima smisla za nju. Najčešći oblik istraživanja je vođeno istraživanje, gdje je uloga profesora da usmjerava učenika, ali i da im omogući da mogu samostalno što više zaključiti. Učenici osmišljaju hipoteze, predlažu pokuse, provode ih, zapisuju svoja predviđanja i opažanja te sami zaključuju o pojavama (naravno u mjeri u kojoj je to moguće). Istraživački usmjerena nastava i fizika kao disciplina imaju sličan način rada (lat. *modus operandi*). Interaktivni dio se temelji na učeničkoj aktivnosti. Učenici trebaju aktivno sudjelovati u nastavnom procesu, na primjer sudjelovanjem u razrednoj raspravi, istraživanju, izvođenju pokusa, rješavanju problema. Učenici time razvijaju mnoge sposobnosti poput koherentnijeg izlaganja svojeg mišljenja, znanstvenog zaključivanja, razvijanja razmišljanja a i sama nastava im nije dosadna. S druge strane, interakcija daje nastavniku uvid u stupanj razvijenosti učeničkih modela (i eventualne miskoncepcije), što je naravno korisno.

Istraživački usmjerena nastava ima jasno definiranu strukturu sata. Sat započinje uvodom, gdje se učenici upoznaju s pojavom. U tom dijelu postavljamo uvodni problem, koji je motivacija za daljnje istraživanje. Središnji dio sata je glavni dio. U njemu postavljamo istraživačka pitanja, istražujemo pojavu, provodimo pokuse, konstruiramo model nove pojave te ga matematički opisujemo. Na kraju sata se ulazi u završni dio, u kojem se testira i/ili primjenjuje model. Također, u ovom dijelu sata

se provjeravaju obrazovni ishodi. Ukratko, obrazovni ishodi su znanja i sposobnosti koje bi učenik trebao imati nakon odrađenog nastavnog sata.

Magnetsko polje električne struje je tema koja je dio standardnog kurikuluma fizike. Ta se tema obrađuje u 2. razredu srednjih škola s gimnazijskim programom. Prije ove nastavne jedinice obrađuju se teme: Magneti i magnetsko polje. Istraživački pristup ovoj jedinici temelji se na izvođenju pokusa kojima kvalitativno određujemo funkcionalnu ovisnost magnetskog polja o raznim veličinama. Također određujemo smjer magnetskog polja. Ova se tema lako može povezati sa svakidašnjim životom, a za nju sam predvidio jedan školski sat. Ova je nastavna jedinica izrazito bitna, jer magnetsko polje vodiča je izrazito kontraintuitivno, a njegovo razumijevanje je vrlo bitno za razumijevanje pojma magnetskog polja i fizike općenito. Literatura korištena za ovu nastavnu pripremu dana je u referencama [23–25].

Obrazovni ishodi

Učenik će:

- Opisati magnetsko polje oko ravnog vodiča kojim teče električna struja.
- Primijeniti pravilo desne ruke u određivanju linija magnetskog polja
- Objasniti kako se mijenja magnetsko polje ravnog vodiča u ovisnosti o jakosti struje i udaljenosti.
- Matematički opisati iznos magnetskog polja ravnog vodiča.
- Primijeniti model na računske i konceptualne zadatke.
- Razvijati sposobnost sudjelovanja u raspravi.
- Razvijati sposobnosti izražavanja i zaključivanja.

Odgojni ishodi

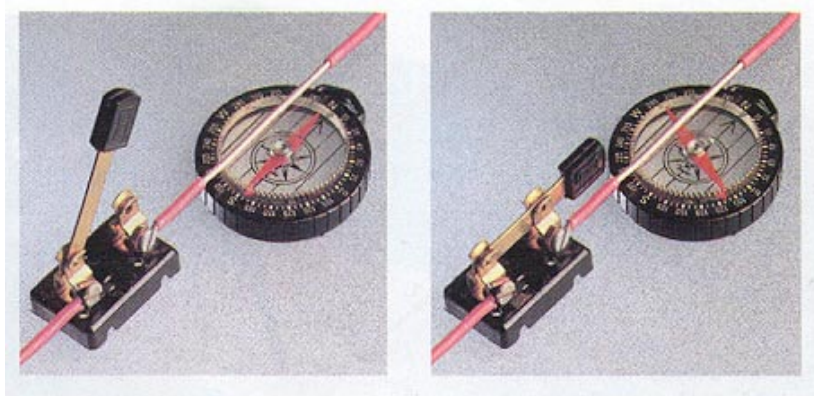
Učenik će:

- Učiti slušati i uvažavati tuđa mišljenja.
- Razvijati demokratičnost u raspravi

Uvodni dio: otvaranje problema, prikupljanje ideja, upoznavanje pojave

U uvodnom dijelu ovog nastavnog sata fokusirao bih se na problem na koje sve načine možemo pomaknuti iglu kompasa. To bih radio na način da bih prvo tražio ideje učenika. Neke ideje bismo isprobali, a glavni zaključak koji bih htio izvući je da iglu kompasa možemo zakrenuti s magnetskim poljem. Postoji mala vjerojatnost da bi neki učenik imao ideju da isprobamo što se događa s magnetskom iglom pored vodiča kojim teče struja. Učenike bih pitanjima usmjerio na tu pojavu. Pitao bih ih što bi se po njihovom mišljenju dogodilo, ako bismo magnetsku iglu stavili pored vodiča. Nakon što to isprobamo pitao bih ih što bi se dogodilo ako bismo pustili struju da teče kroz taj vodič, te bismo to išli provjeriti pokusom.

Pokus 1: Puštamo struju kroz vodič i gledamo što se događa s magnetskom iglom kada je približavamo vodiču (Slika 7.1).



Slika 7.1: Pokus kojim se uvodi magnetsko polje vodiča [26].

Nakon pokusa bih pitao učenike što su opazili, te što im ovaj pokus govori i što zaključuju iz njega. Očekujem da bi učenici mogli odgovoriti da to što se magnetska igla zakrenula znači da na nju djeluje magnetsko polje. Također bih ih pitao što koji je izvor tog polja. Pitanjem bih htio da učenici razumiju da struja koja teče izvor magnetskog polja i to je glavna ideja uvodnog dijela. Ovime bih završio uvodni dio sata. S istraživanjem pojave bih započeo središnji dio sata.

Središnji dio: konstrukcija modela - fizikalni i matematički opis pojave

Istraživačko pitanje 1: Kakav je oblik linija magnetskog polja oko ravnog vodiča?

Pred učenike bih stavio problem da probaju sami osmisliti pokus kojim bi istražili oblik linija magnetskog polja oko ravnog vodiča. Probao bih ih usmjeriti na način da bih ih pitao kako se usmjeravaju kompasi u magnetskom polju (taj su pokus radili u temi Magneti i magnetsko polje). Očekujem da bi mogli sami osmisliti pokuse.

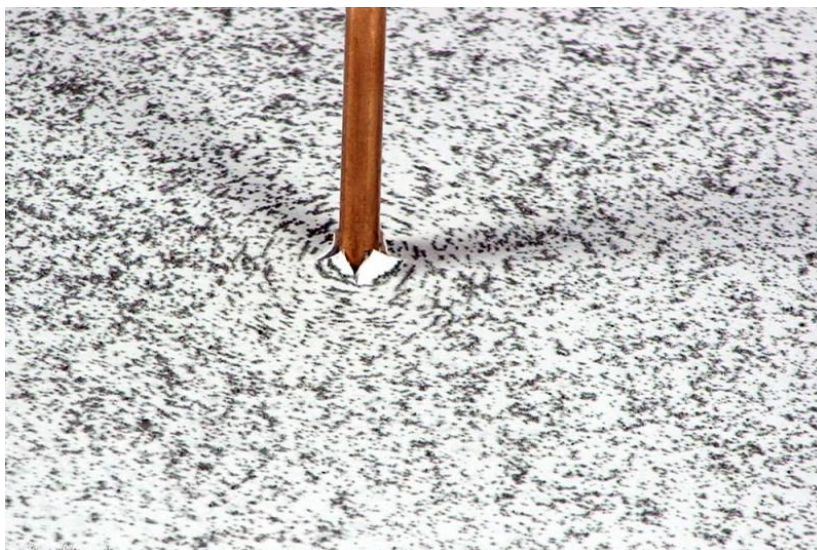
Pokus 2 : Puštamo struju (dovoljnu da se efekt može vidjeti) kroz ravan vodič koji prolazi kroz papir na kojem se nalaze magnetske igle (Slika 7.2).



Slika 7.2: Pokus s magnetskim iglama kojima se prikazuje smjer magnetskog polja vodiča kojim teče struja [27].

Ideja je ovog pokusa da učenici odrede smjer magnetskog polja oko ravnog vodiča. Pošto smo već naveli da se kompasi usmjeravaju u smjeru magnetskog polja, učenici bi mogli odrediti koji je smjer magnetskog polja ravnog vodiča u pojedinim točkama prostora. Učenicima bih dao zadatak da nacrtaju vektore magnetskog polja u točkama prostora gdje su magnetske igle, te konstruiraju linije magnetskog polja. Ideja tog problema je da se učenici prisjete u kojem su odnosu linije i vektori magnetskog polja (to su već naučili u prijašnjim nastavnim jedinicama, na primjer u nastavnoj jedinici Magneti i magnetsko polje) . Pred učenike bih onda stavio problem što bi se dogodilo kada bih kompase zamijenio željeznom piljevinom. Nakon što su dali svoje hipoteze napravili bismo pokus.

Pokus 3 : Puštamo struju (dovoljnu da se efekt može vidjeti) kroz ravan vodič koji prolazi kroz papir na kojem se nalazi željezna piljevina (Slika 7.2).



Slika 7.3: Pokus sa željeznom piljevinom kojom se prikazuje smjer magnetskog polja vodiča kojim teče struja [28].

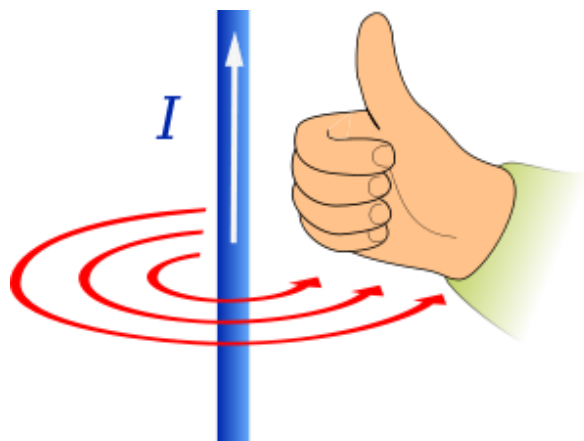
Ideja je pokusa da učenici primijete linije magnetskog polja, tvore kružnice.

Nadalje bih pred njih predstavio novi problem, utječe li smjer struje na smjer magnetskog polja. Učenike bih pitao za njihova očekivanja (što se tiče smjera struje) u vezi pokusa kojeg smo osmislili.

Pokus 4 : Istražujemo kako smjer struje utječe na magnetsko polje vodiča. To radimo tako što dugačku žicu objesimo na postolje ili stavimo da prolazi kroz neko postolje, fiksiramo magnetnu iglu (ili više njih) ispod ili iznad žice (u slučaju postolja pored žice), spojimo na izvor, pa promijenimo polaritet (Slika 7.2).

Ideja je ovog pokusa da učenici zapaze kako promjena smjera toka struje utječe na orijentaciju linija magnetskog polja. Nadalje bih uveo pravilo određivanja orijentacije linija magnetskog polja tzv. pravilo desne ruke. Pravilo desne ruke je pravilo kojim određujemo orijentaciju linija magnetskog polja oko ravnog vodiča. Ako stavimo palac u smjeru toka struje, prsti koji savinemo oko vodiča pokazuju orijentaciju linija magnetskog polja.

Da primijenimo pravilo desne ruke pitao bi ih kakva bi bila orijentacija linija magnetskog polja kada tok struje ima smjer u ploču, a kakav kada bi tok struje bio iz



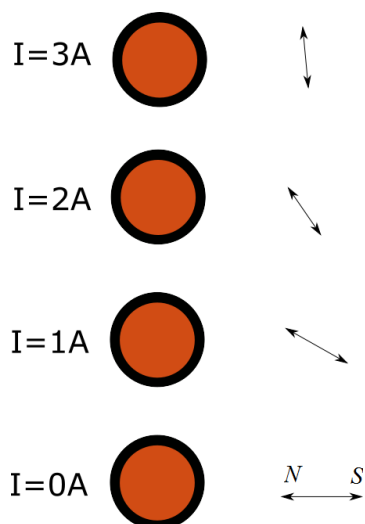
Slika 7.4: Ilustracija pravila desne ruke [29].

ploče.

Istraživačko pitanje 2: O čemu ovisi magnetsko polje ravnog vodiča?

Učenici bi prvo postavili svoje hipoteze, a potom ih testirali pokusima.

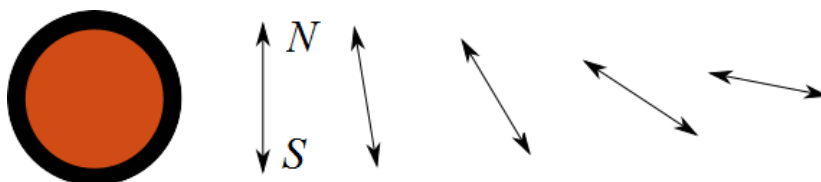
Pokus 4: Istražujemo kako jakost struje utječe na magnetsko polje vodiča. To radimo tako što dugačku žicu objesimo na postolje ili stavimo da prolazimo kroz neko postolje, fiksiramo magnetnu iglu ispod ili iznad žice (u slučaju postolja pored), spojimo na izvor, mijenjamo iznos napona, a time i struje kroz vodič, te gledamo što se događa s magnetskom iglom (vidi sliku 7.5).



Slika 7.5: Shematski prikaz pokusa u kojem se istražuje ovisnost magnetskog polja vodiča o struji. Na slici se vidi presjek žice kojoj struja teče "iz papira". Linije sa strelicama prikazuju magnetsku iglu. Magnetsko polje Zemlje je okomito na smjer magnetskog polja žice i orijentirano ulijevo.

Ideja ovog pokusa je da učenici primijete da se povećavanjem struje povećava i magnetsko polje vodiča (veći je odklon igle od početnog položaja).

Pokus 5: Provjeravamo kako se magnetsko polje mijenja s udaljenosti. To radimo na istom postavu tako što pustimo struju kroz vodič i približavamo/odmičemo magnetnu iglu od žice (Slika 7.6).



Slika 7.6: Shematski prikaz pokusa u kojem se istražuje ovisnost magnetskog polja o udaljenosti od vodiča. Na slici se vidi presjek žice kojoj struja teče "iz papira". Linije sa strelicama prikazuju magnetnu iglu. Magnetsko polje Zemlje je okomito na smjer magnetskog polja žice i orijentirano ulijevo.

Ideja je ovog pokusa da učenici primijete da se povećavanjem udaljenosti od vodiča smanjuje magnetsko polje vodiča (manji je odklon igle od početnog položaja).

Eventualno možemo provjeriti još neke učeničke ideje.

Postavio bih pitanje kako magnetsko polje oko ravnog vodiča ovisi o iznosu struje koja njim teče. Ideja tog pitanja da učenici verbaliziraju zaključak pokusa: da se povećanjem jakosti struje kroz vodič, povećava se i jakost magnetskog polja oko vodiča.

Nakon što učenici odgovore, zapisujem $B \propto I$. Učenicima bih objasnio da mi iz eksperimenta nismo mogli odrediti točnu ovisnost, već samo smjer promjene, a da iz eksperimenata drugih fizičara znamo koja je točna ovisnost.

Nadalje bih pitao kako se mijenja magnetsko polje ravnog vodiča ovisno o udaljenosti. Učenici konstatiraju da se povećanjem udaljenosti magnetsko polje smanjuje i zapisujemo $B \propto I/r$. Učenicima bih opet napomenuo da mi nismo iz eksperimenta mogli odrediti točnu ovisnost, a da iz eksperimenata drugih fizičara znamo koja je točna ovisnost.

Nadalje pišem jednadžbu $B = \frac{\mu I}{4\pi r}$. Diskutiramo da je μ apsolutna permeabilnost, koja je jednaka umnošku permeabilnosti vakuma i relativne permeabilnosti $\mu = \mu_0 \mu_r$. Nadalje, relativna permeabilnost ovisi o sredstvu u kojem se nalazi magnetsko polje.

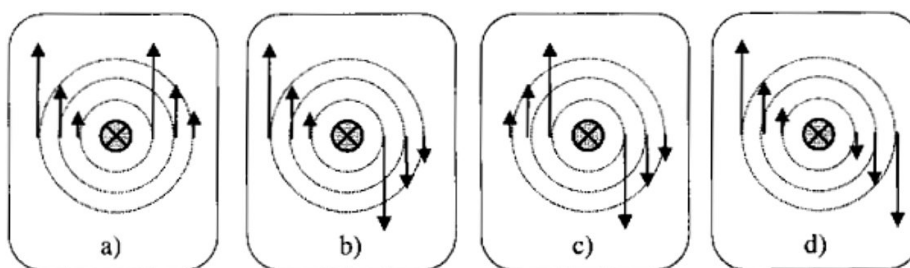
Relativna permeabilnost zraka je otprilike 1, dok nekih drugih materijala može biti i do 10000. Permeabilnost vakuma iznosi $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (trenutno bez mjerne jedinice).

Za kraj središnjeg dijela učenicima dajem zadatak da nađu mjernu jedinicu (Tm/A) permeabilnosti vakuma.

Završni dio: primjena modela - korištenje novostečenog znanja u novim situacijama, provjera ostvarenosti obrazovnih ishoda

Za kraj dajem učenicima različite zadatke na papiru i kažem im da se podijele u manje skupine u kojima će ih zajednički rješavati.

1. Oko dugog ravnog vodiča teče struja I u smjeru "u papir". Oko toga ravnog vodiča se javlja magnetsko polje. Koji od sljedećih crteža najbolje opisuje tu situaciju?



Slika 7.7: Zadatak 1.

Rješenje: c)

2. Koliki je iznos magnetskog polja dugog ravnog vodiča kojim teče struja 10 mA na udaljenosti od 10 cm od vodiča? Koliko se promjeni magnetsko polje ako se pomaknemo 10 cm duž linije paralelne sa žicom?

Rješenje : $2\pi \cdot 10^{-8}$ T . Nakon što se pomaknemo duž te linije magnetsko polje ostaje nepromijenjeno.

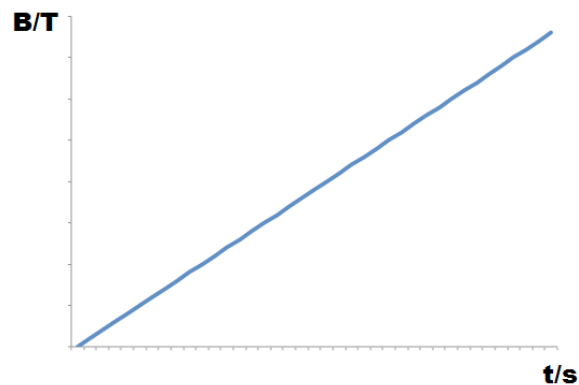
3. Kako se promijeni jakost magnetskog polja ravnog vodiča kad povećamo udaljenost točke mjerenja tri puta?

Rješenje: $\frac{B(3r)}{B(r)} = 1/3$, magnetsko polje se smanji tri puta

4. Dva ravna vodiča kojima teče struja $I = 1 \text{ mA}$ postavljena su paralelno. U točki koja se nalazi na pola puta između dva vodiča magnetsko polje je nula. Kako se odnose smjerovi struja tih vodiča? Na koje sve načine možemo promijeniti iznos magnetskog polja u toj točki, ne pomičući vodiče?

Rješenje: Smjer struja je paralelan. Magnetskom polju možemo promijeniti iznos mijenjajući iznos ili smjer struje jednog vodiča.)

5. Osmislite fizikalnu situaciju koja bi dobro opisivala ovaj graf.



Slika 7.8: Graf ovisnosti magnetskog polja o vremenu.

Rješenje: Postoji puno rješenja, zadovoljan bih bio s rješenjem oblika "Na udaljenosti jedan metar od vodiča nalazi se uređaj koji mjeri magnetsko polje. Struja se povećava od nule proporcionalno s vremenom".

Literatura

- [1] Blundell, S. *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford University Press, prvo izdanje, 2001.
- [2] Cullity, B. i C.D.Graham. *Introduction to magnetic materials*. John Wiley and sons, drugo izdanje, 2009.
- [3] Néel, L., *Magnetism and the local molecular field*. Science, Vol. 174, (1970).
- [4] Martí, X.; Fina, I. i Jungwirth, T., *Prospect for antiferromagnetic spintronics*. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 51, (2015).
- [5] Živković, I.; Djokić, D. M.; Herak, M.; Pajić, D.; Prša, K.; Pattison, P.; Dominko, D.; Micković, Z.; Cinčić, D.; Forró, L.; Berger, H. i Rønnow, H. M., *Site-selective quantum correlations revealed by magnetic anisotropy in the tetramer system secuo_3* . Phys. Rev. B, Vol. 86, str. 054405, (2012).
- [6] Effenberger, H., *Die kristallstrukturen von drei modifikationen des $\text{cu}(\text{seo}_3)$* . Zeitschrift für Kristallographie - Crystalline Materials, Vol. 175, str. 61–72, (1986).
- [7] Goodenough, J. B. *Magnetism and the chemical bond*. John Wiley and sons, 1963.
- [8] Emori, S.; Tokii, T. i Muto, Y., *The magnetic susceptibility of two coupled dimers consisting of $s=1/2$ spins*. Bull. Chem. Soc. Jpn., Vol. 48, str. 1649, (1975).
- [9] Herak, M.; Grubišić Čabo, A.; Žilić, D.; Rakvin, B.; Salamon, K.; Milat, O. i Berger, H., *Magnetic anisotropy of the spin tetramer system secuo_3 studied by torque magnetometry and esr spectroscopy*. Phys. Rev. B, Vol. 89, str. 184411, (2014).
- [10] Ashcroft, N. W. i Mermin, N. D. *Solid State Physics*. Saunder College Publishing, drugo izdanje, 1976.
- [11] Kittel, C. *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley and sons, sedmo izdanje, 1996.
- [12] Griffiths, D. J. *Introduction to electrodynamics*. Prentice Hall, treće izdanje, 1999.

- [13] Kubo, R. *Statistical mechanics*. North-Holland Physics Publishing, sedmo izdanje, 1988.
- [14] Kahn, O. *Molecular magnetism*. VCH, 1993.
- [15] Skomski, R. *Simple Models of Magnetism*. Oxford Graduate Texts. OUP Oxford, 2008.
- [16] Herak, M. *Utjecaj ligandnog okruženja i dimenzionalnosti kristalne rešetke na magnetsku anizotropiju iona 3D prijelaznih metala*. Doktorska disertacija, Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet, 2009.
- [17] Newnham, R. E. *Properties of Materials (Anisotropy, Symmetry, Structure)*. Oxford University Press, New York, USA, 2005.
- [18] Gajda, D.; Jacek Morawski, A.; Janusz Zalenski, A.; Cetner, T. i Presz, A., *Enhancement of critical current density in superconducting wires nbt₁*. *Przeglad Elektrotechniczny*, Vol. 87, str. 209–213, (2011).
- [19] Milward, S. Persistent switch control system, superconducting magnet apparatus employing the same, and method of controlling persistent switch, us patent app. 13/688,334, google patents, 2013. <https://www.google.com/patents/US20130234815>.
- [20] Ramsbottom, H.; Ali, S. i Hampshire, D., *Response of a new ceramic-oxynitride (cernox) resistance temperature sensor in high magnetic fields*. *Cryogenics*, Vol. 36, str. 61–63, (1996).
- [21] Lakeshore Cryotronics, Appendix B: Sensor Characteristics. Poveznica: http://www.lakeshore.com/Documents/LSTC_appendixB_1.pdf.
- [22] Lee, S.; Lee, W.-J.; van Tol, J.; Kuhns, P. L.; Reyes, A. P.; Berger, H. i Choi, K.-Y., *Anomalous spin dynamics in the coupled spin tetramer system CuSeO₃*. *Phys. Rev. B*, Vol. 95, str. 054405, (2017).
- [23] Labor, J. *FIZIKA 2: Udžbenik za 2. razred gimnazije*. Alfa, Zagreb, 2009.
- [24] Labor, J. *FIZIKA 2: Udžbenik za 2. razred srednjih strukovnih škola s četverogodišnjim programom fizike*. Alfa, Zagreb, 2009.

- [25] Krsnik, R. *FIZIKA 2: Udžbenik za 2. razred gimnazije. B-inačica programa.* Školska knjiga, iii. izdanje, 2005.
- [26] Magnetic fields and forces. Poveznica:<http://coe.kean.edu/~afonarev/Physics/Magnetism/Magnetic%20Fields%20and%20Forces-eL.htm>.
- [27] Magnetic field of a wire. Poveznica:[https://cdn.shutterstock.com/shutterstock/videos/25211780/thumb/3.jpg?i10c=img.resize\(height:160\)](https://cdn.shutterstock.com/shutterstock/videos/25211780/thumb/3.jpg?i10c=img.resize(height:160)).
- [28] Fyzikální experimenty. Poveznica:<http://www.fyzikalni-experimenty.cz/cz/foto-E131{ }S003-F.JPG>.
- [29] Pravidlo desne ruke. Poveznica:<https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/3/3e/Manoderecha.svg/300px-Manoderecha.svg.png>.